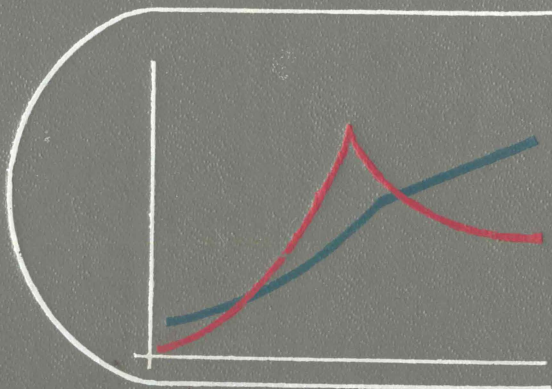


СТРУКТУРА И СВОЙСТВА МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Л.Н.ПАРИКОВ
Ю.Ф.ЮРЧЕНКО

ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

СПРАВОЧНИК



**АКАДЕМИЯ НАУК
УКРАИНСКОЙ ССР**

**ИНСТИТУТ
МЕТАЛЛОФИЗИКИ**

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

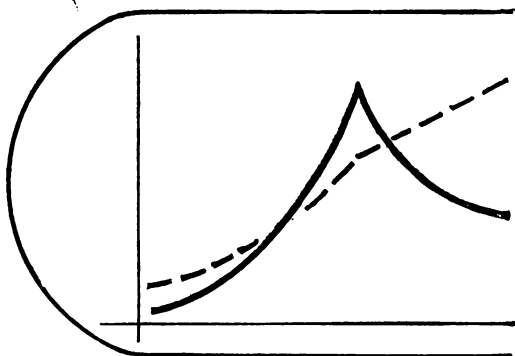
СПРАВОЧНИК

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Л. Н. ЛАРИКОВ (главный редактор),
В. Н. ГРИДНЕВ, В. В. НЕМОШКАЛЕНКО,
Н. В. НОВИКОВ, И. Я. ДЕХТЯР,
Л. В. ТИХОНОВ (зам. главного редактора),
С. П. ОШКАДЕРОВ,
О. А. ШМАТКО (ответственный секретарь)

Л.Н.ЛАРИКОВ
Ю.Ф.ЮРЧЕНКО

ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ



В справочнике приведены сведения о тепловых свойствах металлов и сплавов в твердом состоянии: температурные зависимости энтальпии, теплоемкости, плотности, коэффициентов теплового расширения и теплопроводности, а также данные об изменении энтальпии и плотности в металлах при фазовых превращениях и плавлении. Рассмотрено влияние структурных несовершенств на эти свойства. Впервые в справочной литературе систематизированы данные об изменении внутренней энергии и плотности металлов и сплавов при различных внешних воздействиях. Изложены методы исследования тепловых свойств: калориметрический анализ, измерения плотности, теплового расширения, теплопроводности.

Для научных работников, инженеров и конструкторов, работающих в области физики твердого тела, физической металлургии, механики, физикохимии, технологии неорганических материалов, а также для преподавателей и студентов старших курсов технических факультетов.

Ответственный редактор *В. В. Скороход*

Рецензенты *О. А. Геращенко, М. В. Белоус*

Редакция справочной литературы

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	7
Основные обозначения	8

Ч А С Т Ь I. ОСНОВНЫЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ

Г л а в а 1. Термодинамические соотношения

1.1. Основные определения термодинамики	9
1.2. Функции состояния системы	11
1.3. Зависимость термодинамических параметров от числа частиц	14
1.4. Некоторые соотношения термодинамики необратимых процессов	16

Г л а в а 2. Тепловые свойства металлов в твердом состоянии

2.1. Теплоемкость	19
2.2. Тепловое расширение	23
2.3. Теплопроводность	28
2.4. Фазовые переходы	32

Г л а в а 3. Влияние структурных несовершенств на тепловые свойства металлов и сплавов

3.1. Изменение тепловых свойств при образовании дефектов	35
3.2. Влияние отжига на тепловые свойства металлов	49
3.3. Изменение отношения плотности и энтальпии	50

Г л а в а 4. Прикладное значение тепловых характеристик металлов и сплавов

4.1. Оптимизация термической и механико-термической обработки металлов и сплавов	61
4.2. Использование теплофизических характеристик для определения предела пластичности металлов при обработке давлением	71
4.3. Создание сплавов с особыми тепловыми свойствами	74

Ч А С Т Ь II. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Г л а в а 5. Теплоемкость и энтальпия металлов

5.1. Определение теплоемкости	77
5.2. Определение энтальпии и ее изменений	90

Г л а в а 6. Плотность и тепловое расширение металлов и сплавов

6.1. Определение плотности	111
6.2. Исследование теплового расширения	113

Г л а в а 7. Теплопроводность (температуропроводность) металлов и сплавов

7.1. Стационарные методы определения коэффициента теплопроводности металлов	122
7.2. Нестационарные методы определения коэффициента теплопроводности металлов	123

Ч А С Т Ь III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВАХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ В ТВЕРДОМ СОСТОЯНИИ

Г л а в а 8. Энтальпия и теплоемкость металлов и сплавов

8.1. Энтальпия металлов	128
8.2. Теплоемкость металлов и сплавов	153

Г л а в а 9. Плотность и тепловое расширение металлов и сплавов

9.1. Плотность металлов и сплавов	209
9.2. Тепловое расширение металлов и сплавов	232

Г л а в а 10. Теплопроводность металлов и сплавов

Г л а в а 11. Изменение внутренней энергии и плотности металлов и сплавов

11.1. Изменение внутренней энергии пластически деформированных металлов и сплавов	373
11.2. Изменение плотности (удельного объема) пластически деформированных металлов и сплавов	387
11.3. Изменение внутренней энергии сплавов на основе железа, подвергнутых термической и термомеханической обработкам	391
11.4. Изменение объема сталей, подвергнутых термической и термомеханической обработкам.	395

Приложение 1. Единицы измерения и размерности физических величин, применяемых в теплофизике	400
---	-----

Приложение 2. Свойства якобианов	403
--	-----

Приложение 3. Термодинамические неравенства	404
---	-----

Приложение 4. Принцип Ле-Шателье	406
--	-----

Приложение 5. Соотношения между производными термодинамических величин	407
--	-----

Приложение 6. Соотношение Грюнайзена	410
--	-----

Приложение 7. Дифференциальное уравнение теплопроводности	411
---	-----

Приложение 8. Температурная зависимость плотности воды и четыреххлористого углерода	412
---	-----

Приложение 9. Температурная зависимость плотности сухого воздуха	413
--	-----

Приложение 10. Приведение массы вещества к массе в вакууме	413
--	-----

Список литературы	414
-----------------------------	-----

Предметный указатель	431
--------------------------------	-----

ПРЕДИСЛОВИЕ

В справочнике приведены сведения о фундаментальных тепловых свойствах металлов и сплавов, определяющих их промышленное использование. В сжатой форме изложен материал об основных термодинамических законах и зависимостях, а также современные представления о тепловых свойствах твердых тел.

Справочник состоит из трех частей. В первой части дана характеристика основных теплофизических зависимостей. Во второй — рассмотрены методы изучения тепловых свойств металлов и сплавов, оценены существующие экспериментальные возможности, а также точность определения тепловых свойств и их изменений при внешнем воздействии. Третья часть содержит экспериментальные данные о тепловых свойствах металлов и сплавов.

При отборе данных предпочтение отдавалось источникам, в которых были проведены всесторонний анализ и оценка экспериментальных результатов. По возможности указана причина различия результатов для одних и тех же металлов или сплавов (например, вследствие разной предварительной обработки, разной химической чистоты).

В справочник включены экспериментальные данные об изменении внутренней энергии и плотности металлов и сплавов при внешнем воздействии: пластической деформации, термической и термомеханической обработках, о влиянии различных структурных несовершенств на тепловые свойства реальных металлов и сплавов, а также о прикладном использовании тепловых свойств металлов и сплавов, в частности для оптимизации управления упрочняющей обработкой, определения предела пластичности. Поскольку такие сведения приводятся в справочной литературе впервые, авторы с благодарностью примут все замечания, советы и пожелания читателей.

Гл. 1 написана Ю. Ф. Юрченко (§ 1—3) и совместно Л. Н. Лариковым и Ю. Ф. Юрченко (§ 4), гл. 2 — Ю. Ф. Юрченко (§ 2, 3) и совместно Л. Н. Лариковым и Ю. Ф. Юрченко (§ 1, 4), гл. 3—5 — Л. Н. Лариковым, гл. 6—11 — Ю. Ф. Юрченко.

Авторы глубоко признательны ответственному редактору д-ру техн. наук, проф. В. В. Скороходу, рецензентам чл.-кор. АН УССР О. А. Геращенко и д-ру техн. наук, проф. М. В. Белоусу за ценные замечания, которые способствовали улучшению содержания справочника. Авторы благодарны также инженерам Т. Д. Внуковой, П. В. Мудрук, И. В. Стеценко за большую помощь при подготовке рукописи к печати.

Л. Н. Лариков, Ю. Ф. Юрченко

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- A — работа
 a — коэффициент температуропроводности
 b — вектор Бюргера
 c — теплоемкость
 c_p, c_v — теплоемкость соответственно при постоянных давлении
и объеме
 D — плотность
 E — энергия
 F — изохорно-изотермный потенциал (энергия Гельмгольца)
 H — энтальпия
 h — постоянная Планка
 \hbar — квантовая постоянная
 k — постоянная Больцмана
 L — длина
 M — масса
 N — число частиц
 P — давление
 p — сила
 Q — количество теплоты
 S — энтропия
 s — площадь
 T — время
 U — внутренняя энергия
 V — объем
 Φ — изобарно-изотермный потенциал (энергия Гиббса)
 α — линейный коэффициент теплового расширения
 β — объемный коэффициент теплового расширения
 γ — параметр Грюнайзена
 ε — степень деформации
 Θ — температура
 λ — коэффициент теплопроводности
 μ — химический потенциал
 χ — изотермическая сжимаемость

ОСНОВНЫЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ

ГЛАВА I

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

1.1. Основные определения термодинамики [13, 71, 110, 130, 134, 163, 175]

Энергия есть общая количественная мера движения и взаимодействия всех видов материи. Согласно теории относительности энергия неразрывно связана с массой. Различают механическую, электромагнитную, химическую, ядерную и другие виды энергии. Разделение энергии на виды в значительной мере носит условный характер.

Работа в термодинамике обобщает понятие работы в механике. Обобщенными координатами являются внешние параметры термодинамической системы, а обобщенными силами — величины, зависящие от координат и внутренних параметров системы. Работа термодинамической системы есть энергия, передаваемая при взаимодействии тел, которая не зависит от температуры этих тел и не связана с переносом вещества от одного тела к другому.

Термодинамическая система — это совокупность тел, могущих энергетически взаимодействовать между собой и с другими телами и обмениваться с ними веществом. Термодинамическая система называется **изолированной** (замкнутой), если обмен энергией с внешней средой отсутствует, **гомогенной**, если между любыми частями ее нет границы раздела. При наличии границы раздела система является **гетерогенной**. Часть гетерогенной системы, ограниченная поверхностью раздела и характеризующаяся, в отсутствие внешнего поля сил, одинаковыми физическими свойствами во всех своих точках, называется **фазой** вещества. **Компоненты** термодинамической системы — это вещества, наименьшее число которых необходимо и достаточно для образования всех возможных фаз данной системы, находящейся в равновесном состоянии. Система находится в **стационарном состоянии**, если в результате постоянных внешних воздействий распределение параметров во всех ее частях остается неизменным во времени; в **равновесном состоянии**, если при постоянных внешних условиях распределение параметров во всех ее частях остается неизменным во времени и отсутствуют потоки вещества и теплоты. **Термодинамическое равновесие** — состояние системы, при котором во всех ее частях температура неизменна.

Основные параметры состояния системы — температура, давление, удельный объем. Внешние параметры состояния зависят от обобщенных координат внешних тел, которые взаимодействуют с системой; внутренние параметры — и от усредненных значений координат и скоростей частиц, образующих систему.

Температура — это физическая величина, характеризующая состояние термодинамического равновесия макроскопической системы. Имеет размерность энергии; зависит от средней кинетической энергии поступательного движения частиц, составляющих тело. При соприкосновении двух тел, например газообразных, переход тепла от одного тела к другому будет происходить до тех пор, пока значения средней кинетической энергии поступательного движения частиц, из которых состоит тела, не будут равны (**первый постулат**, или **нулевое начало термодинамики**). При данной температуре кинетическая энергия каждой отдельной частицы тела может значительно отличаться от средней кинетической энергии частиц тела. Поэтому понятие температуры является статистическим и применимо только к телу, состоящему из достаточно большого числа частиц. К пространству со значительно разреженной материей статистические законы неприменимы. Температура в этом случае определяется мощностью потоков лучистой энергии, пронизывающей тело, и равна температуре абсолютно черного тела с такой же мощностью излучения.

Единая температурная шкала, независимая от свойств термодинамического вещества — термодинамическая температурная шкала, основана на втором законе термодинамики. Принятые в СССР практические температурные шкалы обеспечивают единство измерений температуры в диапазоне от 0,01 до 100 000 К (ГОСТ 8.157—75). Измеряемые температуры близки к термодинамическим температурам. Единица температуры — кельвин (К) — $1/273,16$ часть термодинамической температуры тройной точки воды. В табл. 1.1 и 1.2 приведены основные и вторичные реперные (постоянные) точки МПШТ-68.

Таблица 1.1. Основные реперные точки МПШ-68 [29, 110, 130]

Состояние фазового равновесия	θ , К
Тройная точка равновесного водорода	13,81
Равновесие между жидкой и парообразной фазами равновесного водорода при давлении 33,330 кПа	17,042
Точка кипения равновесного водорода	20,28
неона	27,102
Тройная точка кислорода	54,361
Точка кипения кислорода	90,188
Тройная точка воды	273,16
Точка кипения воды	373,16
затвердевания олова	505,1181
цинка	692,73
серебра	1235,08
золота	1337,58

Давление — параметр состояния, равный силе, действующей на единицу площади поверхности тела по нормали к ней: $P = \lim \Delta p / \Delta s = dp / ds$. Плотность — масса единицы объема вещества:

Таблица 1.2. Вторичные реперные точки МПТШ-68 [29, 110, 130]

Состояние фазового равновесия	θ , К	Состояние фазового равновесия	θ , К
Точка затвердевания ртути	234,314	Точка затвердевания никеля	1728
индия	429,784	кобальта	1768
висмута	544,592	палладия	1827
кадмия	594,258	платины	2042
свинца	600,652	родия	2236
медно-алюминиевой эвтектики	821,41	иридия	2720
сурьмы	903,905	ниобия	2750
алюминия	933,61	молибдена	2896
меди	1358,03	вольфрама	3695

$D = \lim \Delta M / \Delta V = dM / dV$. Удельный объем — объем единицы массы вещества: $V_y = 1/D$.

Термодинамическим процессом называется любое изменение состояния термодинамической системы, характеризующееся изменением ее термодинамических параметров. Равновесным (квазистатическим) процессом — термодинамический процесс, при котором система проходит непрерывный ряд равновесных состояний. Обратимым процессом — равновесный процесс, после которого система и взаимодействующие с ней системы (окружающая среда) могут возвратиться в начальное положение. Необратимым процессом — процесс, после которого система и взаимодействующие с ней системы (окружающая среда) не могут возвратиться в начальное положение. Изопротессами — термодинамические процессы, протекающие при неизменном любом параметре состояния системы, причем масса системы предполагается постоянной. Различают изохорный (изохорический) процесс, протекающий при постоянном объеме системы, изобарный (изобарический) процесс — при постоянном давлении в системе, изотермический (изотермный) процесс — при постоянной температуре, а также адиабатический (адиабатный) процесс, при котором система не получает теплоту извне и не отдает ее.

1.2. Функции состояния системы [13, 26, 71, 72, 133]

Функция состояния системы есть физическая характеристика системы, изменение которой при переходе из одного термодинамического состояния в другое не зависит от вида соответствующего процесса, а целиком определяется значениями параметров начального и конечного состояния.

Внутренняя энергия — функция состояния системы, характеризующаяся тем, что ее приращение в любом процессе равно сумме теплоты, сообщенной системе, и работы ($-\int PdV$), совершенной над ней.

Энтродия — функция состояния системы, характеризующаяся тем, что ее дифференциал при элементарном равновесном процессе равен отношению бесконечно малого количества теплоты, сообщенной системе, к термодинамической температуре системы: $dS = dQ/\theta$. Эн-

тальпия — функция состояния системы, равная сумме внутренней энергии и произведения давления на объем:

$$H = U + PV. \quad (1.1)$$

Энергия Гельмгольца (изохорно-изотермический потенциал) — функция состояния системы, равная разности между внутренней энергией и произведением термодинамической температуры на энтропию:

$$F = U - \Theta S. \quad (1.2)$$

Энергия Гиббса (изобарно-изотермный потенциал) — функция состояния системы, равная разности между энтальпией и произведением термодинамической температуры на энтропию:

$$\Phi = H - \Theta S.$$

Согласно **первому закону термодинамики** количество теплоты, сообщенное системе, расходуется на изменение ее внутренней энергии и совершение системой работы против внешних сил: $Q = \Delta U + A$. Из первого закона термодинамики следует, что нельзя построить периодически действующий двигатель, который бы совершал работу большую, чем подводимая к нему энергия (невозможность создания вечного двигателя первого рода). Для элементарного изменения состояния системы первый закон термодинамики имеет вид $\delta Q = dU + \delta A$, или $cd\Theta = dU + \delta A$.

Тепловым эффектом процесса называется сумма количества теплоты, отданного системой в этом процессе, и теплового эквивалента A^* работы, равной разности между полной работой системы в этом процессе и работой ее расширения: $E = Q^* + A^*$. Так как $Q^* = -Q$, из первого закона термодинамики следует, что в равновесном процессе

$$E = U_1 - U_2 - \int_1^2 PdV = H_1 - H_2 + \int_1^2 VdP.$$

Из **первого закона термодинамики** также следует **основной закон термехимии**, или **закон Гесса**. Согласно этому закону тепловой эффект реакции, протекающей в системе при постоянном объеме или постоянном давлении, не зависит от промежуточных состояний, через которые проходит система, а определяется лишь начальным и конечным состояниями системы. На законе Гесса основан калориметрический анализ. Ряд следствий из этого закона упрощает расчет химических реакций, протекающих в системе при указанных условиях.

Если замкнутая система в некоторый момент времени находится в неравновесном макроскопическом состоянии, то наиболее вероятным следствием в последующие моменты времени будет монотонное возрастание энтропии системы (**второй закон термодинамики**, или **закон возрастания энтропии**). Из **второго закона термодинамики** следует, что для произвольного элементарного процесса $dS \geq \delta Q/\Theta$. Знак равенства относится к обратимым процессам, а знак неравенства — к необратимым. Для адиабатической системы $\delta Q = 0$ второй закон термодинамики имеет вид $dS \geq 0$.

Из уравнений первого и второго закона термодинамики получаем основное соотношение термодинамики — $\Theta dS \geq dU + \delta A$, для обратимых процессов — $\Theta dS = dU + \delta A$, или

$$dU = \Theta dS - PdV. \quad (1.3)$$

Согласно третьему закону термодинамики (принципу Нернста) в любом изотермическом процессе, проведенном при абсолютном нуле температур, изменение энтропии системы равно нулю, $\Delta S_0 = 0$; $S = S_0 = \text{const}$, независимо от изменения любых других параметров состояния системы. Из него вытекает принцип недостижимости абсолютного нуля температуры. Принцип Нернста развит Планком, который предположил, что при абсолютном нуле температуры энтропия системы равна нулю.

Из основного соотношения термодинамики математическим путем можно получить термодинамические соотношения. Продифференцировав уравнение (1.1) с учетом уравнения (1.3), находим полный дифференциал энтальпии: $dH = \Theta dS + VdP$. Следовательно, $\Theta = (\partial H / \partial S)_P$; $V = (\partial H / \partial P)_S$.

Работа, выполненная над телом при бесконечно малом изотермическом обратимом изменении его состояния, записывается в виде дифференциала некоторой величины:

$$dA = dU - dQ = dU - \Theta dS = d(U - \Theta S),$$

или, с учетом (1.2), $dA = dF$. Из формул (1.2) и (1.3) определяется дифференциал свободной энергии: $dF = -Sd\Theta - PdV$. Отсюда

$$S = - \left(\frac{\partial F}{\partial \Theta} \right)_V; \quad P = - \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_\Theta. \quad (1.4)$$

Внутреннюю энергию можно выразить через свободную энергию Гельмгольца с учетом соотношения (1.2):

$$U = F - \Theta \left(\frac{\partial F}{\partial \Theta} \right)_V = - \Theta^2 \left(\frac{\partial}{\partial \Theta} \frac{F}{\Theta} \right)_V.$$

Аналогично

$$S = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \Theta} \right)_P; \quad V = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial P} \right)_\Theta,$$

$$H = \Phi - \Theta \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \Theta} \right)_P = - \Theta^2 \left(\frac{\partial}{\partial \Theta} \frac{\Phi}{\Theta} \right)_P.$$

Если любая из величин U , H , F или Φ известна как функция соответствующих двух переменных, то, составляя ее частные производные, можно определить остальные термодинамические величины. Функция внутренней энергии является характеристической функцией по переменным S , V ; энтальпия — по переменным S , P ; свободная энергия Гельмгольца — по переменным V , Θ ; свободная энергия Гиббса — по переменным P , Θ .

Необратимые процессы, происходящие при постоянных температуре и объеме, сопровождаются уменьшением свободной энергии тела. Необратимые процессы, происходящие при постоянных температуре и давлении, сопровождаются уменьшением термодинамического потенциала. В состоянии теплового равновесия свободная энергия и термодинамический потенциал тела минимальны: первая — по отношению к изменениям состояния при постоянных температуре и объеме; второй — по отношению к изменениям состояния при постоянных температуре и давлении.

Теплоемкость — количество теплоты, при получении которого температура тела повышается на единицу температуры. Теплоемкость тела зависит от условий его нагревания. Различают теплоемкость при

постоянном объеме c_V и теплоемкость при постоянном давлении c_P . С учетом (1.1) и (1.3) имеем

$$c_V = \Theta \left(\frac{\partial S}{\partial \Theta} \right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial \Theta} \right)_V,$$

$$c_P = \Theta \left(\frac{\partial S}{\partial \Theta} \right)_P = \left(\frac{\partial H}{\partial \Theta} \right)_P. \quad (1.5)$$

Объемный коэффициент теплового расширения определяется как скорость увеличения объема с изменением температуры при постоянном давлении: $\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial \Theta} \right)_P$; изотермическая сжимаемость — как $-\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_\Theta$. Из термодинамических соотношений следует, что

$$c_P - c_V = \beta^2 \frac{V\Theta}{\chi}. \quad (1.6)$$

С помощью экспериментально определяемых c_P , β и χ при данных параметрах состояния вычисляются функции состояния тел. В табл. 1.3 приведены соответствующие термодинамические соотношения.

Таблица 1.3. Термодинамические соотношения [71]

x	y	z	$(\partial y/\partial x)_z$	x	y	z	$(\partial y/\partial x)_z$
Θ	V	P	βV	Θ	P	V	β/χ
Θ	S	P	c_P/Θ	Θ	S	V	$c_P/\Theta - \beta^2 V/\chi$
Θ	U	P	$c_P - \beta PV$	Θ	U	V	$c_P - \beta^2 V\Theta/\chi$
Θ	H	P	c_P	Θ	H	V	$c_P - \beta^2 V\Theta/\chi + \beta V/\chi$
Θ	F	P	$-\beta PV - S$	Θ	F	V	$-S$
Θ	Φ	P	$-S$	Θ	Φ	V	$\beta V/\chi - S$
P	V	Θ	$-\chi V$	Θ	P	S	$c_P/\beta V\Theta$
P	S	Θ	$-\beta V$	Θ	V	S	$-\chi c_P/\beta\Theta + \beta V$
P	U	Θ	$\chi PV - \beta V\Theta$	Θ	U	S	$\chi P c_P/\beta\Theta - \beta PV$
P	H	Θ	$V - \beta V\Theta$	Θ	H	S	$c_P/\beta\Theta$
P	F	Θ	χPV	Θ	F	S	$\chi P c_P/\beta\Theta - \beta PV - S$
P	Φ	Θ	V	Θ	Φ	S	$c_P/\beta\Theta - S$

1.3. Зависимость термодинамических параметров от числа частиц [13, 71, 72, 175]

Наряду с внутренней энергией и энтропией свойством аддитивности обладают энергия Гельмгольца, энергия Гиббса и энтальпия, что следует из их определения, при условии постоянства давления и температуры вдоль находящегося в равновесии тела. Адди-

тивность величины означает, что при изменении количества вещества (а значит, и числа частиц) в некоторое число раз эта величина изменяется во столько же раз, или аддитивная термодинамическая величина должна быть однородной функцией первого порядка относительно аддитивных переменных.

Выразим внутреннюю энергию тела в виде функции энтропии, объема и числа частиц: $U = Nf(S/N, V/N)$. Аналогично

$$F = Nf\left(\frac{V}{N}, \Theta\right), H = Nf\left(\frac{S}{N}, P\right), \Phi = Nf(P, \Theta). \quad (1.7)$$

Формально рассматриваем N как независимую переменную. Тогда в выражения дифференциалов термодинамических потенциалов следует добавить члены, пропорциональные dN :

$$\begin{aligned} dU &= \Theta dS - PdV + \mu dN; \\ dH &= \Theta dS + VdP + \mu dN; \\ dF &= -Sd\Theta - PdV + \mu dN; \\ d\Phi &= -Sd\Theta + VdP + \mu dN, \end{aligned} \quad (1.8)$$

где μ — химический потенциал тела, $\mu = (\partial U / \partial N)_{S, V}$.

Из приведенных формул следует:

$$\mu = \left(\frac{\partial H}{\partial N}\right)_{S, P} = \left(\frac{\partial F}{\partial N}\right)_{\Theta, V} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial N}\right)_{P, \Theta}.$$

Дифференцируя Φ в виде (1.7), находим, что $\mu = \partial \Phi / \partial N = f(P, \Theta)$ или $\Phi = N\mu$. Поэтому химический потенциал тела, состоящего из одинаковых частиц, есть его термодинамический потенциал, отнесенный к одной частице. Выраженный как функция от P и Θ , химический потенциал не зависит от N . Поэтому $d\mu = -Sd\Theta + VdP$. Здесь S и V — энтропия и объем в расчете на одну частицу.

Выделим внутри тела некоторый определенный объем и рассмотрим вещество, заключенное в этом объеме. При этом N — переменная величина, V — постоянная. Тогда $dF = -Sd\Theta + \mu dN$. В равенстве (1.8) независимыми переменными являются Θ и N . Введем такой термодинамический потенциал, для которого второй независимой переменной будет μ . Тогда

$$d(F - \mu N) = -Sd\Theta - Nd\mu.$$

Поэтому

$$\begin{aligned} \Omega &= F - \mu N = F - \Phi = PV, \\ N &= -\left(\frac{\partial \Omega}{\partial \mu}\right)_{\Theta, V} = V\left(\frac{\partial P}{\partial \mu}\right)_{\Theta, V}. \end{aligned}$$

Известно [72], что

$$\begin{aligned} (\delta U)_{S, V, N} &= (\delta F)_{\Theta, V, N} = (\delta \Phi)_{\Theta, P, N} = \\ &= (\delta H)_{S, P, N} = (\delta \Omega)_{\Theta, V, \mu}. \end{aligned}$$

Работа при обратимом процессе, происходящем при постоянных Θ , V и μ , равна изменению потенциала Ω . В состоянии теплового равновесия потенциал Ω имеет минимальное значение относительно изменения состояния при постоянных Θ , V , μ .

1.4. Некоторые соотношения термодинамики необратимых процессов [28, 39, 131]

Классическая термодинамика основана на понятиях обратимых процессов и истинных равновесных состояний систем. Во многих важных областях техники состояние истинного термодинамического равновесия достигается только при исключительных условиях. Практически все процессы, протекающие в природе, являются необратимыми.

Термодинамика обратимых процессов ограничивается рассмотрением случая равенства нулю приращения энтропии. При этом процесс может протекать с бесконечно малой скоростью как в прямом, так и в обратном направлении при бесконечно малом изменении параметров. Элементарная работа записывается в виде

$$dA = \sum_{i=1}^n p_i \delta q_i,$$

где p_i , q_i — соответственно обобщенные силы и координаты. Термодинамика обратимых процессов позволяет найти внутренние параметры систем для данной совокупности внешних параметров, а также определить функции состояния системы в зависимости от обобщенных сил и координат.

В случае необратимых процессов при приближении к равновесию имеем систему условий:

$$\begin{cases} \frac{\partial q_i}{\partial \Theta} \rightarrow 0 \quad (i = 1, 2, \dots, n), \\ \frac{\partial \Phi}{\partial q_i} \rightarrow 0, \quad \frac{\partial S}{\partial q_i} \rightarrow 0. \end{cases}$$

При нарушении равновесия $\partial q_i / \partial \Theta \neq 0$ производные функционально зависят от $\partial \Phi / \partial q_i$. Вблизи равновесия, если ограничиться первыми степенями производных, получаем линейные соотношения $\partial q_i / \partial \Theta = k_{ij} (\partial \Phi / \partial q_j)$. Скорости необратимых процессов, или обобщенные потоки, и силы взаимосвязаны: $J_i = k_{ij} p_j$. Обобщенные силы обычно определяются из разложения скорости нарастания энтропии вблизи состояния равновесия:

$$\frac{dS}{d\Theta} = K_{ij} p_i p_j \geq 0.$$

Дополнительно вводятся соотношения Онзагера, выражающие следующее свойство: если на поток J_i , соответствующий необратимому процессу i , влияет сила p_j необратимого процесса j , то на поток J_j сила p_i влияет посредством того же интерференционного коэффициента k_{ij} . Поэтому $k_{ij} = k_{ji}$. Например, для случая теплопроводности соотношения взаимности Онзагера означают, что тензор теплопроводности является симметричным. Это соответствует эксперименту.

Дальнейшее развитие линейной неравновесной термодинамики связано с более широким кругом явлений, в которых следует учитывать нелинейные эффекты и неустойчивость, т. е. выразить локальную энтропию через те же независимые переменные, что и в случае системы,

находящейся в положении равновесия. Создана теория, которая описывает упорядочение состояния вдали от равновесных условий, например за границей устойчивости термодинамической ветви. В этом случае чисто причинное описание даже для системы с большим числом степеней свободы непригодно. Основой созданной теории является теория флуктуаций.

В обычных условиях флуктуация вызывает реакцию системы, которая возвращает ее в невозмущенное состояние. В этом случае выполняется принцип Ле-Шателье — Брауна (принцип демпфирования), согласно которому в любой системе, находящейся в химическом равновесии, при изменении одного из факторов, управляющих этим равновесием, возникают компенсирующие процессы, стремящиеся ослабить влияние этого изменения. Принцип демпфирования выполняется также и в линейной неравновесной термодинамике, основой которой является уравнение баланса энтропии:

$$dS = d_e S + d_i S; d_i S \geq 0, \quad (1.9)$$

где $d_e S$ — поток энтропии (вклад окружающей среды); $d_i S$ — производство энтропии, вызванное неравновесными процессами внутри системы. В этом случае справедлива теорема о минимуме производства энтропии: если стационарное состояние характеризуется минимумом производства энтропии, то флуктуации убывают точно так же, как и при термодинамическом равновесии. Принцип демпфирования не выполняется для состояний, далеких от равновесия.

Термодинамическая теория, которая включает макроскопическую теорию флуктуаций, следует из теории флуктуаций Эйнштейна. Обобщение теории Эйнштейна, которое применимо как к равновесному, так и к неравновесному макроскопическому изменению, показывает, что определяющей величиной является «кривизна» энтропии $\delta^2 S$. Именно временное изменение $\delta^2 S$ определяет условия, при которых затухают флуктуации или устанавливается справедливость принципа демпфирования. Очевидно, для решения этой задачи следует установить уравнение баланса для $\delta^2 S$. При положительном знаке производства избыточной энтропии система всегда устойчива. Вблизи равновесия это условие выполняется тождественно, справедлив принцип Ле-Шателье — Брауна, флуктуации затухают. Вдали от равновесия в предельном состоянии, соответствующем переходу между устойчивостью и неустойчивостью, производство избыточной энтропии исчезает, физический смысл неустойчивости может быть изучен с большей общностью.

Согласно уравнению (1.9) производство энтропии всегда положительно. Знак равенства соответствует равновесию (обратимым процессам). Так как производство энтропии представляет только часть прироста энтропии, связанную с изменением внутреннего состояния системы, то критерий имеет вид неполного дифференциала. Однако, если существует термодинамический потенциал, указанное неравенство можно преобразовать в полный дифференциал. Например, для системы при постоянных температуре и объеме производство энтропии становится полным дифференциалом:

$$d_i S = - \frac{(dF)_{\Theta, v}}{\Theta} \geq 0. \quad (1.10)$$

Эта величина непосредственно связана с изменением свободной энергии Гельмгольца. Все процессы протекают в направлении уменьшения F до тех пор, пока свободная энергия не достигнет минимума в устойчивом равновесном состоянии. Обобщение неравенства (1.10) на нерав-

новесные случаи возможно, если существует потенциал типа F (называемый кинетической функцией), знак которого определяет направление изменений в системе.

Скорость производства энтропии можно записать как сумму произведений обобщенных сил и потоков:

$$\frac{d_i S}{dT} = p_n J_n, \quad (1.11)$$

где $p_n = \frac{1}{\Theta} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)_{p, \Theta}$ — движущая сила n -го процесса; $J_n = \frac{d\xi_n}{dT}$ — его скорость; ξ_n — параметр n -го процесса, характеризующий степень его протекания. В линейном приближении для состояний, недалеких от равновесия, справедлива система уравнений

$$J_j = L_{jn} p_n, \quad (1.12)$$

где L_{jn} — так называемые феноменологические коэффициенты. Записывая решение для (1.12) в виде $\|p\| = \|L\|^{-1} \|J\|$ и обозначая члены обратной матрицы $\|L\|^{-1}$ через L_{jn}^{06} , получаем

$$p_n = L_{jn}^{06} J_j. \quad (1.13)$$

Комбинируя (1.11), (1.12) и (1.13), имеем

$$\frac{d_i S}{dT} = L_{jn}^{06} J_j J_n. \quad (1.14)$$

Уравнение (1.14) связывает скорость производства энтропии в системе со скоростями протекающих в ней процессов. При $n = 1$

$$\frac{d_i S}{dT} = L^{06} \left(\frac{d\xi}{dT} \right)^2;$$

при $n = 2$

$$\frac{d_i S}{dT} = L_{11}^{06} \left(\frac{d\xi_1}{dT} \right)^2 + (L_{12}^{06} + L_{21}^{06}) \frac{d\xi_1}{dT} \frac{d\xi_2}{dT} + L_{22}^{06} \left(\frac{d\xi_2}{dT} \right)^2.$$

Стационарные состояния вблизи равновесия характеризуются минимумом производства энтропии. Следовательно, в этом случае всегда существует термодинамический потенциал, который изменяется так, что уменьшается производство энтропии. В некоторых частных случаях для систем вдали от равновесия также можно ввести различные кинетические потенциалы. В общем, такой кинетический потенциал отсутствует, что обусловлено многообразием макроскопического поведения систем, находящихся вдали от равновесия.

Можно ввести общее неравенство, справедливое для любого изменения состояния макроскопической системы при фиксированных граничных условиях (**универсальный критерий эволюции**). Поскольку обычно этот критерий возникает в форме неполного дифференциала, не существует термодинамического потенциала, связанного в классическом смысле с этим критерием. Но он может быть использован для обобщения понятия «термодинамический потенциал». Главная особенность этого метода (**метода локального потенциала**) состоит в том, что каждая неизвестная функция появляется дважды: один раз как среднее значение и второй как флуктуирующая величина. Локальный потенциал достигает максимума (в функциональном смысле), если среднее значение совпадает с наиболее вероятным, что позволяет судить о проблеме устойчивости неравновесных состояний.

ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛОВ В ТВЕРДОМ СОСТОЯНИИ

2.1. Теплоемкость

[54, 55, 72, 76, 104, 119, 247]

Металлы в твердом состоянии обладают, как правило, кристаллической структурой, и в условиях термического равновесия тепловое движение атомов можно рассматривать как совокупность малых колебаний атомов около некоторых положений равновесия — «узлов» кристаллической решетки. В аморфных металлических сплавах атомы колеблются вокруг хаотически расположенных точек. С термодинамической точки зрения такие сплавы метастабильны и с течением времени должны были бы закристаллизоваться. Однако вследствие значительных времен релаксации промышленные аморфные металлические ленты могут сохранять некристаллическую структуру при температурах, не очень превышающих нормальную, в течение длительного времени. Зависимости, характеризующие тепловые свойства, относятся как к кристаллическим металлам, так и к аморфным сплавам. Однако к последним неприменима теорема Нернста, поскольку при $\Theta \rightarrow 0\text{K}$ их энтропия стремится к отличному от нуля значению. «Остаточная» энтропия, не исчезающая при $\Theta \rightarrow 0\text{K}$, может наблюдаться в кристаллических сплавах при наличии фазового перехода типа «порядок \rightleftharpoons беспорядок».

С механической точки зрения твердое тело, состоящее из атомов и обладающее $3N$ колебательными степенями свободы, рассматривается как совокупность $3N$ независимых осцилляторов, каждый из которых соответствует отдельному нормальному колебанию. Выражение для свободной энергии такой системы имеет вид

$$F = NE_a + \Theta \sum_i \ln \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega_i}{\Theta}} \right), \quad (2.1)$$

где ω_i — частота колебаний атомов. Суммирование проводится по всем $3N$ нормальным колебаниям, которые нумеруются индексом i . Первый член в формуле выражает энергию взаимодействия всех атомов тела в положении равновесия (в состоянии «нулевых» колебаний), значит, E_a — энергия, отнесенная к одному атому. E_a является функцией плотности, поскольку при изменении объема изменяются межатомные расстояния, а следовательно, и энергия взаимодействия атомов (см. § 2 настоящей главы). При заданном объеме E_a от Θ не зависит.

Случай низких температур. В выражении (2.1) во втором члене при малых Θ играют роль лишь величины с малыми частотами, $\hbar\omega_i \sim \Theta$. Колебания малых частот представляют собой обычные звуковые волны. Длина звуковой волны L связана с частотой ω : $L \sim v/\omega$, где v — скорость звука. В звуковых волнах длина волны велика по сравнению с постоянной решетки a_n , поэтому $\omega \ll v/a_n$. Следовательно, ко-

лебания можно рассматривать как звуковые волны при условии $\Theta \ll \ll \hbar v/a_n$. Число собственных колебаний в спектре звуковых волн в интервале частот $d\omega$ записывается в виде

$$V \frac{3\omega^2 d\omega}{2\pi v^3}, \quad (2.2)$$

где \bar{v} — некоторая средняя скорость звука, $\bar{v} = \bar{v}(V/N)$. Определение закона усреднения \bar{v} требует решения задачи теории упругости о распространении звука в кристалле данной симметрии.

С помощью формулы (2.2) в выражении (2.1) переходим от суммирования к интегрированию:

$$F = NE_a + \Theta \frac{3V}{2\pi \bar{v}^3} \int_0^\infty \ln(1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{\Theta}}) \omega^2 d\omega.$$

После соответствующих вычислений имеем

$$F = NE_a - V \frac{\pi^2 \Theta^4}{30 (\hbar \bar{v})^3}.$$

Используя термодинамические зависимости, получаем

$$S = V \frac{2\pi \Theta^3}{15 (\hbar \bar{v})^3}, \quad U = NE_a + V \frac{\pi^2 \Theta^4}{10 (\hbar \bar{v})^3},$$

$$c = \frac{2\pi^2}{5 (\hbar \bar{v})^3} \Theta^3 V. \quad (2.3)$$

Из равенств (2.3) следует, что теплоемкость твердого тела при низких температурах пропорциональна кубу температуры. Различие между

c_p и c_v несущественно, поскольку $(c_p - c_v)$ — величина более низкого порядка малости, чем теплоемкость. Действительно, согласно (1.6) $(c_p - c_v) \sim \Theta$. Значит, ее разложение в ряд по степеням Θ/E_a начинается с члена первого порядка, тогда как разложение самой теплоемкости начинается с нулевого (постоянного) члена. Для металлов и интер-

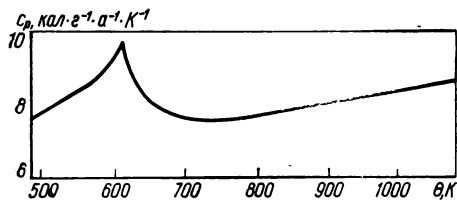


Рис. 2.1. Температурная зависимость c_p никеля [76].

металлических соединений с простой кристаллической решеткой закон Дебая $c \sim \Theta^3$ выполняется до температур порядка десятков кельвинов. Для тел со сложной решеткой можно ожидать удовлетворительного соблюдения этого закона только при более низких температурах.

В металлах и сплавах необходимо учитывать и «электронную часть» теплоемкости, которая вносит заметный вклад в общую теплоемкость при температурах в несколько кельвинов. Это объясняется тем, что электронная теплоемкость, в отличие от решеточной, при низких температурах уменьшается пропорционально первой степени температуры: $c_e \sim \Theta/E_e$, где E_e — максимальная энергия электронов при 0 К. В ферромагнитных металлах и сплавах необходимо также учитывать

и магнитный вклад в теплоемкость, который растет, достигая максимального значения в точке Кюри (рис. 2.1).

Случай высоких температур. При этом $\Theta \gg \frac{\hbar\nu}{a_n}$, следовательно, можно предположить, что

$$1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{\Theta}} \approx \frac{\hbar\omega}{\Theta}.$$

Тогда выражение (2.1) имеет вид

$$F = NE_a + \Theta \sum_i \ln \frac{\hbar\omega_i}{\Theta}.$$

Введем «среднюю геометрическую» частоту $\bar{\omega}$:

$$\ln \bar{\omega} = \frac{1}{3N} \sum_i \ln \omega_i,$$

тогда

$$\begin{aligned} F &= NE_a - 3N\Theta \ln \Theta + 3N\Theta \ln \bar{\omega}, \\ U &= NE_a + 3N\Theta, \quad S = N \ln \Theta - N \ln \hbar\bar{\omega}, \quad c = 3N. \end{aligned} \quad (2.4)$$

«Средняя» частота $\bar{\omega}$, как и $\bar{\nu}$, является функцией плотности. В выражении (2.4) различие между c_p и c_v также несущественно.

Из (2.4) следует, что при достаточно высоких температурах теплоемкость постоянна и зависит только от числа атомов в твердом теле. Согласно правилу Дюлонга — Пти атомная теплоемкость металлов равна $3kN$. При обычных температурах этот закон удовлетворительно выполняется для многих элементов. Электронная теплоемкость существенна только при очень высоких температурах (например, для металлов — при температурах порядка десятков тысяч кельвинов) и, следовательно, для металлов в твердом состоянии может не учитываться.

В обоих предельных случаях — низких и высоких температур — можно достаточно корректно вычислить термодинамические характеристики твердых тел. В промежуточной области температур такое вычисление невозможно, поскольку сумма по частотам в выражении (2.1) существенно зависит от конкретного распределения частот по всему спектру колебаний данного тела. Однако, как показал Дебай, разумным образом построенная интерполяционная формула может, по крайней мере качественно, правильно описывать поведение твердого тела.

Вид термодинамических функций твердого тела при низких температурах определяется распределением (2.2) частот в спектре колебаний атомов. При высоких температурах возбуждены все $3N$ колебаний атомов. Поэтому для построения указанной интерполяционной формулы естественно исходить из модели, в которой на всем протяжении спектра колебаний частоты распределены по закону (2.2), причем спектр, начинаясь от $\omega = 0$, обрывается при некоторой конечной частоте $\omega = \omega_m$, определяемой условием равенства полного числа колебаний правильному значению $3N$:

$$\frac{3V}{2\pi^2\nu^3} \int_0^{\omega_m} \omega^2 d\omega = \frac{V\omega_m^3}{2\pi^2\nu^3} = 3N,$$

откуда

$$\omega_m = \bar{v} \left(\frac{6\pi^2 N}{V} \right)^{1/3}.$$

Если выразить \bar{v} через ω_m , то распределение частот в рассматриваемой модели задается формулой

$$9N \frac{\omega^2 d\omega}{\omega_m^3} \quad (\omega \leq \omega_m).$$

Переходя в выражении (2.1) от суммы к интегралу, получаем

$$F = NE_a + \Theta \frac{9N}{\omega_m^3} \int_0^{\omega_m} \omega^2 \ln \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{\Theta}} \right) d\omega.$$

Введем характеристическую (дебаевскую) температуру тела $\Theta_D^* = \hbar\omega_m$ — функцию плотности тела. Тогда

$$F = NE_a + 9N\Theta \left(\frac{\Theta}{\Theta_D} \right)^3 \int_0^{\Theta_D/\Theta} y^2 \ln(1 - e^{-y}) dy.$$

Интегрируя по частям и вводя функцию Дебая

$$B(x) = \frac{3}{x^3} \int_0^x \frac{y^3 dy}{e^y - 1},$$

получаем

$$F = NE_a + N\Theta \left[3 \ln(1 - e^{-\Theta_D/\Theta}) - B\left(\frac{\Theta_D}{\Theta}\right) \right]. \quad (2.5)$$

С учетом термодинамических зависимостей

$$U = NE_a + 3N\Theta B\left(\frac{\Theta_D}{\Theta}\right), \quad (2.6)$$

$$c = 3N \left[B\left(\frac{\Theta_D}{\Theta}\right) - \frac{\Theta_D}{\Theta} B'\left(\frac{\Theta_D}{\Theta}\right) \right]. \quad (2.7)$$

Формулы (2.5) — (2.7) представляют собой интерполяционные формулы для термодинамических функций твердого тела по Дебаю. Критерием применимости предельных законов для теплоемкости являются относительные величины Θ и Θ_D : теплоемкость следует считать постоянной при $\Theta \gg \Theta_D/4$ и пропорциональной Θ^3 при $\Theta \ll \Theta_D/4$. Первое утверждение, однако, не подтверждается опытом: достигнув вели-

* В модели Эйнштейна частоты колебаний атомов принимаются одинаковыми. Это равносильно предположению существования одинаковых и независимых осцилляторов решетки. Очевидно, характеристическая температура Эйнштейна Θ_E представляет собой некоторое среднее значение всех Θ_D для различных колебаний. Обычно $\Theta_E \approx 0,7\Theta_D$.

чины, соответствующей правилу Дюлонга — Пти, теплоемкость продолжает расти пропорционально температуре (см. рис. 2.1). В некоторых работах рост теплоемкости в переходных металлах приписывался «избыточной электронной теплоемкости». В действительности увеличение теплоемкости вызвано ангармонизмом колебания атомов, который не учитывается в приближении Дебая. Теоретические расчеты с учетом ангармонизма приводят к линейному закону роста теплоемкости при высоких температурах.

Отклонения от приближения Дебая наблюдаются и в области низких температур*. Закон Дебая, $c \sim \Theta^3$, соблюдается в металлах лишь при температурах ниже $\Theta_D/50$. Причина заключается в отличиях действительного спектра колебания атомов в решетке от дебаевского спектра. Особенно сильные отклонения от закона Дебая наблюдаются в интерметаллических соединениях с анизотропной структурой, например слоистой.

2.2. Тепловое расширение [43, 54, 55, 72, 103, 119, 148, 153]

Для построения элементарной теории теплового расширения была использована двухатомная модель. В молекуле, образованной двумя атомами, при увеличении ее длины L на dL сила p совершает внешнюю работу $p dL$ за счет уменьшения потенциальной энергии E_n модели. Получаем $p = -dE_n/dL$. При очень больших значениях L оба атома практически не взаимодействуют друг с другом, их энергия постоянна. При уменьшении расстояния L между атомами возникает сила притяжения, чему соответствует уменьшение E_n .

При некотором расстоянии $L = L_0$ энергия E_n достигает минимального значения, которое соответствует $p = 0$; дальнейшее уменьшение L должно сопровождаться возрастанием E_n и соответствовать положительным значениям силы. При $L \rightarrow 0$ $p \rightarrow \infty$ и $E_n \rightarrow \infty$ (рис. 2.2). Указанная смена притяжения отталкиванием при изменении расстояния между атомами может быть описана представлением потенциальной энергии $E_n(L)$ в виде двух членов, один из которых (отрицательный) изображает энергию сил притяжения, а другой (положительный) — энергию сил отталкивания. Наиболее просто представить каждый из этих членов степенной функцией L . Для потенциальной энергии E_n получаем выражение

$$E_n = -\frac{B_1}{L^{n_1}} + \frac{B_2}{L^{m_2}}, \quad (2.8)$$

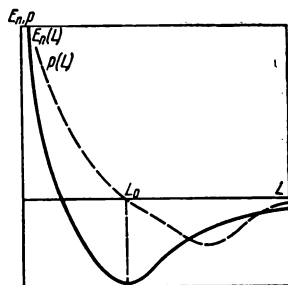


Рис. 2.2. Зависимость потенциальной энергии (—) и силы взаимодействия между атомами (---) от расстояния [119].

* Чтобы объяснить эти отклонения в рамках модели Дебая, условно считают Θ_D зависящей и от температуры.

где B_1, B_2 — положительные константы, $n_1 < m_2$. Выражение типа (2.8) называется потенциалом Леннарда — Джонса. Разложение энергии E_{Π} на сумму из двух членов в общем не имеет физического смысла. Однако для металлов физический смысл, по крайней мере приближенно, приобретает, поскольку при $n_1 = 1$ первый член в формуле (2.8) представляет собой потенциальную энергию сил кулоновского притяжения между положительными ионами и коллективизированными электронами, а второй член при $m_2 = 2$ — энергию сил отталкивания, обусловленную движением этих электронов.

Пока амплитуда колебания атомов вблизи положения равновесия мала, действующая на атомы сила пропорциональна смещению (гармоническое приближение). С ростом амплитуды колебаний сила отталкивания между атомами при их сближении возрастает быстрее, чем сила притяжения при удалении одного атома от другого. Поэтому сила, действующая на атом, не является линейной функцией смещения.

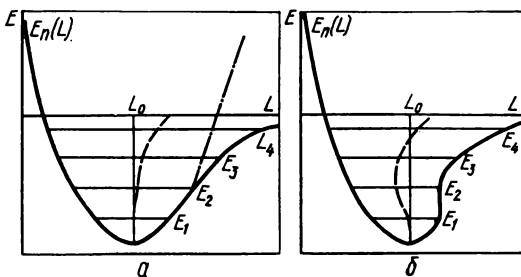


Рис. 2.3. Зависимость полной энергии двух атомов от расстояния между атомами [119, 153]:

a — обычная зависимость; b — возможная зависимость, допускающая отрицательный коэффициент теплового расширения; — гармоническое приближение, — смещение положения равновесия при изменении полной энергии системы.

Представим заданную полную энергию колебания одного атома относительно другого горизонтальными линиями $E_1, E_2, E_3, E_4 \dots$ (рис. 2.3, a). В положении равновесия системы двух атомов при $L = L_0$ их потенциальная энергия равна нулю, а кинетическая энергия максимальна. Удаляясь от положения равновесия, атомы приобретают потенциальную энергию, которая достигает максимума при наибольшем взаимном смещении атомов из положения равновесия. Это соответствует точкам пересечения кривой потенциальной энергии с горизонтальной прямой E . С увеличением полной энергии атома $E_1, E_2, E_3, E_4 \dots$ растет амплитуда его колебаний. При этом смещение атома вправо больше, чем влево. Среднее положение между атомами отклоняется от L_0 вправо тем больше, чем больше полная энергия колеблющихся атомов. Поэтому возрастание полной энергии атомов приводит к увеличению среднего расстояния между атомами. Применительно к металлическому кристаллу это означало бы, что с возрастанием энергии будет наблюдаться его расширение. На рис. 2.3, b представлено изменение полной энергии системы двух атомов, которое допускает отрицательный коэффициент теплового расширения.

На основании двухатомной модели Ферми и Френкель вывели элементарную формулу для коэффициента теплового расширения:

$$\alpha = \frac{k l}{L_0 t^2}. \quad (2.9)$$

Коэффициент теплового расширения α прямо пропорционален коэффициенту ангармоничности l и имеет одинаковый с ним знак. Численное

значение α определяется коэффициентом ангармоничности и коэффициентом квазиупругой связи t . Выражение (2.9) дает правильный порядок α , несмотря на элементарность модели и ряд допущений, сделанных при выводе.

Сома и Ожи рассмотрели тепловое расширение с использованием обычной двухатомной модели, приняв для потенциала взаимодействия параболическую функцию:

$$\alpha = \frac{1}{a_n} \frac{k}{4R^3 E_{\text{дис}}} y, \quad (2.10)$$

где a_n — межатомное расстояние; R — постоянная, зависящая от формы кривой, характеризующей потенциальную энергию вблизи точки равновесия; $E_{\text{дис}}$ — энергия диссоциации; y — величина, связанная с темпера-

турой плавления $\Theta_{\text{пл}}$ соотношением $y^2 = \frac{4R^3 E_{\text{дис}}}{k\Theta_{\text{пл}}}$. Обобщение выбран-

ного потенциала на случай кристаллической решетки с $3N$ степенями свободы приводит к такому же выражению для α , что и в случае простейшей модели линейного осциллятора. Результаты расчета α с использованием уравнения (2.10) хорошо согласуются с экспериментальными данными для металлов, обладающих ГЦК решеткой, и несколько хуже — для металлов с ОЦК решеткой.

Макдональд и Рой методами статистической термодинамики исследовали тепловое расширение цепочки атомов, взаимодействующих только с ближайшими соседями. Энергия взаимодействия описывалась с помощью потенциала Леннарда — Джонса. Выражение для α имело вид

$$\alpha = \frac{k}{2} \left(\frac{n_1 + m_2 + 3}{n_1 m_2 E_{\text{дис}}} \right). \quad (2.11)$$

С помощью несложных преобразований можно показать, что эта формула аналогична (2.10), т. е. элементарный расчет, основанный на двухатомной модели, дает такие же правильные результаты, что и расчет, требующий громоздких вычислений с учетом указанных допущений. Экспериментальные данные по α хорошо согласуются с результатами расчета по формуле (2.11). При этом во всех рассмотренных случаях α остается практически постоянной, $\alpha = 1/E_{\text{дис}}$: чем больше энергия диссоциации металла (выше его температура плавления), тем меньше коэффициент теплового расширения.

Температурная зависимость α рассчитана для системы двух атомов и линейной цепочки атомов в квантовомеханическом приближении: α изменяется с температурой, как и теплоемкость, т. е. результат совпал с выводом, полученным в рамках термодинамической теории теплового расширения. Микроскопическая теория теплового расширения развита только для очень простых моделей. Обобщение теории на трехмерный случай реального кристалла представляет большие трудности, однако такие попытки делаются.

Тепловое расширение твердых тел в рамках феноменологической теории. Из соотношения, связывающего термодинамические величины, находим

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \Theta} \right)_V = \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_\Theta.$$

Преобразовывая это выражение с помощью якобианов и вводя изотермическую сжимаемость, с учетом уравнения (1.5) получаем

$$\beta = \frac{c_V \chi}{\Theta} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial V} \right)_S,$$

где $(\partial \Theta / \partial V)_S$ характеризует изменение температуры тела при адиабатическом изменении его объема. Вводя параметр Грюнайзена*, характеризующий изменение Θ_D с изменением объема, $\gamma = -\frac{\partial \ln \Theta_D}{\partial \ln V}$, окончательно получаем

$$\beta = \gamma \frac{c_V}{V} \chi. \quad (2.12)$$

Параметр Грюнайзена — постоянная величина для данного вещества, в приближении Грюнайзена γ не зависит от температуры. Поскольку χ и V являются слабыми функциями температуры, температурная зависимость β будет определяться зависимостью c_V от температуры. Поэтому при низких температурах $\beta \sim \Theta^3$, а при высоких температурах $\beta = \text{const}$. Параметр Грюнайзена можно представить в виде

$$\gamma(\Theta, V) = \frac{V}{c_V} \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_\Theta = \frac{V}{c_V} \left(\frac{\partial P}{\partial \Theta} \right)_V = \frac{V}{\Theta} \left(\frac{\partial P}{\partial S} \right)_V.$$

Параметр Грюнайзена является важной характеристикой твердого тела, мерой ангармоничности сил, действующих в кристалле. Обычно он вычисляется с использованием выражения (2.12) в приближении отсутствия температурной зависимости. Однако такое приближение справедливо только в температурном интервале $\Theta_D - 2\Theta_D$. В более общем виде связь β с другими термодинамическими параметрами твердых тел получена Гилвари, который учитывал зависимость $\gamma = \gamma(\Theta)$. Предложены приближенные формулы для вычисления параметра Грюнайзена, основанные на различных предположениях о конкретных моделях твердого тела.

Объемный коэффициент теплового расширения связан со свободной энергией системы F соотношением

$$\beta = \frac{1}{V} \frac{\partial^2 F}{\partial P \partial \Theta}. \quad (2.13)$$

Свободная энергия является аддитивной функцией. Для металла ее можно представить как сумму свободных энергий кристаллической решетки (фононов), электронного газа, магнов и других составляющих. Поэтому, в соответствии с (2.13), β будет также аддитивной функцией**

$$\beta = \beta_\phi + \beta_\varepsilon + \beta_m + \dots$$

* При установлении закона, связывающего коэффициент теплового расширения с другими термодинамическими параметрами, Грюнайзен основывался на выражениях для функций состояния в приближении Дебая.

** Параметр Грюнайзена является не аддитивной функцией, а средневзвешенной функцией отдельных γ_i , $\gamma = \left(\sum_i \gamma_i c_i \right) / \sum_i c_i$, где c_i — теплоемкость i вкладов (решеточной, электронной и других теплоемкостей).

При различных температурах для разных веществ решеточный электронный и магнитный вклады в тепловое расширение будут различны. При $\Theta > 0,1 \Theta_D$ основную роль в тепловом расширении играет решеточный вклад. При $\Theta < 0,1 \Theta_D$ в металлах электронный вклад становится сравнимым с решеточным, при $\Theta_D \rightarrow 0$ К электронный вклад преобладает. Для ферромагнитных веществ магнитный вклад может быть сравним как с решеточным, так и с электронным при соответствующих температурах.

Решеточный вклад в тепловое расширение проявляется в результате ангармонизма действующих в кристалле сил или в результате взаимодействия колебаний кристаллической решетки (взаимодействия фононов). Электронный вклад в тепловое расширение связан с теплоемкостью электронного газа. Поскольку термодинамика электронного газа при низких температурах для веществ в нормальном и сверхпроводящем состояниях различна, электронный вклад в тепловое расширение в обоих случаях рассматривается отдельно. В ферромагнитных материалах, для которых молекулярное поле Вейса велико, магнитная энергия вносит ощутимый вклад в термодинамические величины. Поэтому тепловое расширение будет зависеть от обменной энергии.

Кристаллическая структура ряда металлов и сплавов не относится к кубической сингонии. Это приводит к анизотропии их физических свойств, в том числе и теплового расширения. При равномерном нагревании кристалл испытывает однородную деформацию, которая описывается тензором деформации ϵ_{ij} . Если при нагреве температура кристалла изменяется на $\Delta\Theta$, то все компоненты тензора ϵ_{ij} пропорциональны $\Delta\Theta$: $\epsilon_{ij} = \alpha_{ij}\Delta\Theta$, где α_{ij} — линейные коэффициенты теплового расширения. Поскольку ϵ_{ij} — симметричный тензор второго ранга, а $\Delta\Theta$ — скаляр, α_{ij} — также симметричный тензор второго ранга. Это соотношение можно упростить, если α_{ij} привести к главным осям кристалла. Получаем $\epsilon_1 = \alpha_{11}\Delta\Theta$; $\epsilon_2 = \alpha_{22}\Delta\Theta$; $\epsilon_3 = \alpha_{33}\Delta\Theta$, где α_{11} , α_{22} , α_{33} — главные коэффициенты расширения, соответствующие компонентам диагонального тензора α_{ij} . Отсюда следует, что шар, выделенный в кристалле, при нагревании преобразуется в эллипсоид с осями, пропорциональными следующим величинам: $(1 + \alpha_{11}\Delta\Theta)$, $(1 + \alpha_{22}\Delta\Theta)$, $(1 + \alpha_{33}\Delta\Theta)$. Тогда объемный коэффициент теплового расширения записывается в виде $\beta = \alpha_{11} + \alpha_{22} + \alpha_{33}$.

Для определения полного тензора теплового расширения необходимо знать линейные коэффициенты теплового расширения вдоль главных направлений в кристалле. Для кристаллов кубической сингонии α измеряется в любом направлении, поскольку тензор второго ранга в этом случае вырождается в скаляр: $\alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha_{33} = \alpha$. Для кристаллов гексагональной и тригональной сингоний α измеряется в двух направлениях — параллельном и перпендикулярном оси шестого (третьего) порядка. При этом $\alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha_{\perp}$; $\alpha_{33} = \alpha_{\parallel}$. Для кристаллов ромбической сингонии α измеряется в трех взаимно перпендикулярных направлениях, параллельных осям второго порядка: $\alpha_{11} = \alpha_1$; $\alpha_{22} = \alpha_2$; $\alpha_{33} = \alpha_3$. Нахождение тензора расширения для кристаллов моноклинной и триклинной сингоний осложняется тем, что положение главных осей не определяется однозначно кристаллографической системой координат. Главные коэффициенты теплового расширения обычно имеют различную температурную зависимость и могут быть как положительными, так и отрицательными. Знак перед коэффициентами зависит от анизотропии сил, действующих между атомами в кристалле.

2.3. Теплопроводность [5, 46, 52, 57, 58, 107, 112, 114, 117]

Основной закон теплопроводности

Аналитическое исследование теплопроводности сводится к изучению пространственно-временного распределения температуры:

$$\Theta = f(x, y, z, T), \quad (2.14)$$

где x, y, z — пространственные координаты в декартовой системе. Совокупность мгновенных значений температур во всех точках изучаемого пространства называется температурным полем. Различают стационарное и нестационарное температурные поля. Стационарное температурное поле — это поле, температура которого в любой точке не изменяется со временем, а является только функцией координат: $\Theta = f(x, y, z)$, $\partial\Theta/\partial T = 0$. Нестационарное температурное поле — это поле, температура которого изменяется не только в пространстве, но и во времени (см. уравнение (2.14)). Если точки поля, имеющие одинаковую температуру, соединить, получим изотермическую поверхность. Возрастание температуры в направлении нормали к изотермической поверхности характеризуется градиентом температуры. Напряженность температурного поля записывается в виде $\mathbb{W} = \text{grad } \Theta$, где \mathbb{W} — вектор напряженности температурного поля.

Количество тепла, проходящее в единицу времени через единицу площади изотермической поверхности, называется плотностью теплового потока. Вектор плотности теплового потока определяется по формуле $\mathbf{q} = \frac{d\Theta}{dT} \frac{1}{s}$, где $d\Theta/dT$ — скорость теплового потока. Фурье предположил, что пропорциональность между плотностью теплового потока и градиентом температуры сохраняется во всех случаях теплообмена теплопроводностью как для стационарных, так и для нестационарных полей*: $\mathbf{q} = \lambda \mathbb{W} = -\lambda \text{grad } \Theta$. Эту гипотезу, являющуюся обобщением экспериментальных данных, принято называть основным законом теплопроводности или законом Фурье [107]. На нем основана современная теория теплопроводности, тепловые расчеты и устройство всевозможных приборов.

Для определения количества тепла, прошедшего через какую-либо поверхность твердого тела, необходимо знать температурное поле внутри тела. Нахождение этого поля является главной задачей аналитической теории теплопроводности. Дифференциальное уравнение теплопроводности выражает зависимость между температурой, временем и координатами элементарного объема тела, т. е. математически описывает перенос тепла внутри тела:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial T} = a \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} \right) = a \nabla^2 \Theta$$

* Отклонение от закона Фурье появляется при очень больших значениях $\text{grad } \Theta$, например в сильных ударных волнах, при очень низких (для жидкого гелия) и высоких (порядка десятков и сотен тысяч кельвинов) температурах.

где $a = \frac{\lambda}{c_V D}$ — коэффициент температуропроводности, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ — оператор Лапласа [107]. Дифференциальное уравнение теплопроводности с источниками тепла имеет вид

$$\frac{\partial \Theta}{\partial T} = a \nabla^2 \Theta - \frac{w}{cD},$$

где w — удельная мощность источников тепла.

Чтобы найти температурное поле внутри тела в любой момент времени или решить дифференциальное уравнение теплопроводности, необходимо знать распределение температуры внутри тела в начальный момент времени (**начальное условие**), геометрическую форму тела и закон взаимодействия между окружающей средой и телом (**граничное условие**). Совокупность начального и граничного условий называется **краевым условием**, начальное условие — **временным краевым условием**, граничное условие — **пространственным краевым условием**.

Во многих задачах принимается равномерное распределение температуры в начальный момент времени: $\Theta(x, y, z, 0) = \text{const}$. Граничное условие может быть задано различными способами.

Граничное условие первого рода состоит в задании распределений температуры по поверхности тела в любой момент времени: $\Theta_n(T) = f(T)$, где Θ_n — температура поверхности тела. В частном случае $\Theta_n(T) = \text{const}$, что выполняется при искусственном поддержании постоянной температуры или особых условиях теплообмена между окружающей средой и поверхностью тела.

Граничное условие второго рода состоит в задании плотности теплового потока для каждой точки поверхности тела как функции времени: $q_n(T) = f(T)$. Простейшим случаем является $q_n(T) = \text{const}$, когда тело нагревается в высокотемпературных печах, где передача тепла осуществляется излучением по закону Стефана — Больцмана, а температура тела значительно меньше температуры окружающих поверхностей.

Обычно **граничное условие третьего рода** характеризует закон конвективного теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой при постоянном потоке тепла (стационарное температурное поле). В этом случае $q_n = \nu_\theta (\Theta_n - \Theta_c)$, где q_n — количество тепла, передаваемого в единицу времени с единицы площади поверхности тела с температурой Θ_n в окружающую среду с температурой Θ_c ; ν_θ — коэффициент теплообмена.

Граничное условие четвертого рода соответствует теплообмену поверхности тела с окружающей средой и соприкасающихся тел, когда температура соприкасающихся поверхностей одинакова.

Элементы теории подобия

В связи с широким развитием машинной вычислительной техники многие задачи математической физики решаются численно. Для получения более точных результатов вводится значительное количество переменных. Привести результаты расчетов в определенную систему, найти скрытые связи между переменными трудно, и поэтому в этом ценную помощь оказывает использование **методов теории подобия** (теории обобщенных переменных). В этой теории на основа-

нии общих физических соображений доказывается, что множество связей не является собственным свойством исследуемых задач, обусловленных их физической природой. В действительности влияние отдельных факторов, представленных различными величинами, проявляется не порознь, а совместно. Поэтому надо рассматривать не отдельные величины, а их совокупность (комплексы), имеющую определенный физический смысл. Методы теории подобия позволяют на основе анализа дифференциальных уравнений и граничных условий находить эти комплексы, которые называют обобщенными переменными. Теория подобия наиболее плодотворно может быть использована, когда невозможно проинтегрировать дифференциальное уравнение и найти зависимость между переменными в явном виде. Теория подобия дает общий метод непосредственного преобразования выражений, содержащих дифференциальные операторы, к простейшим алгебраическим выражениям. Суть метода заключается в том, что реальный процесс заменяется простейшей условной схемой, в которой все дифференциальные операторы сохраняют постоянное значение в пространстве и времени.

Примером обобщенных переменных (критериев подобия) является критерий Био: $Bi = \frac{v_0}{\lambda} L$, где L — толщина пластины. Различают критерии подобия и числа подобия. Критериями подобия являются такие комплексы, которые целиком состоят из параметров, заданных по условию. Комплекс $Fo = aT/L^2$ является обобщенной переменной, или числом Фурье, поскольку зависит от времени.

Основные методы решения дифференциального уравнения теплопроводности

Метод разделения переменных является классическим методом решения дифференциального уравнения теплопроводности. Он состоит в том, что находится совокупность частных решений Θ , удовлетворяющих уравнению теплопроводности и граничному условию, а затем по принципу наложения составляется ряд частных решений, причем коэффициенты при Θ_i определяются из начального условия. Частное решение Θ находится в виде произведения двух функций, одна из которых зависит только от времени, другая — только от координат.

Метод источников с физической точки зрения состоит в том, что процесс распространения тепла в теле представляется как совокупность процессов выравнивания температуры от множества элементарных источников тепла, распределенных в пространстве и во времени. Находят некоторую функцию источника на бесконечной прямой, удовлетворяющую уравнению теплопроводности и являющуюся его фундаментальным решением. Она выражает температуру в некоторой точке тела, если в начальный момент времени в определенной точке выделяется заданное количество теплоты.

При решении задач теплопроводности используются также операционные методы. Метод преобразования Лапласа состоит в том, что изучается не сама функция (оригинал), а ее видоизменение (изображение). Это интегральное преобразование осуществляется при помощи умножения на экспоненциальную функцию и интегрирования ее в определенных пределах. Различные виды интегральных преобразований используются для решения различных задач, например, комплексное преобразование Фурье удобно применять для тел неограниченной протяженности; синус-преобразование Фурье — в случае, когда на поверхности тела задано значение функции (граничное условие первого рода);

косинус-преобразование Фурье — в случае, когда решаются дифференциальные уравнения переноса при граничных условиях второго рода; **преобразование Ханкеля** — для тел с осевой симметрией. Создан **метод конечных интегральных преобразований** для решения задач с конечной областью изменения переменных. В **методах приближенных интегральных преобразований** прямое преобразование и обратный переход осуществляются по приближенным формулам.

Метод конечных разностей (метод сеток) основан на замене производных их приближенным значением, выраженным через разности значений функции в отдельных дискретных точках — узлах сетки. Дифференциальное уравнение в результате таких преобразований заменяется эквивалентным соотношением в конечных разностях, решение которого сводится к выполнению алгебраических операций. Окончательный результат решения задается выражением, по которому значение «будущего» потенциала (температуры) в данной точке является функцией времени, ее «настоящего» потенциала и «настоящего» потенциала смежных узловых точек.

Теплопроводность твердых тел

В диэлектриках перенос тепла осуществляется в основном только фононами — квантами упругих колебаний атомов кристалла. Для твердых диэлектриков $\lambda = \lambda_{\phi} \approx c_{\phi} \bar{v} \bar{L}$, где c_{ϕ} — теплоемкость фононного газа; \bar{v} — средняя скорость движения фононов, близкая к скорости звука; \bar{L} — длина свободного пробега фононов. Существование определенного конечного значения \bar{L} обусловлено рассеянием фононов на фононах, на дефектах кристаллической решетки, границах зерен и так далее. Температурная зависимость теплопроводности в диэлектриках определяется температурными зависимостями теплоемкости и длины свободного пробега фононов. В соответствии с (2.4) при $\Theta \gg \Theta_D$ теплоемкость не зависит от температуры, а $\bar{L} \sim 1/\Theta$. Последнее обусловлено фонон-фононным взаимодействием вследствие ангармонизма колебаний атомов и процессами переброса, при которых тормозится поток фононов и которые происходят с большей вероятностью при увеличении Θ . При $\Theta \ll \Theta_D$ $\bar{L} \sim e^{\Theta_D/\Theta}$ резко возрастает и, как правило, ограничивается размерами образца. Поскольку согласно (2.3) $c \sim \Theta^3$, λ проходит через минимум, температура которого определяется размерами образца. Для металлов $\lambda = \lambda_{\phi} + \lambda_{э}$, где λ_{ϕ} и $\lambda_{э}$ — коэффициенты теплопроводности фононов и электронного газа соответственно. В рамках квантовой статистики справедливо уравнение

$$\lambda_{э} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 \rho_{э} \Theta, \quad (2.15)$$

где e — заряд электрона, $\rho_{э}$ — электропроводность. Из формулы (2.15) следует закон Видемана — Франца — Лоренца: $\frac{\lambda}{\rho_{э} \Theta} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 = \text{const}$, который справедлив для металлов в широком диапазоне температур при $\lambda_{э} \gg \lambda_{\phi}$.

В ферромагнитных металлах и сплавах на кривой, описывающей температурную зависимость теплопроводности, наблюдается излом при переходе через точку Кюри, так же как для электропроводности. Обычно величина теплопроводности пропорциональна давлению, и у многих металлов с ростом давления коэффициент теплопроводности растет.

2.4. Фазовые переходы [72]

При равновесии двух фаз должно соблюдаться равенство температур, давлений и химических потенциалов обеих фаз. Если потенциалы фаз выражены как функции давления и температуры, то получаем условие равновесия фаз:

$$\mu_1(P, \Theta) = \mu_2(P, \Theta). \quad (2.16)$$

Следовательно, P и Θ для находящихся в равновесном состоянии фаз могут быть выражены как функции друг друга. Две фазы находятся в равновесии друг с другом не при любых давлении и температуре: задание одной из этих величин вполне определяет вторую. Аналогично равновесие трех фаз одного и того же вещества определяется равенствами:

$$P_1 = P_2 = P_3; \quad \Theta_1 = \Theta_2 = \Theta_3; \quad \mu_1 = \mu_2 = \mu_3.$$

Если потенциалы фаз выражены как функции давления и температуры, то получаем условия равновесия фаз:

$$\mu_1(P, \Theta) = \mu_2(P, \Theta) = \mu_3(P, \Theta).$$

Условия равновесия представляют собой два уравнения с двумя неизвестными, P и Θ , решениями которых являются определенные пары значений P и Θ . Состояния, в которых одновременно существуют три фазы (тройные точки), на диаграмме $P - \Theta$ изображаются изолированными точками, являющимися точками пересечения кривых равновесия каждой из трех фаз. Очевидно, что равновесие более чем

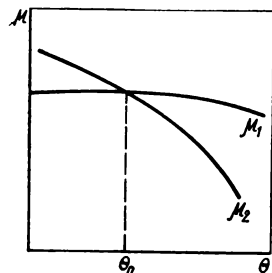


Рис. 2.4. Температурная зависимость химических потенциалов двух фаз [72].

трех фаз одного и того же вещества невозможно.

Переход из одной фазы в другую сопровождается выделением (поглощением) некоторого количества теплоты (скрытая теплота перехода). В условиях постоянства температуры для обратимого перехода выполняется равенство

$$\Delta H = \int \Theta dS_m = \Theta(S_{m_1} - S_{m_2}), \quad (2.17)$$

где S_{m_1} , S_{m_2} — молекулярная энтропия фаз. На рис. 2.4 представлена температурная зависимость химических потенциалов двух фаз при заданном давлении. Точка пересечения кривых Θ_0 определяет температуру, при которой обе фазы могут находиться в равновесии друг с другом. При остальных температурах существует либо одна, либо другая фаза. При $\Theta < \Theta_0$ устойчива первая фаза, при $\Theta > \Theta_0$ — вторая; устойчиво то состояние, в котором μ меньше, так как термодинамический потенциал стремится при заданных P и Θ к минимуму.

Продифференцируем по температуре обе стороны условия равновесия фаз в уравнении (2.16) с учетом того, что $P = P(\Theta)$. Получаем

$$\frac{\partial \mu_1}{\partial \Theta} + \frac{\partial \mu_1}{\partial P} \frac{dP}{d\Theta} = \frac{\partial \mu_2}{\partial \Theta} + \frac{\partial \mu_2}{\partial P} \frac{dP}{d\Theta}.$$

Поскольку

$$\left(\frac{\partial \mu}{\partial \Theta}\right)_P = -S_m; \quad \left(\frac{\partial \mu}{\partial P}\right)_\Theta = V_m,$$

$$\frac{dP}{d\Theta} = \frac{S_{M_1} - S_{M_2}}{V_{M_1} - V_{M_2}},$$

где V_{M_1} и V_{M_2} — молекулярные объемы обеих фаз. С учетом выражения (2.17) получаем формулу Клаузиуса — Клапейрона:

$$\frac{dP}{d\Theta} = \frac{\Delta H}{\Theta(V_{M_2} - V_{M_1})}. \quad (2.18)$$

Выражение (2.18) определяет изменение давления находящихся в равновесии фаз при изменении температуры. Формула (2.18), записанная в виде

$$\frac{d\Theta}{dP} = \frac{\Theta(V_{M_2} - V_{M_1})}{\Delta H},$$

определяет изменение температуры перехода между двумя фазами при изменении давления.

Переход между фазами различной симметрии (полиморфные превращения, распад пересыщенных твердых растворов, упорядочение сплавов, кристаллизация аморфных сплавов и др.) не может совершаться непрерывным образом. В каждом состоянии тело обладает либо одной, либо другой симметрией. Если при фазовом переходе происходит перестройка кристаллической решетки, первые производные термодинамического потенциала испытывают скачок, а в точке превращения между двумя существующими в равновесии фазами можно провести границу раздела, то такие превращения называются **фазовыми превращениями первого рода**. Отличительной особенностью этого типа превращения является обращение в бесконечность в точке превращения вторых производных термодинамических величин, например c_p и β , поскольку энтальпия и объем тела изменяются в точке перехода скачком.

Наряду со скачкообразными переходами возможен и другой тип переходов, связанный с изменением симметрии. При этом расположение атомов в кристалле изменяется непрерывным образом. Достаточно сколь угодно малого смещения атомов из их первоначального симметричного расположения для того, чтобы симметрия решетки сразу изменилась. Осуществляемый таким способом переход одной кристаллической модификации в другую называется **фазовым превращением второго рода**, так как при этом скачкообразно изменяются вторые производные термодинамического потенциала. Симметрия в точке перехода также изменяется скачкообразно, и в каждый момент времени можно указать, к какой из двух фаз относится тело. Изменение симметрии при фазовом превращении второго рода может быть в некоторых случаях обусловлено изменением дальнего порядка атомов в сплаве.

Фазовые превращения второго рода не всегда связаны с изменением симметрии именно расположения атомов в решетке. Превращением второго рода может осуществляться и взаимное превращение двух фаз, различающихся каким-либо иным свойством симметрии. Например, точки Кюри ферромагнитных веществ, при которых изменяется симметрия расположения элементарных магнитных моментов в теле. Фазовым превращением второго рода является переход металла в сверхпроводящее состояние в отсутствие магнитного поля, переход жидкого гелия в сверхтекучее состояние. В обоих случаях состояние тела изменяется непрерывно, но в точке перехода тело приобретает качественно новое свойство.

Симметрия одной из фаз при фазовом превращении второго рода всегда является более высокой, а другой — более низкой по отношению друг к другу. При фазовом превращении первого рода изменение симметрии тела не подчинено никаким ограничениям, симметрии обеих фаз могут не иметь ничего общего друг с другом.

Отсутствие скачка функций состояния в точке фазового превращения второго рода приводит к тому, что термодинамические функции состояния тела остаются непрерывными при прохождении через точку превращения. Поэтому фазовое превращение второго рода, в отличие от фазового превращения первого рода, не сопровождается выделением (поглощением) теплоты. Однако вторые производные от термодинамических величин (такие, как теплоемкость, коэффициент теплового расширения, сжимаемость) испытывают скачок в точке фазового превращения второго рода. При превращениях второго рода невозможны явления перегрева (переохлаждения).

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ НЕСОВЕРШЕНСТВ НА ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

3.1. Изменение тепловых свойств при образовании дефектов [3, 6, 8, 11, 12, 14, 15, 17, 19, 37, 38, 41, 56, 61—63, 65—67, 73—75, 105, 106, 109, 117, 121, 154, 155, 164—170, 196, 252]

Дефекты металлов — это различного рода нарушения их регулярной кристаллической структуры. Они возникают при изготовлении и эксплуатации металлических изделий и заметно влияют на тепловые свойства. В зависимости от масштаба дефектов их подразделяют на субмикродфекты, микродфекты и макродфекты (табл. 3.1). Субмикродфекты — нарушения регулярной кристаллической структуры в атомном масштабе. Различают точечные, линейные, поверхностные и объемные дефекты.

Точечные дефекты малы в трех измерениях. Они могут возникать при вычитании материала (вакансии и твердые растворы вычитания), внедрении собственных (атомы в междоузлиях) или инородных атомов (твердый раствор внедрения), а также замещении собственных атомов инородными (твердый раствор замещения). Точечные дефекты, возникающие при изменении состава, называют еще примесными точечными дефектами, в отличие от структурных.

Основной особенностью точечных дефектов является возможность их существования в равновесных условиях. Так, концентрация n структурных точечных дефектов термического происхождения определяется соотношением

$$n = \exp\left(\frac{S_f}{k}\right) \exp\left(-\frac{E_f}{k\Theta}\right) \exp\left(-\frac{PV_f}{k\Theta}\right), \quad (3.1)$$

где E_f и S_f — соответственно энергия и энтропия образования точечного дефекта; V_f — изменение объема металла вследствие образования точечного дефекта. При атмосферном давлении последним множителем можно пренебречь, так как по порядку величины V_f близко к объему атома (табл. 3.2). При нагревании металла происходит его расширение и соответственно изменяется энергия образования дефектов. Это учитывается вторым предэкспоненциальным множителем, который зависит в общем случае от температуры. Если вычислять изменение колебательной энтропии кристалла строго в рамках теории Борна — Кармана, то влияние расширения решетки и температурная зависимость энергии образования дефектов учитываются автоматически.

Энергия образования вакансий и междоузельных атомов теоретически рассчитана для меди. Методика расчета довольно сложная, трудно применимая для других металлов и недостаточна надежная.

Экспериментальное изучение равновесных точечных дефектов производится при одновременном изучении макроскопического линейного расширения и рентгенографическом исследовании изменений параметра кристаллической решетки a_n . Если во время нагрева в металле само-

Таблица 3.1 Дефекты металлов [74]

Вид дефекта	Минимальный размер, м	Дефекты внедрения
Субмикрододефекты	(1—5) 10^{-10}	Междоузельные атомы, пары междоузельных атомов
	(5—50) 10^{-10}	Кластеры, зоны Гинье — Престона, газовые субзародыши, петли дислокаций
	(5—200) 10^{-9}	Субмикروпузырьки газов, дисперсные выделения (карбидов в отпущенных сталях, интерметаллидов в состаренных сплавах)
Микрододефекты	(0,2—1000) 10^{-6}	Дисперсные включения (неметаллические, карбидов в отожженных сталях, интерметаллидов в перестаренных сплавах), микропузырьки газов
Макрододефекты	10^{-3}	Неметаллические включения, газовые пузырьки, рыхлота

Таблица 3.2. Параметры точечных дефектов в металлах [74]

Металл	$E_{i^v}^v$, эВ	E_m^v , эВ	$E_{диф.}$, эВ	S_{i^v}/k	S_m^v/k	v_{i^v}/Δ	v_m^v/Δ	$E_{i^v}^{2v}$, эВ
Медь	1,27	0,88	2,11	1,47	-0,4	0,6		2,16
Серебро	1,08	0,66	1,91	1,5			0,147	1,8
Золото	0,98	0,83	1,81	1				1,86
Платина	1,51	1,45	2,9					2,5
Алюминий	0,73	0,63	1,43	2,4				1,37
Никель	1,54	1,43	2,7			0,7		2,9
α -Железо	1,4	1,24	2,65			0,7		
Молибден	2,5	1,7	4,2					
Вольфрам	3,3	1,9	5,2					
Магний	0,79	0,52	1,39					
Олово	0,51	0,68	1,04					

Примечание. Индексы v , $2v$, i и $2i$ относятся соответственно к вакансиям,

произвольно возникают вакансии, то $\Delta L/L$ будет увеличиваться сильнее, чем $\Delta a_n/a_n$, поскольку вакансии увеличивают общий регистрируемый макрообъем (длину L) образца и практически не влияют на измеряемый параметр решетки. На рис. 3.1 приведены зависимости относительного удлинения и относительного увеличения параметра решетки золота от температуры. Для металлов с кубической решеткой относительная концентрация равновесных вакансионных дефектов при данной температуре имеет вид $n = 3 (\Delta L/L - \Delta a_n/a_n)_0$.

Дефекты вычитания	Протяженные дефекты
Вакансии, дивакансии	—
Скопления вакансий, петли дислокаций	Поверхность металла, дисклинации, дислокации, дефекты упаковки, границы зерен, границы двойников, антифазные границы, межфазные границы, субграницы, сверхдислокации, субмикротрещины
Субмикропоры	
Микропоры	Остаточные микронапряжения, дендриты микроразрывов, микротрещины, пленки, расслоения, непровары, разнотекучность, перегрев, перегор
Поры	Остаточные макронапряжения, трещины, закаты, заковы, риски, царапины, флокены, волосовина, усадка, раковины

$E_{m'}^{2v}$, эВ	v_f^{2v}/Λ	E_f^i , эВ	$E_{m'}^i$, эВ	v_f^i/Λ	$v_{m'}^i/\Lambda$	E_f^{2i} , эВ	$E_{m'}^{2i}$, эВ	v_f^{2i}/Λ
0,68	1,3	3,28	0,117	1,7	0,05	2,68	0,26	2,7
0,57		3,05	0,08					
0,66		2,73	0,19					
		3,5	0,063					
0,48		3,2	0,08					
		4,08	0,15					
		4,6	0,3					
		0,18						
		0,21						

дивакансиям, междуузельным атомам и двоекным междуузельным атомам-димерам.

В табл. 3.2 приведены энергия, энтропия и удельный объем основных структурных дефектов. Подстановка их значений в выражение (3.1) приводит к выводу, что в заметных количествах спонтанно могут возникать в металлах лишь вакансии.

Слабое взаимодействие структурных точечных дефектов между собой позволяет, при малой их концентрации, оценить изменение энтропии и объема металла при образовании указанных дефектов как сумму соответствующих величин для отдельных дефектов. При боль-

ших концентрациях приходится учитывать взаимодействие точечных дефектов. Близко расположенные вакансии и междоузельный атом (пара Френкеля) аннигилируют атермически, восстанавливая при этом совершенство кристаллической решетки, а также равновесные значения энтальпии и удельного объема.

Взаимодействие соседних точечных дефектов одного типа приводит к возникновению пар вакансий (дивакансии) или междоузельных атомов (димеры). Энергия связи пар вакансий или междоузельных атомов для некоторых металлов приведена в табл. 3.2. Спонтанно, при высоких температурах, могут возникать в заметных количествах лишь дивакансии. Образование пар междоузельных атомов возможно при создании неравновесной концентрации междоузельных атомов, на-

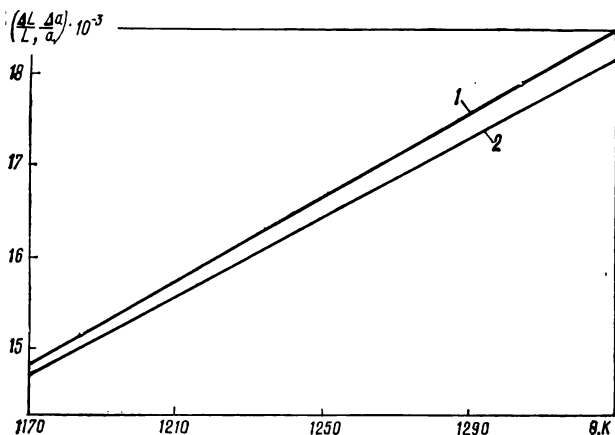


Рис. 3.1. Температурная зависимость относительного удлинения (I) и изменения постоянной решетки (II) при нагреве и охлаждении золота [37].

пример при облучении металлов. Избыточные структурные точечные дефекты взаимодействуют и с примесными точечными дефектами. В табл. 3.3 указаны энергии взаимодействия вакансий с примесными атомами для некоторых металлов.

Линейные дефекты малы в двух измерениях и протяжены в третьем. Основные разновидности — дислокации и дисклинации. К протяженным дефектам следовало бы отнести и цепочки точечных дефектов, образующихся, например, в каскадах столкновений при облучении металлов частицами высоких энергий. Однако в связи с малой устойчивостью таких ансамблей дефектов определить их влияние на тепловые свойства металлов затруднительно.

Наиболее инвариантной характеристикой дислокации является вектор Бюргерса; его значение одинаково для всех участков линии дислокации и сохраняется при ее движении. Дислокации в зависимости от направления вектора Бюргерса делят на **краевые** с вектором, перпендикулярным линии дислокации, и **винтовые** с вектором, параллельным линии дислокации. Кроме того, дислокации каждого типа могут обладать противоположными знаками. Например, винтовая дислокация может быть либо правого, либо левого вращения. Если вектор Бюргерса равен параметру кристаллической решетки, то дислокация является **полной**, а если некоторой долей параметра решетки, то дислокация является **частичной**.

Первоначально в теории линейных дефектов рассматривалась модель упругого сплошного тела с изолированными дислокациями. В рам-

Таблица 3.3. Энергия связи примесных атомов с дефектами [3, 21, 37, 154]

Вид дефекта	Металл	$E_{св}$, эВ			
Вакансия	Золото	Серебро (0,001) 0,22			
	Алюминий	Магний (0,2) 0,2	Олово 0,4		
Дислокация	Медь	Цинк 0,12	Кремний (0,01) 0,16—0,02	Германий (0,01) 0,22—0,05	Олово (0,01) 0,40—0,10
		Алюминий	Медь 0,3	Магний 0,2—0,27	Цинк 0,08—0,11
	Никель	Водород 0,08			
	Ниобий	Кислород 0,34	Азот 0,52		
	Тантал	Кислород 0,58	Азот 0,69		
	Железо	Углерод (0,007) 0,80	Вольфрам (0,1) (0,85) 0,78 1,45	Ванадий (0,14) (0,35) 0,71 0,60	Молибден (0,25) (0,50) 1,2 1,85
		α	Титан (0,16) (0,40) 0,85 0,24	Марганец (1,0) (3,9) (5,9) (8,0) 1,85 1,76 0,9 0,12	Хром (1,0) 1,8

Примечание. В скобках указана концентрация легирующего элемента, при которой определялась энергия связи.

как этой теории было рассчитано изменение энергии кристалла при образовании соответственно краевой и винтовой дислокаций:

$$E_{\perp} = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{r_1}{r_0}, \quad E_{\sim} = \frac{Gb^2}{4\pi} \ln \frac{r_1}{r_0},$$

где G — модуль сдвига; ν — коэффициент Пуассона; r_0 — радиус ядра дислокации; r_1 — радиус кристалла, содержащего дислокацию. Энергия кристалла, содержащего много дислокаций, зависит существенно не только от числа дислокаций, но и от их распределения.

Основной вклад в энергию дислокаций дают дальнедействующие упругие поля. Вклад ядер дислокаций в энергию не превышает 10—15%. Вклад ядер дислокаций в изменение объема кристалла также не превышает 10—15% полного изменения объема, обусловленного наличием дислокаций. Поэтому далее ядра дислокаций не учитываются, а рассматриваются их упругие поля. Изменение объема кристалла, содержащего дислокаций, может быть описано только в рамках нелинейной теории упругости.

В общем случае, когда кубический кристалл находится в условиях произвольного высокого гидростатического давления, изменение объема кристалла, обусловленное наличием дислокаций, задается формулой

$$\begin{aligned} \Delta V = & -(g_{11} + 2g_{12} + P)^{-1} \left[\left(g_{112} + \frac{1}{2} g_{123} - \frac{1}{2} g_{11}g_{12} + P \right) \times \right. \\ & \times \int_{(V)} \varepsilon_{il}^2 d\tau + (2g_{166} + g_{144} + g_{11} + 2g_{12} + 4g_{44} - 2P) \int_{(V)} \varepsilon_{ik}^2 d\tau + \\ & \left. + \left(\frac{1}{2} g_{111} - \frac{1}{2} g_{123} - 2g_{166} - g_{144} + 2g_{11} - 2g_{12} - 4g_{44} \right) \times \right. \\ & \left. \times \int_{(V)} (\varepsilon_{11}^2 + \varepsilon_{22}^2 + \varepsilon_{33}^2) d\tau \right] \equiv \\ \equiv & a \int_{(V)} \varepsilon_{ik}^2 d\tau + b \int_{(V)} \varepsilon_{il}^2 d\tau + g \int_{(V)} (\varepsilon_{11}^2 + \varepsilon_{22}^2 + \varepsilon_{33}^2) d\tau. \quad (3.2) \end{aligned}$$

Здесь V — объем кристалла; g_{ik} , g_{ikl} — модули упругости кристалла второго и третьего порядка соответственно; ε_{ik} — тензор линейных деформаций, обусловленных наличием дислокаций в гидростатически сжатом кристалле. Этот тензор получается из линейного тензора деформаций для дислокаций в кристалле в отсутствие давления заменой \mathbf{b} на $\mathbf{b}(P)$ и модулей упругости второго порядка на приведенные модули:

$$\begin{aligned} g_{iklm} \rightarrow \tau_{iklm} = & g_{iklm}(P) + P(P\delta_{ik}\delta_{lm} - \\ & - \delta_{il}\delta_{km} - \delta_{im}\delta_{kl}). \quad (3.3) \end{aligned}$$

Вклад дислокаций в энтальпию кристалла определяется формулой

$$Q = \frac{1}{2} \tau_{iklm} \int_{(V)} \varepsilon_{ik} \varepsilon_{lm} d\tau.$$

Эта формула в случае кубического кристалла имеет вид

$$\begin{aligned} Q = & \tau_{44} \int_{(V)} \varepsilon_{ik}^2 d\tau + \frac{1}{2} \tau_{12} \int_{(V)} \varepsilon_{il}^2 d\tau + \\ & + \frac{\tau_{11} - \tau_{12} - 2\tau_{44}}{2} \int_{(V)} (\varepsilon_{11}^2 + \varepsilon_{22}^2 + \varepsilon_{33}^2) d\tau. \quad (3.4) \end{aligned}$$

Когда дислокации с вектором Бюргерса \mathbf{b}_3 расщепляются на две неполные дислокации Шокли с векторами Бюргерса \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 , то наряду с вкладом каждой из расщепленных дислокаций в объемный эффект появляется вклад от перекрытия полей расщепления дислокаций. Полный объемный эффект рассчитывается по формуле

$$\Delta V = (\Delta V_1 + \Delta V_2) \left(1 + \frac{1}{4} \frac{\ln L/r_s}{\ln Lg_m/2\pi} \right).$$

Здесь ΔV_1 и ΔV_2 — объемный эффект, обусловленный каждой из прямолинейных расщепленных дислокаций; r_s — расстояние между расщепленными дислокациями; L — размер кристалла (зерна); g_m — предельный волновой вектор фононов в дебаевской теории теплоемко-

сти. Выражение для полной энергии расщепленной дислокации, включая энергию дефекта упаковки, записывается в виде

$$E_{\text{дисл}} = (E_{\text{дисл}_1} + E_{\text{дисл}_2}) \left(1 + \frac{1}{4} \frac{1 + \ln L/r_s}{\ln Lg_m/2\pi} \right).$$

Здесь $E_{\text{дисл}_1}$ и $E_{\text{дисл}_2}$ — энергия каждой из расщепленных дислокаций.

Точечные несовершенства в поле упругих напряжений принимают равновесное неоднородное распределение, которое определяется энергией взаимодействия точечного несовершенства с деформацией. Расчеты в рамках линейной теории упругости, представляющие точечное несовершенство в виде сингулярности либо континуального включения, не равного полости в матрице объема и отличающегося от матрицы упругими свойствами, дают следующую формулу для взаимодействия точечного несовершенства с деформацией:

$$\Delta\Phi = \tilde{K} V_j u_{el}. \quad (3.5)$$

Здесь $\Delta\Phi$ — изменение термодинамического потенциала Гиббса, обусловленное взаимодействием точечного дефекта с деформацией; \tilde{K} — приведенный модуль всестороннего сжатия кубического кристалла; V_j — изменение объема кристалла в результате помещения в него кубически симметричного точечного несовершенства; u_{el} — дилатация, обусловленная внешней по отношению к точечному несовершенству деформацией.

Попадание единичного точечного дефекта на ось дислокации вызывает смещение существующего перегиба на дислокационной линии на одну атомную единицу; пара точечных дефектов может вызвать возникновение новых перегибов, а следовательно, изменение термодинамического потенциала и объема кристалла. Попадание примеси в ядро дислокации приводит к тепловым и объемным эффектам. Причем для ряда случаев при дислокационном старении ядра дислокаций оказывают на них решающее влияние. В табл. 3.3 указаны энергии связи примесных атомов с дислокациями.

Поверхностные дефекты протяжены в двух измерениях и малы в третьем (двухмерные). К ним относятся дефекты упаковки, субграницы, границы зерен, межфазные границы, границы двойников, антифазные границы и поверхность металла.

Дефекты упаковки возникают в результате расщепления полных дислокаций на частичные. Вероятность этого процесса возрастает по мере понижения энергии дефектов упаковки, которая существенно зависит от электронного строения металла. На стыке двух дефектов упаковки возникают сидячие дислокации.

Субграницы образуются в результате термически активируемого выстраивания дислокаций в стенку или сетки под действием результирующих полей упругих напряжений. Наиболее проста структура субграниц наклоне. Она представляет собой, в простейшем случае, стенку из параллельных дислокаций одного знака. Для возникновения субграницы кручения необходимо наличие не менее двух систем дислокаций. В общем случае смешанная субграница может обладать довольно сложным строением. С помощью дислокационной модели пытались описать и строение высокоугловых границ зерен. В частности, получено следующее выражение для энергии границы: $E_{\text{гп}} = -2E_0\psi(A-\psi)$, где E_0 и A — константы материала; ψ — угол взаимного поворота зерен. Особый тип незамкнутой высокоугловой границы возникает в металлах при больших степенях пластической деформации. Он может быть описан с помощью дисклинаций.

Границы зерен, однако, обладают некоторыми свойствами, не вытекающими непосредственно из дислокационной или дисклинационной модели. Наибольший интерес представляют диффузионный характер миграции границ и способность высокоугловой границы функционировать в качестве источника и стока дефектов кристаллической решетки. Для объяснения этих особенностей предлагались различные модели: аморфного слоя Розенгайна, переходной решетки Харгривса, островная Мотта, решетка мест совпадения Кронберга — Вильсона и многочисленные варианты на их основе. Наиболее сложным вопросом для всех этих моделей является механизм поглощения и эмиссии дефектов границей, особенно в ходе ее перемещения. Чтобы учесть вклад границ зерен в тепловые и объемные эффекты, оценим сначала энергию недислокационных границ, когда они не являются источником напряжений в материале. Пусть каждый тысячный атом кристалла принадлежит границе. В этом случае общая площадь границ составляет примерно 10^{-3} м^{-1} (в расчете на 10^{-6} м^3). При плотности поверхностной энергии границ равной $1 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2}$ полная энергия границ порядка $10^7 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3}$. Эта энергия соответствует энергии дислокаций плотности примерно 10^{15} м^{-2} . Следовательно, в мелкозернистой структуре вклад энергии недислокационных границ в полную энергию кристалла может быть существенным и в каждом частном случае должен учитываться. В крупнозернистом материале с достаточно высокой плотностью дислокаций вклад границ в полную энергию незначителен.

Межфазные границы бывают двух типов. Полностью некогерентные границы между двумя фазами в значительной степени аналогичны произвольно ориентированным высокоугловым границам зерен. Строение малоразориентированных границ эпитаксially выращенных слоев или когерентных выделений с решеткой, близкой к решетке матрицы, может быть описано с помощью дислокационной модели Ван дер Мерве.

Существует еще один механизм увеличения энергии границ зерен поликристаллического тела, связанный с напряжениями, которые обусловлены взаимодействием соседних зерен. Пусть σ — характерное значение такого напряжения, G — модуль сдвига. Энергия этих напряжений, $E \approx G^{-1}\sigma^2$, при $\sigma = 3 \cdot 10^{-3}G$, $G = 10^{11} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3}$ равна $10^6 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3}$, что на порядок ниже энергии границ в мелкозернистом материале. Напряжение σ в металле с симметрией ниже кубической, в частности в цинке или титане, может быть термического происхождения и в случае быстрого охлаждения металла дает значительный вклад в энергию искажений.

Когда в кристалле плотность дислокаций высока — порядка $10^{15} \cdot \text{м}^{-2}$ и более, число дислокаций, составляющих субграницы, по крайней мере в несколько раз меньше полного числа дислокаций. Причем вклад в энергию дислокаций субграницы меньше вклада в энергию дислокаций металла в несколько раз, так как поля напряжений субграницы быстро убывают при удалении от нее. Поэтому в металлах с большой плотностью дислокаций вклад дислокационных субграниц в общую энергию искажений металла невелик по сравнению с вкладом хаотически распределенных дислокаций. В случае невысокой плотности дислокаций вклад эквидистантных дислокационных субграниц в энергию может оказаться значительным и должен учитываться в каждом частном случае. Субграницы, состоящие из хаотически распределенных дислокаций, обладают энергией, которая на порядок или более превосходит энергию субграниц, состоящей из того же числа эквидистантных дислокаций.

Вклад границ зерен поликристаллического тела в объем кристалла. Пусть в случае недислокационных границ, когда границы не явля-

ются источником напряжений в металле, каждый тысячный атом кристалла принадлежит границе. Если предположить, что плотность вещества в границе не меньше, чем в расплавленном металле, то для меди получаем, что относительный объемный эффект, обусловленный границами, не превышает $5 \cdot 10^{-6}$. Эта величина на порядок меньше объемного эффекта, обусловленного хаотически распределенными дислокациями при их плотности, равной 10^{15} м^{-2} . Объемный эффект, обусловленный воздействием соседних зерен друг на друга, $\Delta V/V \approx 5 (\sigma/G)^2$, составляет $5 \cdot 10^{-6}$ при $\sigma = 3 \cdot 10^{-3} G$. При быстром охлаждении от температуры Θ_1 до Θ_0 поликристалла, состоящего из кристалликов симметрии ниже кубической, вследствие зависимости коэффициента термического расширения от направления $\sigma \approx (\alpha_{\max} - \alpha_{\min}) (\Theta_1 - \Theta_2) \approx 10^{-2} K$ при $\alpha_{\max} - \alpha_{\min} = 10^{-6}$ град $\Theta_1 - \Theta_2 \approx 10^5$ град. В этом случае $\Delta V/V \sim 5 \cdot 10^{-4}$. Если границы зерен являются источниками внутренних напряжений, то, поскольку формулы для энthalпии деформированного кристалла имеют такую же структуру, как и формулы для изменения объема, относительный вклад дислокационных границ в объемные эффекты будет таким же, как и в тепловые эффекты.

Границы двойников отжига, часто встречающиеся в металлах с низкой энергией дефектов упаковки, являются примером границ с высокой степенью совпадения. В пределе наблюдается атомное соответствие на границе, которая представляет собой единый дефект упаковки, разделяющий две области кристалла с противоположно повторяющейся последовательностью расположения атомных плоскостей. Энергия такой когерентной двойниковой границы составляет менее 10 % энергии произвольных границ зерен в металле. Плоскость реальных границ обычно несколько отклоняется от идеальной плоскости двойникования, и вследствие этого отклонения на границах образуются выступы, являющиеся частичными дислокациями (двойниковые дислокации).

Антифазные границы образуются в сплавах с дальним порядком. Они разделяют антифазные домены с различными схемами порядка и обладают большой внутренней энергией, обусловленной высоким уровнем сил связей одноименных атомов.

Экспериментальное исследование поверхности металла стало возможным лишь после разработки современных методов получения высокого вакуума и исследования тончайших поверхностных слоев. Поверхность реальных металлов оказалась не атомно гладкой, а состоящей из ступенек с ограниченной, соответствующей плоскостям с низкой поверхностной энергией. В табл. 3.4 приведены некоторые данные по энергии поверхности металлов.

Объемные дефекты имеют размеры одного порядка в трех измерениях. К наименьшим по масштабу относятся субмикropоры, возникающие вследствие изотропного роста скоплений вакансий, субмикropузыри, сегрегации и субмикротрещины. **Субмикropузыри** образуются при наличии растворенного газа в металлах, который приводит к стабилизации исходной субмикropоры в связи со значительным внутренним давлением. **Сегрегация инородных атомов** (иногда в форме зон Гинье — Престона) является начальной стадией распада пересыщенных твердых растворов. Следующая стадия — образование зародышей второй фазы.

Субмикротрещины возникают под действием сдвигового напряжения в результате слияния дислокаций в голове дислокационного скопления. Длина равновесной субмикротрещины $L = n^2 b$ зависит от количества дислокаций n , вошедших в полость. Энергия единицы

Таблица 3.4. Энергия поверхностных дефектов в металлах [109, 184,

Вид поверхности	Медь	Серебро	Золото	Алюминий
Поверхность кристалла, Дж · м ⁻²	1,275	1,140	1,485	
Границы зерен, Дж · м ⁻²	0,646	0,790	0,364	0,625
Границы двойников, Дж · м ⁻¹	0,044	0,0018	0,010	0,120
Дефекты упаковки, Дж · м ⁻²	0,085	0,021	0,052	0,135

длины клиновидной трещины с вектором Бюргерса nb задается выражением

$$\frac{E}{L} = \frac{Gn^2b^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{L}{2h_n} + E_{\text{пов}} (nb + \sqrt{n^2b^2 + 4h_n^2}). \quad (3.6)$$

Здесь h_n — высота основания трещины. Первое слагаемое в (3.6) описывает вклад деформаций вокруг клиновидной трещины в упругую энергию кристалла, второе — поверхностную энергию полости трещины.

Изменение объема кристалла, обусловленное наличием клиновидной трещины, на единицу длины записывается в виде

$$\frac{\Delta V}{L} = \xi n^2b^2 \ln \frac{L}{2h_n} + \frac{1}{2} nbh_n, \quad (3.7)$$

где ξ — фактор, зависящий от модулей упругости второго и третьего порядков. Как правило, ξ имеет порядок, равный 10. Первое слагаемое в формуле (3.7) описывает вклад упругих деформаций вокруг трещины в изменение объема кристалла, второе слагаемое представляет собой объем полости трещины. Ввиду малости энтропийного слагаемого термодинамического потенциала Гиббса для трещины в расчете на единицу длины совпадает с энтальпией и записывается в виде

$$\frac{\Delta H}{L} \approx \frac{\Phi}{L} = \frac{Gn^2b^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{V}{2h_n} + E_{\text{пов}} (nb + \sqrt{n^2b^2 + 4h_n^2} + \frac{P}{2} nbh_n),$$

где G и ν — приведенные модуль сдвига и отношение Пуассона соответственно.

Если в образце достаточно много избыточных вакансий, то они объединяются в комплексы, которые могут перерасти в субмикropоры. Причиной роста поры является наличие в металле примеси газа, который нерастворим или плохо растворим в металле. При этом атомы газа будут выделяться в поры или их зародыши. В результате роста субмикроразрывов образуются нарушения, обнаруживаемые с помощью оптического микроскопа: микротрещины, микropоры, микropузыри газов и дисперсные включения. Особым типом микроразрывов являются остаточные микронапряжения, локализованные в пределах зерен поликристалла и обусловленные избытком дислокаций одного знака. К микроразрывам относят также дендриты, возникающие в результате микроскопической ликвации.

Никель	Платина	Железо	Вольфрам	Молибден	Ниобий	Олово
1,725	3,000	1,9506	2,900	1,960	2,100	0,685
0,690	1,000	0,470		1,450	0,760	0,160
0,026	0,196	0,780	0,537			
0,240		0,190				

Макродефекты в ряде случаев представляют собой дальнейшее развитие микродефектов. Это относится, в частности, к включениям (обычно неметаллическим), трещинам, порам и газовым пузырям. Последние способствуют возникновению рыхлоты при усадке в процессе

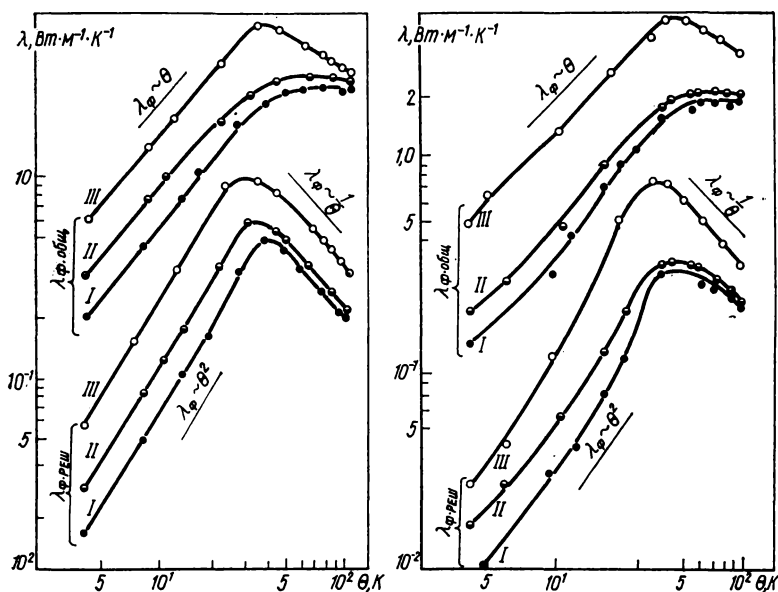


Рис. 3.2. Температурная зависимость общей и фоновой теплопроводности образца сплава $\text{Cu} - 0,4 \text{ Zn}$ [74]:

I — в исходном ($\epsilon = 20\%$) состоянии; *II* — после аннигиляции вакансий с частичной релаксацией напряжений в плоских дислокационных скоплениях; *III* — после аннигиляции дислокаций при рекристаллизации; ● — исходное состояние; ○ — после нагрева до 250°C ; ○ — фоновая, $\lambda_{\text{ф. общ}}$ — общая, $\lambda_{\text{ф. реш}}$ — обусловленная решеткой теплопроводности.

Рис. 3.3. Температурная зависимость общей и фоновой теплопроводности образца сплава $\text{Cu} - 0,21\% \text{ Ga}$ [74]:

I — в исходном ($\epsilon = 20\%$) состоянии; *II* — после аннигиляции вакансий; *III* — после аннигиляции дислокаций при рекристаллизации с предварительной релаксацией напряжений в плоских дислокационных скоплениях (обозначения те же, что и на рис. 3.2).

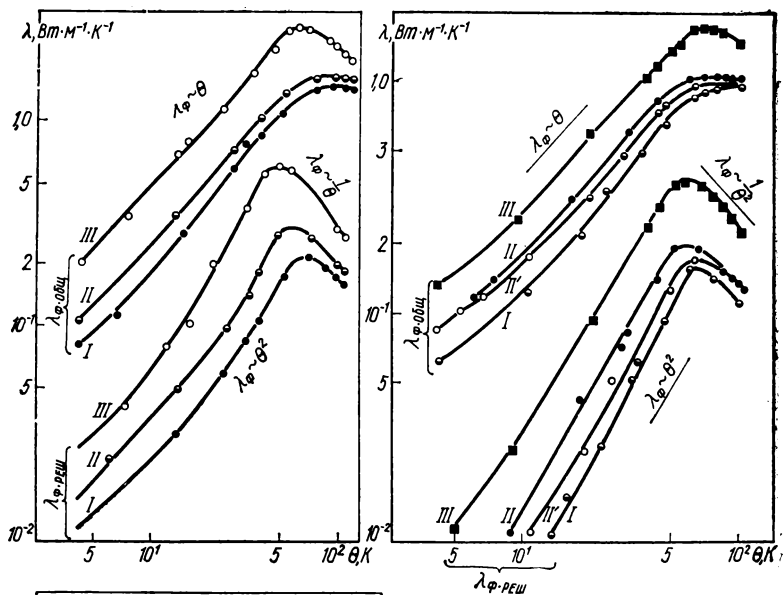


Рис. 3.4. Температурная зависимость общей и фоновой теплопроводности образца сплава Cu — 0,21 % Ge [74]:

I — в исходном ($\epsilon = 20\%$) состоянии; II — после возврата; III — после аннигиляции дислокаций при рекристаллизации (обозначения те же, что и на рис. 3.2.).

Рис. 3.5. Температурная зависимость общей и фоновой теплопроводности образца сплава Cu — 0,21 % As [74]:

I — в исходном ($\epsilon = 20\%$) состоянии; II — после аннигиляции вакансий; III' — после дислокационного старения; III — после аннигиляции дислокаций при рекристаллизации.
 ● — исходное состояние; ○ — после нагрева до 130°C ; ● — после нагрева до 225°C ; ■ — после нагрева до 500°C .

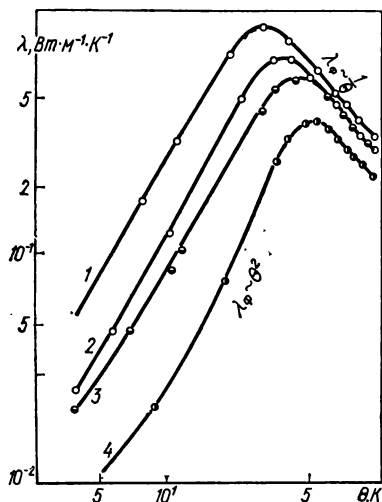


Рис. 3.6. Температурная зависимость фоновой теплопроводности различных сплавов после отжига при температурах до 500°C [74]:

1 — Cu — 0,4 % Zn; 2 — Cu — 0,21 % Ga; 3 — Cu — 0,22 % Ge; 4 — Cu — 0,21 % As.

затвердевания жидких металлов. При этом обычно возникает и усачная раковина — воронкообразная полость в верхней части слитка. При наличии водорода в стали могут образовываться флокены — внутренние трещины, заполненные водородом в молекулярной форме под значительным давлением. Макродефекты не существенно влияют на

внтальпию. Более сильное влияние они оказывают на удельный объем и теплопроводность металлов. Последняя зависит также от микро- и субмикродофектов, особенно при низких температурах. Результаты измерений теплопроводности меди с малыми добавками представлены на рис. 3.2—3.6. Для сплава Cu — As теплопроводность измерялась также после дислокационного старения (кривая II' на рис. 3.5). На этих же рисунках представлены соответствующие значения фононной теплопроводности. Как видно из приведенных результатов, максимум теплопроводности отсутствует в деформированных образцах и появляется после аннигиляции дислокаций. Все процессы предрекристаллизационного характера не приводят к появлению максимума. В полностью отожженных образцах (см. рис. 3.6) с увеличением остаточного электросопротивления, обусловленного примесями, тепловой пик смещается в сторону более высоких температур, а высота его несколько уменьшается.

Фононная теплопроводность имеет пик как в отожженном, так и в деформированных образцах. До максимума теплопроводность растет примерно как Θ^2 , но в сплавах Cu—Ge и Cu — As наблюдается наибольшее отклонение в сторону увеличения степенного закона. Так как только рассеяние фононов в отдельных дислокациях приводит к зависимости теплопроводности как Θ^2 и с введением или аннигиляцией дислокаций сечение рассеяния фононов на электронах проводимости при данных значениях R_0 не изменяется, то по сдвигу кривой теплопроводности можно оценить изменение плотности дислокаций. За максимумом теплопроводности падает примерно как k/Θ , и эта часть кривой теплопроводности позволяет оценить вклад точечных дефектов.

Для анализа данных по низкотемпературной фононной теплопроводности широко используется метод Каллава, согласно которому теплопроводность можно представить в виде

$$\lambda_{\phi} = A_1 + A_2, \quad (3.8)$$

где

$$A_1 = q\Theta^3 \int_0^{Q/\Theta} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2 \tau^{-1}} dx,$$

причем

$$q = \frac{k}{2v^2} \left(\frac{k}{\hbar} \right)^3 - \frac{1}{v},$$

$$A_2 = q\Theta^3 \frac{\left[\int_0^{Q/\Theta} \frac{\tau_N^{-1}}{\tau^{-1}} \frac{e^x}{(e^x - 1)^2} x^4 dx \right]^2}{\int_0^{Q/\Theta} \tau_N^{-1} \tau (\tau^{-1} - \tau_N^{-1}) \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx}.$$

Здесь v — скорость звука; $\tau^{-1} = \tau_N^{-1} + \tau_U^{-1}$ — обратное время жизни фонона, обусловленное нормальными процессами — τ_N^{-1} (фонон-фононное рассеяние) и τ_U^{-1} (резистивные процессы):

$$\tau_N^{-1} = B(\Theta) \Theta^4 x^2, \quad \tau_U^{-1} = \tau_{el}^{-1} + \tau_d^{-1} + \tau_p^{-1} + \tau_b^{-1},$$

где τ_{el}^{-1} , τ_d^{-1} , τ_p^{-1} , τ_b^{-1} — обратные времена жизни фонона, обусловленные соответственно рассеяниями на электронах проводимости, дислока-

циях, точечных дефектах и на границах кристалла (либо границах зерен). В τ_U^{-1} пренебрегаем процессами переброса, связанными с фонон-фононным рассеянием:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{el}^{-1} &= \delta_{el} \Theta x, & x &= \hbar \omega (k \Theta)^{-1}, \\ \tau_d^{-1} &= \delta_d \Theta x, & \delta_d &= \frac{k}{\hbar} b^2 \gamma^2 \rho, \\ \tau_p^{-1} &= A_p \Theta^4 x^4, & A_p &= c_D \left(\frac{k}{\hbar} \right)^4 \frac{\Omega}{4\pi v^3 Z}, \\ \tau_b^{-1} &= B_b v L^{-1}, \end{aligned} \right\} \quad (3.9)$$

Здесь L — размер зерна (либо кристалла в случае монокристалла); B_b — «сила» рассеяния поверхностью зерен; b — вектор Бюргера; γ — параметр Грюнайзена; ρ — плотность дислокаций; Z — «сила» точечных дефектов (для изотопического дефекта она равна $(\Delta M/M)^2$ (ΔM — изменение массы изотопа)). В формуле (3.8) можно пренебречь поправочным членом A_2 , за исключением случая, когда это условие в рассматриваемой области температур не выполняется.

В низкотемпературной области фононная теплопроводность изменяется примерно как Θ^2 . В этой области температур основной вклад в обратное время жизни фононов вносит рассеяние на электронах проводимости, дислокациях и, возможно, на границах зерен. Различие характера кривых I — II и I — III в этой области может быть объяснено только влиянием дислокаций (см. рис. 3.5). Для оценки числа дислокаций предположим, что $\tau_U^{-1} = \delta_{el} \Theta x + \delta_d \Theta x$. Тогда кривая I — II описывается формулой

$$\lambda_{\parallel} = g \Theta^2 \int_0^{\infty} \frac{e^x}{(e^x - 1)^2} \frac{x^3 dx}{\delta_{el} + \delta_d}, \quad (3.10)$$

а кривая I — III формулой

$$\lambda_{\parallel} = g \Theta^2 \int_0^{\infty} \frac{e^x}{(e^x - 1)^2} \frac{x^3 dx}{\delta_{el}}. \quad (3.11)$$

Определяя δ_{el} для полностью отожженных образцов, можно по формулам (3.10) и (3.11) оценить плотность дислокаций. Для сплавов Cu — Ge и Cu — As такая оценка плотности дислокаций хорошо согласуется с данными по тепловым и объемным эффектам, для сплавов Cu — Ga и Cu — Zn значения завышены. Последнее можно объяснить тем, что использованные формулы являются оценочными, а кроме того, в этих сплавах процесс рекристаллизации сопровождается релаксацией напряжений в плоских дислокационных скоплениях. (В случае, когда дислокации собраны в группы по n дислокаций одного знака, δ_d также увеличивается в n раз).

В области температур выше максимума изменение теплопроводности можно объяснить влиянием точечных дефектов. Согласно [251], изменение теплового сопротивления описывается формулой

$$\Delta \Lambda = \frac{6\pi}{5\hbar} \frac{\Omega}{v^2} c_D \Theta Z_{\phi}.$$

Наибольший интерес представляет сравнение в этой области кривых I — I и I — II . По числу проаннигилировавших вакансий определяется Z_{ϕ} — сила рассеяния фононов на вакансиях. Для изученных сплавов она составляет примерно 0,8.

После дислокационного старения теплопроводность уменьшается (см. рис. 3.5, кривые I — III), следовательно, обратное время жизни фононов при этом увеличилось. Такое anomальное поведение, очевидно, обусловлено тем, что примеси мышьяка, осевшие на дислокациях, рассеивают фононы сильнее, чем при хаотическом распределении

3.2. Влияние отжига на тепловые свойства металлов [8, 14, 56, 74, 88, 154, 165, 168, 170, 188]

При нагреве металлов, предварительно упрочненных пластической деформацией, облучением нуклонами или фазовыми превращениями, происходит залечивание дефектов. Под этим термином подразумевают совокупность физических процессов миграции, перераспределения, частичной или полной аннигиляции различного рода несовершенства в кристаллах. Указанные процессы происходят спонтанно, поскольку сопровождаются уменьшением свободной энергии системы. Для протекания большинства процессов необходима термическая активация, и скорость таких процессов оказывается либо непосредственно связанной с термической подвижностью отдельных атомов, либо с консервативным последовательным смещением ансамблей атомов на малые, по сравнению с межатомным, расстояния.

Термическая подвижность точечных³ дефектов рассматривается в рамках теории абсолютных скоростей реакций. Применительно к твердому телу она сводится к допущению о возможности выделения в кристалле активированных комплексов, находящихся в конечном время в «равновесных» состояниях. Остальная часть системы рассматривается как термостат. Допускается также, что средняя продолжительность τ_A существования активированных комплексов не зависит от механизма процесса и природы отдельных конкретных активированных комплексов. В общем виде скорость перемещения данного точечного дефекта определяется выражением

$$v = \frac{1}{\tau_A} = \nu_k \exp\left(\frac{S_m}{k}\right) \exp\left(-\frac{E_m}{k\Theta}\right) \exp\left(\frac{PV_m}{k\Theta}\right),$$

где ν_k — эффективная частота колебаний дефекта в направлении седловой точки; S_m и E_m — энтропия и энергия активации перемещения дефекта (см. табл. 3.2); V_m — активационный объем процесса. Определение этих параметров связано с еще большими трудностями, чем определение параметров образования дефектов.

Перемещение точечных дефектов в однородном кристалле не сопровождается выделением тепла и изменением объема тела. Перераспределение точечных дефектов в кристалле, содержащим источниками внутренних напряжений (например, дислокации), аннигиляция точечных дефектов при отжиге приводят к изменению энтальпии и удельного объема.

Консервативное движение дислокации осуществляется быстрым скольжением параллельно ее вектору Бюргера под действием небольших напряжений. Зависимость скорости консервативного движения краевой дислокации от напряжения и температуры описывается формулой $v = \sigma^n \exp(-E/k\Theta)$. Скорость поперечного скольжения винтовой дислокации сильнее зависит от приложенного напряжения: $v = A \exp(-(E - \nu\sigma)/k\Theta)$.

Неконсервативное движение краевых дислокаций осуществляется их переползанием. Скорость этого процесса определяется классической

формулой Эйнштейна, которая в данном случае связывает диффузионную скорость ступенек на дислокации с малой приложенной силой p при ничтожном пересыщении вакансиями: $v = \frac{D}{k\Theta} n_j p B$, где D — коэффициент самодиффузии; n_j — концентрация ступенек. Последняя зависит также от температуры: $n_j = \exp(S_j/k) \exp(-E_j/k\Theta)$. Здесь S_j и E_j — соответственно энтропия и энергия образования одного порога на дислокации.

Фононная теплопроводность в сплавах в отожженном состоянии, согласно данным, приведенным на (рис. 3.6), падает от цинка к мышьяку, а максимум сдвигается в сторону высоких температур. Выше температуры максимума различный ход кривых теплопроводности можно объяснить влиянием точечных дефектов. Сила рассеяния фононов на примесях галлия и германия равна 1,2, а на примесях мышьяка — 3,6. Сила рассеяния цинка растет с увеличением валентности примеси. Ниже максимума фононная теплопроводность отчетливо падает от цинка к мышьяку. Такое различие можно объяснить с учетом влияния рассеяния фононов на границах зерен. От галлия к мышьяку увеличивается число осевших на границах примесей, поэтому уменьшается прозрачность границы.

3.3. Изменение отношения плотности и энтальпии [42, 62, 63, 75, 77, 79—82, 88—91, 95—97, 99, 168—172, 245]

Традиционным способом изучения термодинамически необратимых процессов, происходящих в металлах, является исследование тепловых либо объемных эффектов при отжиге. Отжиг обычно производят при атмосферном давлении или в вакууме. Переменным термодинамическим параметром является температура. Более полную информацию об исследуемом объекте можно получить, измеряя при отжиге тепловые и объемные эффекты одновременно*. Этот способ исследования основан на экспериментально обнаруженной закономерности о том, что каждому из элементарных термодинамических процессов соответствует узкий диапазон отношений тепловых Q и объемных ΔV эффектов. Ширина этого диапазона определяется условиями протекания процесса и часто не превышает погрешности измерений. Для большинства типов процессов диапазоны не перекрываются.

Необратимые процессы разделяются на два типа: 1) процессы, для которых отношение скоростей изменения энтальпии и объема тела зависит только от условий протекания процессов. Если процессы происходят при фиксированных давлениях и температуре, то это отношение остается постоянным в ходе процессов и равным отношению $Q/\Delta V$. К процессам данного типа относятся, например, аннигиляция точечных дефектов, дислокаций, а также ряд фазовых превращений; 2) процессы, при которых отношение $Q/\Delta V$ зависит от степени протекания процесса, например, образование и залечивание несплошностей (пор и трещин).

Зная Q , ΔV , \dot{Q} , \dot{V} , $Q/\Delta V$ и \dot{Q}/\dot{V} для различных процессов, можно идентифицировать происходящие процессы. При этом отличительными признаками служат абсолютные значения полных тепловых и объем-

* Совместное изучение тепловых и объемных эффектов в одном объекте успешно применяется в Институте металлофизики АН УССР.

ных эффектов, знак каждого из них, совпадение или несовпадение знака $Q(\Theta, P)$ и $\Delta V(\Theta, P)$, значения отношений $Q/\Delta V$ и \dot{Q}/\dot{V} , совпадение или несовпадение этих отношений, возможность прямого и обратного превращения, наличие или отсутствие гистерезиса и, наконец, динамика выделения тепла или изменения объема тела, т. е. форма двух семейств кривых $\dot{Q}(\Theta, P)$ и $\dot{V}(\Theta, P)$. Скорость процесса Φ определяется \dot{Q} и \dot{V} . Если известна одна из этих величин, то можно определить, например, сколько дефектов принимает участие в процессе в единицу времени. Степень протекания процесса $\Delta\Phi$, т. е. число дефектов, принявших в нем участие, определяется Q и ΔV . Одновременное изменение скоростей изменения энтальпии и объема тела (а также давления и температуры) служит простым, эффективным и надежным способом исследования фазовых превращений.

При фазовом превращении первого рода выделяется (или поглощается) скрытая теплота фазового превращения и изменяется объем. При фазовом превращении второго рода (первого рода) изменяется скачком сжимаемость, теплоемкость и коэффициент термического расширения при переходе из одной фазы в другую. Фазовое превращение первого рода можно просто и надежно идентифицировать по отношению скоростей изменения энтальпии и объема тела \dot{Q}/\dot{V} , а также по отношению тепловых и объемных эффектов $Q/\Delta V$. Фазовое превращение второго рода также может быть идентифицировано только по отношению скоростей изменения энтальпии и объема тела, так как скорости изменения энтальпии и объема тела при известных скоростях изменения давления и температуры зависят от сжимаемости, теплоемкости и коэффициента термического расширения, которые имеют различные значения в разных фазах.

Для обратимого фазового превращения первого рода отношение скоростей изменения энтальпии и объема тела рассчитывается по формуле, $\dot{Q}/\dot{V} = \Theta dP_0/d\Theta$, отношение тепловых и объемных эффектов — по формуле $Q/\Delta V = \Theta dP_0/d\Theta$. Последняя формула представляет собой соотношение Клапейрона — Клаузиуса.

Согласно приведенным выше формулам обратимое фазовое превращение первого рода в приближении, когда не учитываются эффекты, связанные с существованием границы раздела фаз, является процессом типа 1). Отклонение отношения скоростей изменения энтальпии и объема тела от соотношения Клапейрона — Клаузиуса обусловлено не только конечной скоростью фазового превращения. В случае твердого тела, когда фазовые превращения сопровождаются незначительным выделением тепла и изменением объема тела, на начальных этапах превращения большой вклад в изменение энтальпии и объема тела дают эффекты, связанные с существованием границы раздела двух фаз. По мере протекания превращения относительный вклад границы раздела фаз в рассматриваемые эффекты уменьшается и отношение скоростей изменения энтальпии и объема тела при малых скоростях приближается к соотношению Клапейрона — Клаузиуса.

Реально фазовые превращения первого рода не протекают равновесным, обратимым способом. Рассмотрим следующие предельные случаи.

1. Время установления температуры в образце значительно превосходит время образования зародыша и фазового превращения. Темп фазового превращения лимитируется процессами теплопроводности — скоростью подвода или отвода тепла. Этот случай соответствует медленным скоростям превращений. «Старая» фаза находится при температуре фазового превращения Θ_0 . Если при этом прямое превращение происходит, например, эндотермически, то температура внешних по-

верхностей тела $\Theta > \Theta_0$, а отношение наблюдаемых тепловых и объемных эффектов имеет вид

$$\left(\frac{Q}{\Delta V}\right)_{\Theta} = \left(\frac{Q}{\Delta V}\right)_{\Theta_0} \frac{1 + Q_0^{-1} \int_{\Theta_0}^{\Theta} c_P^{(2)} d\Theta}{1 + \Delta V_0^{-1} \int_{\Theta_0}^{\Theta} \alpha_2 V_{02} d\Theta}.$$

Здесь Q_0 , ΔV_0 и $\left(\frac{Q}{\Delta V}\right)_{\Theta_0}$ — тепловые, объемные эффекты и их соотношение при предельно медленной скорости превращения; $c_P^{(i)}$, $\alpha_i = V_{0i} \times \frac{\partial V}{\partial \Theta}$, V_{0i} — теплоемкость при постоянном давлении, коэффициент термического расширения и объем вещества, находящегося в i -й фазе при температуре Θ_0 . При обратном превращении $\Theta < \Theta_0$, а отношение наблюдаемых тепловых и объемных эффектов имеет вид

$$\left(\frac{Q}{\Delta V}\right)_{\Theta} = \left(\frac{Q}{\Delta V}\right)_{\Theta_0} \frac{1 + Q_0^{-1} \int_{\Theta}^{\Theta_0} c_P^{(1)} d\Theta}{1 + \Delta V_0^{-1} \int_{\Theta}^{\Theta_0} \alpha_1 V_{01} d\Theta}.$$

Таким образом, в данном случае тепловые и объемные эффекты и их отношения различны для прямого и обратного превращений.

2. Время установления температуры во всем образце значительно меньше времени образования зародыша и времени фазового превращения. Темп фазового превращения лимитируется кинетическими процессами — образованием зародышей и их ростом. Этот случай соответствует быстрым скоростям превращений. Температура вдоль всего образца примерно постоянна, что в некотором смысле приближает процесс к равновесному. Температура, при которой происходит превращение, зависит от скорости перехода. Причем при постоянном давлении, но разных температурах фазового превращения Θ_1 и Θ_2 отношения тепловых и объемных эффектов связаны формулой

$$\left(\frac{Q}{\Delta V}\right)_{\Theta_2} = \left(\frac{Q}{\Delta V}\right)_{\Theta_1} \frac{1 + Q^{-1}(\Theta) \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} (c_P^{(2)} - c_P^{(1)}) d\Theta}{1 + \Delta V^{-1}(\Theta) \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} [\alpha_2 V_2(\Theta_1) - \alpha_1 V_1(\Theta_1)] d\Theta}.$$

Здесь V_i — объем вещества, находящегося в i -й фазе. Если прямое превращение является эндотермическим и $\Theta_2 > \Theta_0$, то при обратном превращении $\Theta_1 < \Theta_0$. Таким образом, в этом случае тепловые, объемные эффекты и их отношения различны для прямого и обратного превращений. Реально начальный этап превращения обычно происходит как первый предельный случай, а конечный — как второй предельный случай.

При изменении некоторых параметров (например, давления) фазовые превращения второго рода могут стать превращениями первого

рода. Точка, в которой переходят друг в друга кривые, соответствующие превращениям разных типов на $P\theta$ -диаграмме, называется критической точкой Кюри.

Фазовые превращения в твердом теле часто считаются фазовыми превращениями второго рода, так как сопровождающие их тепловые и объемные эффекты либо столь малы, что их невозможно измерить, либо равны нулю при нулевом или близком к нулевому давлении, т. е. являются фазовыми превращениями второго рода только в отдельной точке $P\theta$ -диаграммы. Если разность теплоемкостей, коэффициента термического расширения и сжимаемости в фазах вблизи точки превращения не удовлетворяет соотношениям Эренфеста, то скрытая теплота перехода и объемный эффект превращения зависят от температуры и давления, т. е. изменяются вдоль кривой фазового равновесия. При этом с ростом давлений малые, не поддающиеся измерению при атмосферном давлении, тепловые и объемные эффекты возрастают и достигают значений, которые могут быть измерены. При высоких давлениях прирост тепловых и объемных эффектов при переходе, обусловленный наличием давления, пропорционален отклонениям соотношений разностей теплоемкости, сжимаемости и коэффициента термического расширения в фазах вблизи точки перехода от соотношений Эренфеста.

Таким образом, исследование тепловых и объемных эффектов при фазовых превращениях в условиях высоких давлений помогает идентифицировать истинный род превращения. Сравнение отношений тепловых и объемных эффектов с соотношением Клапейрона — Клаузиуса может служить методом исследования степени необратимости фазового превращения первого рода первого класса.

При мартенситных превращениях часто появляются значительные внутренние напряжения, вследствие чего они даже при очень малых скоростях заметно термодинамически необратимы. Это проявляется в том, что при сколь угодно малых скоростях нагрева и охлаждения разница температур начала прямого и обратного превращений остается конечной. При мартенситных превращениях упругая энергия вносит существенный вклад в энергетический баланс. В результате отношение \dot{Q}/\dot{V} отличается от отношения $Q/\Delta V$. Значит, обычно мартенситные превращения являются процессами типа 2).

При пластической деформации могут возникать и перемещаться, а затем и аннигилировать избыточные неравновесные точечные дефекты. Тогда для вакансий справедливо соотношение

$$V_A \frac{Q_B}{\Delta V_B} = \frac{E_B}{\alpha'_B}. \quad (3.12)$$

Здесь V_A — объем одного грамм-атома материала образца; E_B — работа образования одного грамм-атома вакансий; α'_B — доля атомного объема, занимаемого вакансией. Для внедренных в междоузлия атомов выполняется соотношение

$$V_A \frac{Q_M}{\Delta V_M} = \frac{E_M}{1 - \alpha'_M}, \quad (3.13)$$

где E_M — работа образования одного грамм-атома внедренных в междоузлия атомов; α'_M — доля атомного объема, занимаемого одним атомом, который находится в междоузлии.

При малых концентрациях точечных дефектов, когда можно пренебречь взаимодействием между ними, приведенная выше аннигиляция избыточных точечных дефектов является процессом типа 1). Од-

нако отношения (3.12) и (3.13) незначительно различаются при разных температурах. Температура, при которой происходит аннигиляция основной массы избыточных дефектов, зависит от кинетики процесса (например, от скорости изменения температуры при отжиге металла). Поэтому, изменяя условия прохождения процесса (скорость изменения температуры при отжиге), получаем небольшое изменение отношений тепловых и объемных эффектов. Все возможные значения этих отношений образуют неширокую зону.

Для дислокаций отношение тепловых и объемных эффектов записывается в виде

$$\frac{Q}{\Delta V} = \frac{2a + 2b\beta' + 2c\delta}{2\tau_{44} + 2\tau_{12}\beta' + (\tau_{11} - \tau_{12} - 2\tau_{44})\delta}. \quad (3.14)$$

Здесь

$$\beta' = \frac{\int (V) u_{11}^2 d\tau}{u_{ik}u_{ik}d\tau}, \quad \delta = \frac{\int (V) (u_{11}^2 + u_{22}^2 + u_{33}^2) d\tau}{\int (V) u_{ik}u_{ik}d\tau}, \quad (3.15)$$

причем для дислокаций $0 \ll \beta', \delta \ll 1$. Согласно формулам (3.14) и (3.15) каждому типу дислокаций или способу их распределения в кристалле соответствует свое значение отношения тепловых и объемных эффектов. При обычных модулях упругости эти значения различаются в пределах 30%. Некоторые из них точно совпадают (например, в случае хаотически распределенных дислокаций и таких же дислокаций, собранных в полигональные стенки). При неоднородном распределении дислокаций тепловые и объемные эффекты могут сильно отличаться от таковых при однородно распределенных дислокациях. Однако их отношение при перераспределении дислокаций изменяется незначительно.

Следовательно, такие процессы, как полигонизация, аннигиляция дислокаций, релаксация плоских скоплений дислокаций, можно рассматривать с хорошей точностью как процессы типа 1). Если главный вклад в изменение энтальпии и объема кристалла при рекристаллизации обусловлен аннигиляцией дислокаций, рекристаллизацию также можно рассматривать с хорошей точностью как процесс типа 1). Изменение скорости отжига приводит к смещению температурных диапазонов дислокационных процессов, а значит, к незначительному изменению отношений тепловых и объемных эффектов. В общем случае дислокационное старение является процессом типа 2). Однако при малых концентрациях примесей, когда главный вклад в тепловые и объемные эффекты дают члены, пропорциональные первой степени концентрации примесей, Q и ΔV пропорциональны количеству примесей, и приближение, рассматривающее процесс дислокационного старения как процесс типа 1), является не очень плохим. Изменение скорости отжига смещает температурный диапазон дислокационного старения, что влияет на отношения тепловых и объемных эффектов.

Отношение скоростей изменения энтальпии и объема тела в процессах изменения состояния трещин (образования, роста или залечивания), очевидно, зависит от степени протекания их, и, следовательно, процессы относятся к типу 2). Кроме того, это отношение зависит от температуры и давления, значит, оно изменяется при изменении скорости процесса вследствие смещения диапазона по температуре и давлению.

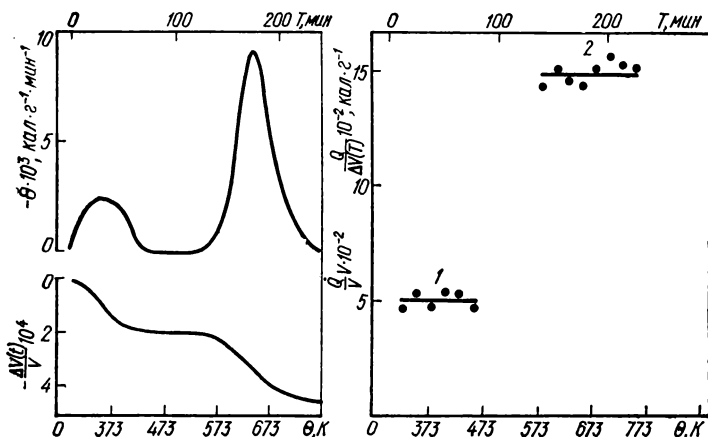


Рис. 3.7. Температурные зависимости скорости выделения теплоты и изменения объема при отжиге со скоростью 2 град/мин образца высокочистого никеля, деформированного кручением ($\frac{nd}{L} = 0,6$) [96]:

n — число оборотов; d — диаметр; L — длина.

Рис. 3.8. Отношение скоростей выделения теплоты и изменения объема (\bullet), а также тепловых и объемных эффектов (\rightarrow) при аннигиляции вакансий (1) и рекристаллизации (2), рассчитанных по данным работы [96].

Пора является динамически неравновесным дефектом, следовательно, она может залечиваться. При этом так же, как и при залечивании вакансий и их комплексов, объем тела уменьшается и выделяется теплота. Отношение тепловых и объемных эффектов записывается в виде $Q/\Delta V = 3\gamma/r + P$.

Все процессы, сопровождающиеся изменением состояния пор, относятся к типу 2). Отношения \dot{Q}/V и $Q/\Delta V$ для этих процессов незначительно различаются для разных скоростей процессов. На рис. 3.7 показаны скорости выделения теплоты и изменения объема образца высокочистого деформированного никеля. Первый пик соответствует аннигиляции вакансий, второй — рекристаллизации. На рис. 3.8 сравниваются отношения тепловых и объемных эффектов для обоих процессов. В пределах погрешности измерений оба процесса относятся к типу 1). На рис. 3.9 приведена типичная схема отношений тепловых и объемных эффектов для различных элементарных процессов, происходящих при упрочнении и разупрочнении твердых тел.

Если в твердом теле одновременно происходят несколько процессов, например два процесса типа 1), то по известным для каждого из них отношениям $\dot{Q}/V_1 = A_1(P, \Theta)$ и $\dot{Q}/V_2 = A_2(P, \Theta)$ можно определить вклады процессов в измеряемые тепловые и объемные эффекты. Для изучения протекания одного процесса типа 1) достаточно одновременного измерения Q и V . При этом отношение Q/V характеризует степень протекания процесса; каждая из величин $Q(T)$ и $\Delta V(T)$ также характеризует степень его протекания, а скорость процесса описыва-

ется Q и \dot{V} . Если одновременно в процессе типа 2) происходят другие процессы, то нужно производить дополнительное одновременное измерение других физических величин.

При нагреве упрочненных механической и термической обработкой металлов для анализа процессов удобно использовать отношения тепловых и объемных эффектов*. Такой подход позволяет надежно отделить аннигиляцию точечных дефектов от аннигиляции линейных дефектов, а оба процесса — от превращений карбидной фазы в стали; проанализировать физическую природу высокопрочного состояния, возникающего в сталях при низкотемпературной термомеханической обработке и патентировании; развить метод определения допустимого предела пластической деформации, при которой образующиеся микрополости еще не дают заметного вклада в термодинамические и прочностные характеристики.

Проведено разделение термически подвижных и неподвижных дислокаций, определена плотность термически подвижных дислокаций и их доля в полной дислокационной плотности в условиях отжига упрочненных кристаллов со значительной плотностью дислокаций, когда невозможно определение этих величин другими способами [63].

Рис. 3.9. Схема отношений тепловых и объемных эффектов для различных элементарных процессов [245].

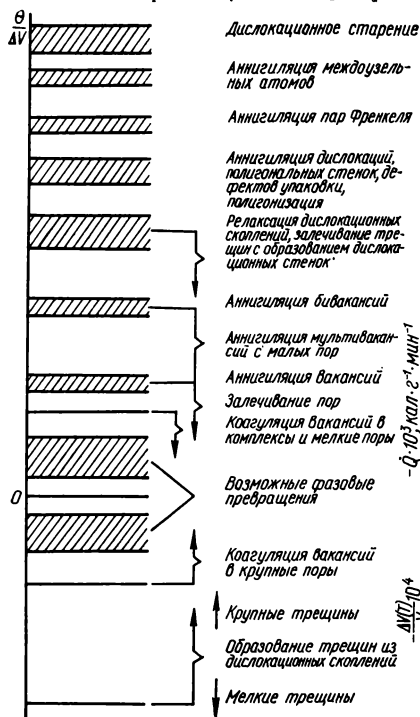
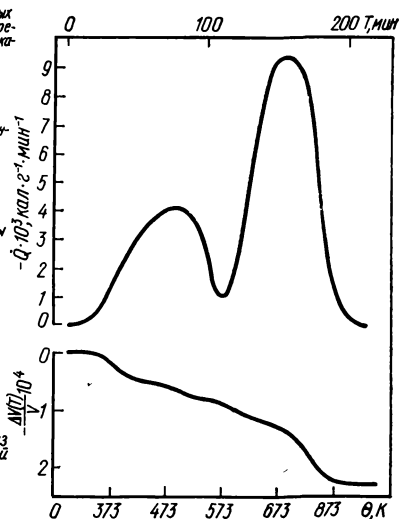


Рис. 3.10. Температурная зависимость скорости выделения тепла и изменения объема при отжиге со скоростью 2 град/мин образца высокоочищенного железа, деформированного кручением [42].



* Исследования проведены в 1963 г. в Институте металлофизики АН УССР.

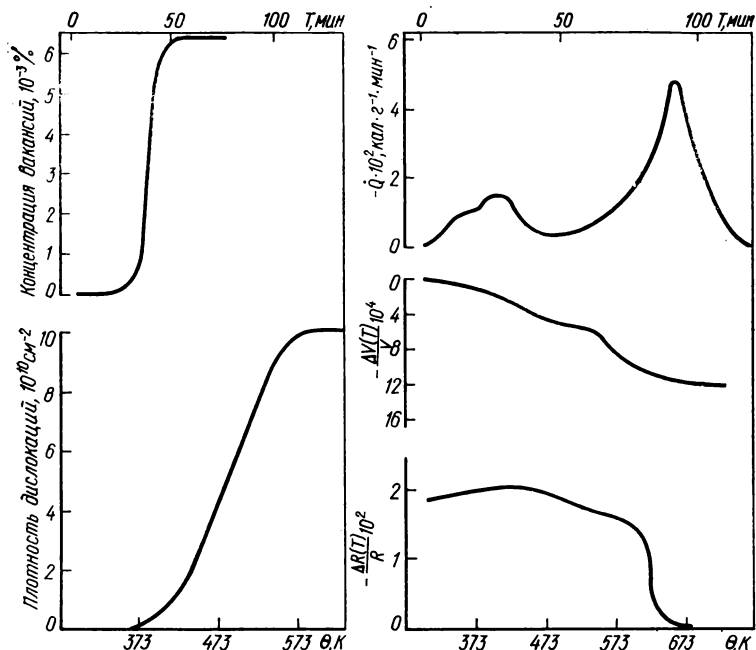


Рис. 3.11. Температурная зависимость концентрации проаннигилировавших вакансий и плотности термически подвижных дислокаций в железе [63].

Рис. 3.12. Температурная зависимость скорости выделения теплоты, изменения объема и относительного изменения электросопротивления при отжиге со скоростью 4 град/мин образца сплава Cu — 0,74 % Zn, деформированного кручением ($nd/L = 0,6$) [75]:

n — число оборотов; d — диаметр; L — длина.

Для этого использовались измерения тепловых и объемных эффектов в условиях отжига деформированного высокочистого железа в пределах фазы с ОЦК решеткой (рис. 3.10). При обработке экспериментальных данных установлено, что плотность неподвижных дислокаций составляла примерно $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (соответствующий тепловой эффект — 0,42 кал/г), плотность термически подвижных дислокаций — примерно 10^{11} см^{-2} (соответствующий тепловой эффект — 0,22 кал/г). Тепловой эффект, приходящийся на долю залечивания вакансий, равен 0,03 кал/г. Доля подвижных дислокаций определялась как отношение теплового эффекта, обусловленного термически активированной перестройкой и аннигиляцией подвижных дислокаций, к полному тепловому эффекту дислокационной природы. Оказалось, что подвижные дислокации в высокочистом упрочненном железе составляют 1/3 всех дислокаций, существовавших до отжига.

Независимо по рентгеновским и электронно-микроскопическим исследованиям установлено, что перемещение термически подвижных дислокаций происходит путем поперечного скольжения. А именно подвижность винтовых компонент дислокаций определяет пластичность металлов с ОЦК решеткой. По экспериментальным данным по-

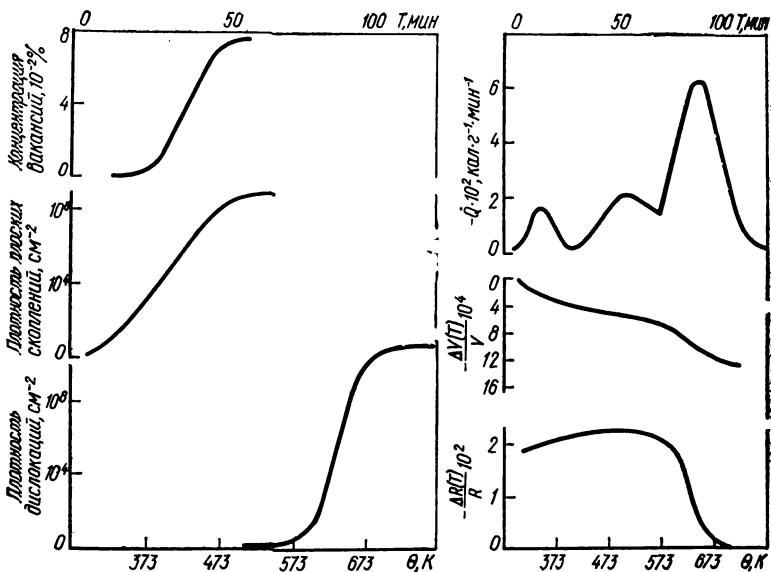


Рис. 3.13. Температурная зависимость концентрации проаннигилировавших вакансий, изменения плотности релаксировавших дислокационных скоплений и плотности проаннигилировавших дислокаций при нагреве сплава Cu — 0,74 % Zn [75].

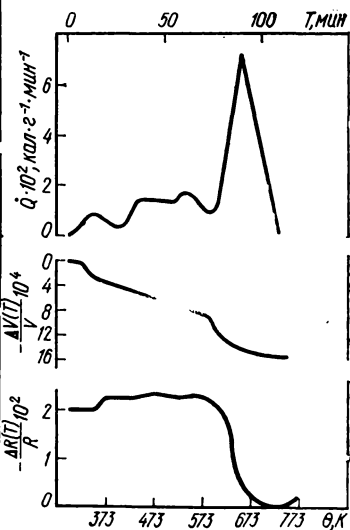
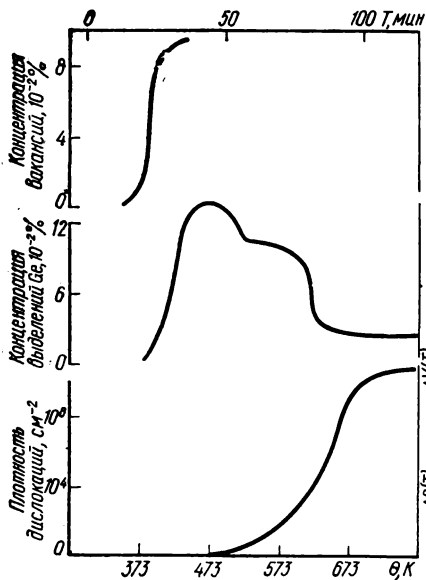
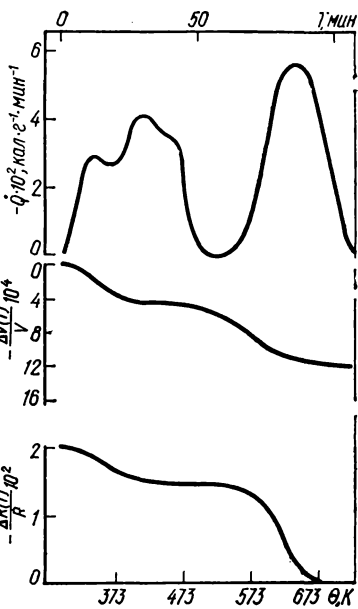
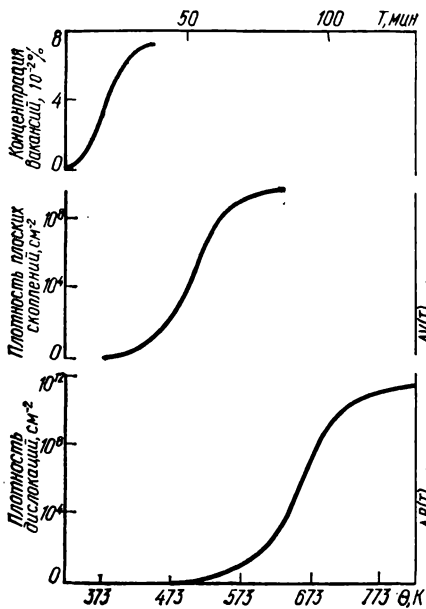
Рис. 3.14. Температурная зависимость скорости выделения теплоты, изменения объема и относительного изменения электросопротивления при отжиге со скоростью 4 град/мин образца сплава Cu — 0,3 % Ga, деформированного ковкой ($\epsilon = 20\%$) [81].

Рис. 3.15. Температурная зависимость концентрации проаннигилировавших вакансий, изменения плотности релаксировавших дислокационных скоплений и плотности проаннигилировавших дислокаций при нагреве сплава Cu — 0,3 % Ga [80].

Рис. 3.16. Температурная зависимость скорости выделения теплоты, изменения объема и относительного изменения электросопротивления при отжиге со скоростью 4 град/мин образца сплава Cu — 0,3 % Ge, деформированного ковкой ($\epsilon = 20\%$) [81].

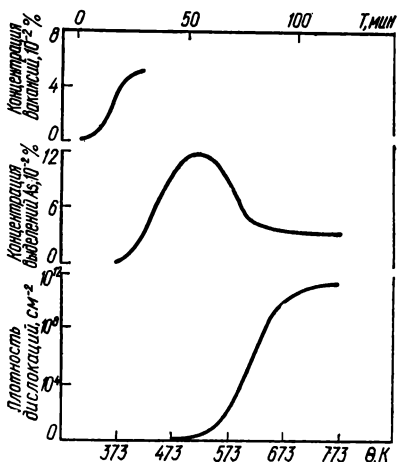
Рис. 3.17. Температурная зависимость концентрации проаннигилировавших вакансий атомов германия, осаждавшихся на дислокациях, плотности проаннигилировавших вакансий, осаждавшихся на дислокациях, а также плотности проаннигилировавших дислокаций при нагреве сплава Cu — 0,3 % Ge [80].

Рис. 3.18. Температурная зависимость скорости выделения теплоты, изменения объема и относительного изменения электросопротивления при отжиге со скоростью 4 град/мин образца сплава Cu — 0,21 % As, деформированного ковкой ($\epsilon = 20\%$) [82].



строены зависимости плотности термически подвижных дислокаций, принявших участие в перестройке структуры, аннигиляции и концентрации аннигилировавших избыточных вакансий, как функции температуры (рис. 3.11).

По тепловым и объемным эффектам и электросопротивлению при отжиге деформированных разбавленных твердых растворов на основе меди (рис. 3.12—3.18) проведен количественный анализ кинетики термодинамически необратимых процессов и определен вклад каждого из



них в тепловые и объемные эффекты и электросопротивление. Построены зависимости концентрации проаннигилировавших вакансий, изменения плотности релаксировавших плоских дислокационных скоплений, плотности проаннигилировавших дислокаций, концентрации примесных атомов, осаж-

Рис. 3.19. Температурная зависимость концентрации проаннигилировавших вакансий и атомов мышьяка, осаждавшихся на дислокациях, а также плотности проаннигилировавших дислокаций при нагреве сплава Cu — 0,21 % As [80].

денных на дислокациях, и плотности перестроившихся или аннигилировавших термически подвижных дислокаций. При одновременном протекании двух или трех процессов разделены вклады каждого из них в измеряемые эффекты. Результаты приведены на рис. 3.16—3.19.

В Институте металлофизики АН УССР разработаны автоматические установки, которые выполняют заданный во времени температурный режим, автоматически записывают скорости изменения энтальпии и объема одного образца одновременно, а также автоматически обрабатывают эти данные.

ПРИКЛАДНОЕ ЗНАЧЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

4.1. Оптимизация термической и механико-термической обработки металлов и сплавов [3, 34, 62, 65, 86, 115, 245]

Качество и надежность термической обработки являются в настоящее время одними из наиболее важных критериев при разработке технологических процессов получения полуфабрикатов и готовых изделий из металлов и сплавов. Это объясняется тем, что физико-механические свойства являются структурно-чувствительными, а формирование структуры изделий существенным образом зависит от режима термической обработки. Простая термическая обработка заключается в нагреве изделия до заданной температуры, выдержке при этой температуре и последующем охлаждении (рис. 4.1).

В реальных промышленных условиях выбирается необходимый температурный диапазон обработки на основании справочных данных или рекомендаций ЦЗЛ. Время нагрева до заданной температуры рассчитывается по табличным данным о теплоемкости и теплопроводности сплава при различных температурах с учетом размеров деталей. Время выдержки при отпуске, отжиге оценивается по результатам изохронно-изотермических обработок лабораторных образцов, а окончательная длительность процессов, фиксируемая в технологической карте, для каждого конкретного типа изделий определяется длительным подбором на основании результатов измерения одного или нескольких контролируемых свойств. Достижение этого свойства (свойств) является критерием оптимальности. Такой подход имеет ряд принципиальных недостатков. Во-первых, возможность экспрессной оценки состояния материала по одному или нескольким свойствам крайне затруднительна, тем более непосредственно в ходе обработки, а иногда просто несостоятельна. Во-вторых, разработанная эмпирическая температурно-временная программа обработки, к строгому выполнению которой сводится, как правило, управление ходом процесса, пригодна для материала конкретного химического состава (одной плавки).

Для большинства марок конструкционных сталей ГОСТ ограничивает вариации концентрации углерода в пределах 0,08 %, а легирующих элементов — 0,2—0,3 % (для серы и фосфора верхняя граница концентрации составляет 0,02—0,03 %). Согласно статистическим исследованиям при наличии у предприятия 3—4 поставщиков коэффициенты вариации для разных элементов значительно различаются, но в целом распределение их концентрации подчиняется нормальному закону.

В производственных условиях важнейшим фактором является прокаливаемость стали. Прокаливаемость сложным образом зависит от состава и при его колебании в пределах марки для конструкционной низколегированной стали может изменяться более чем в 2—2,5 раза. Вариации состава в пределах марки являются одной из основных причин разброса свойств термически упрочненных сталей. Соотноше-

ния между различными составляющими сопротивления углеродистых и низколегированных сталей пластической деформации после закалки и отпуска могут изменяться как в результате прямого влияния углерода и легирующих элементов на свойства фаз, так и вследствие их воздействия на кинетику процессов отпуска.

Основной упрочняющий элемент стали — углерод. Изменение его содержания в α_m -фазе вследствие колебаний состава либо различий в кинетике отпуска является основной причиной вариации свойств закаленной низкоотпущенной стали. Увеличение, например, концентрации углерода в пределах марки стали 40 на 0,05 % вызывает в случае низкого отпуска (200 °С, 1 ч) прирост пределов текучести σ_T и прочности σ_B в среднем на 36 %; характеристики пластичности δ и ψ понижаются соот-

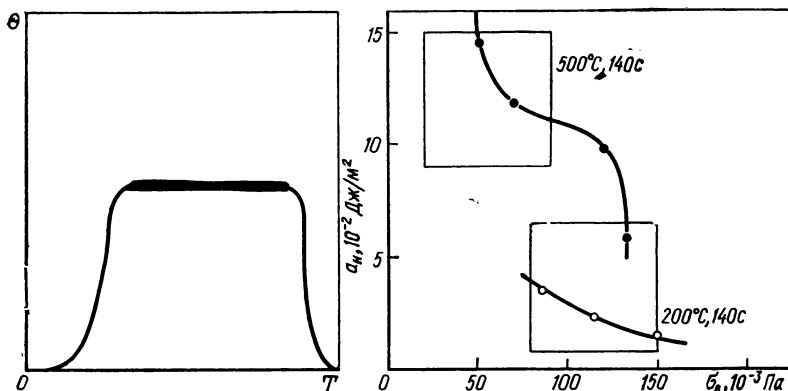


Рис. 4.1. Схема режима простой термической обработки [34].

Рис. 4.2. Корреляционная связь предела прочности и ударной вязкости стали 40 при изменении концентрации углерода в пределах марки [34].

ветственно на 37 и 25 %, а ударная вязкость α_K — на 30 %. Вариации состава материала (в пределах марки) и исходной структуры при любой точности регулирования обуславливают разброс физико-механических свойств, снижают его конструкционную прочность. Последнее усугубляется тем, что конструкционная прочность представляет комплекс взаимосвязанных характеристик, зависимость между которыми в большинстве случаев теряет однозначность при вариациях состава и структуры. На рис. 4.2 показано изменение связи предела прочности и ударной вязкости стали 40 в зависимости от концентрации углерода. Даже при сравнительно «нежестких» требованиях к допустимым пределам вариации свойств (выделены прямоугольниками) изменение концентрации углерода в пределах марки на 0,025 % может привести к браку изделия.

Основная причина низкой надежности традиционных способов термической обработки состоит в том, что контролируемые в ходе обработки внешние параметры (температура и время) не отражают адекватно реальную картину протекания физических процессов, формирующих заданную структуру и требуемый комплекс свойств обрабатываемого материала. Это существенно влияет на эффективность и возможности совершенствования известных методов упрочнения металлов

я сплавов. Необходимо введение таких параметров управления, которые достаточно полно характеризовали бы как исходное, так и текущее состояние материала в ходе обработки и были бы строго связаны с кинетическими характеристиками протекающих в нем процессов.

Наиболее общий подход к решению поставленной задачи формулируется, исходя из основного положения термодинамики необратимых процессов: любое изменение состояния неравновесной системы можно характеризовать скоростью производства в ней энтропии:

$$\frac{d_i S}{dT} = -\frac{1}{\Theta} \left[\left(\frac{\partial H}{\partial \xi} \right)_{P, \Theta} - \Theta \left(\frac{\partial S}{\partial \xi} \right)_{P, \Theta} \right] \frac{d\xi}{dT}, \quad (4.1)$$

где ξ — параметр процесса, характеризующий степень его протекания. Обозначим тепловой эффект процесса, отнесенный к бесконечно малому приращению степени его протекания, через $\left(\frac{\partial H}{\partial \xi} \right)_{P, \Theta} = -q_{P, \Theta}$.

Если вклад энтропийного члена в выражение (4.1) невелик, т. е.

$$|q_{P, \Theta}| \gg T \left(\frac{\partial S}{\partial \xi} \right)_{\Theta, P},$$

то справедливо следующее условие:

$$\frac{d_i S}{dT} \approx -\frac{1}{\Theta} \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_{\Theta, P}. \quad (4.2)$$

Таким образом, в изобарно-изотермических условиях при выполнении условия (4.2) скорость изменения состояния термодинамической системы однозначно характеризуется скоростью выделения (поглощения) тепла, сопровождающего процесс. Неравенство (4.2) справедливо для процессов залечивания дефектов кристаллического строения: хаотически распределенных дислокаций, скоплений дислокаций, микротрещин.

Скорость изменения удельного объема как характеристика скорости процесса аналогична скорости изменения энтальпии. Каждому элементарному термодинамическому процессу соответствует узкий диапазон значений отношений $(dH/dT)/(dV/dT)$ и $\Delta H/\Delta V$, определяемых природой процесса. Это позволяет использовать указанные характеристики для распознавания типов процессов, протекающих в твердых телах при изменении термодинамических условий. Параметры $d(\Delta H)/dT$ и $d(\Delta V)/dT$ являются производными потенциальных функций (первый — непосредственно, второй — косвенно, через термодинамические соотношения) и значения соответствующих временных интегралов $\int (\Delta H)' dT$ и $\int (\Delta V)' dT$ не зависят от хода протекания процессов. Это предопределяет однозначность связи изменений энтальпии и удельного объема с комплексом свойств, характерным для заданного структурного состояния, значит, указанные величины можно рекомендовать в качестве параметров оптимизации термической обработки.

Дилатометрия и волюмометрия — первые методы, использовавшиеся при исследовании закономерностей отпуска закаленных сталей. При нагреве с небольшими скоростями обычно наблюдаются три температурные области (80—150 °С, 190—260 °С и 260—380 °С) резкого изменения удельного объема, получившие названия соответственно I, II и III превращений при отпуске. В приведенных диапазонах с помощью калориметрических измерений фиксируется интенсивное тепловыделение, что позволяет классифицировать протекающие процессы как фазовые превращения первого рода. При этом к I и II превраще-

ниям относят соответственно первую стадию распада (мартенсит) и распад остаточного аустенита, а к III превращению следующие процессы: переход низкотемпературных карбидов («дефектного» цементита и ϵ -карбида) в равновесный цементит, выделение углерода из пересыщенного α -твердого раствора, изменение дислокационной структуры в связи с накоплением трансляционного несоответствия по границам раздела с карбидными частицами, начальные стадии процессов возврата, а иногда и рекристаллизации. В легированных сталях в III превращении, кроме того, включают процессы образования специальных карбидов.

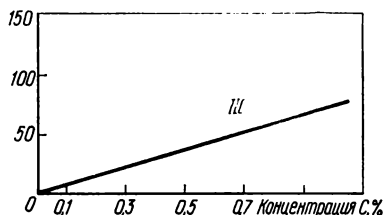
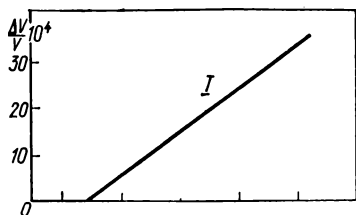
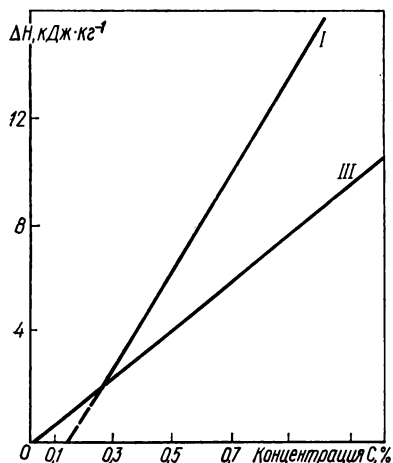


Рис. 4.3. Зависимость тепловых эффектов I и III превращений при отпуске от концентрации углерода [34].

Рис. 4.4. Зависимость объемных эффектов I и III превращений при отпуске от концентрации углерода в стали [34, 172].

В нелегированных сталях скорость выделения энергии и значения тепловых эффектов на всех стадиях отпуска в основном определяются составом стали по углероду. При равных условиях закалки ΔH и $\Delta V/V_0$, соответствующие II и III превращениям, монотонно зависят от концентрации углерода во всем диапазоне исследованных концентраций (рис. 4.3). Аналогичная зависимость справедлива и для тепловыделения на первой стадии отпуска, начиная с концентраций 0,5—0,6 % С. Экстраполяция линейного участка соответствующих кривых на нулевые эффекты в пределах погрешности измерений, выполненных разными исследователями, приводит к концентрациям 0,1—0,4 % С.

Результаты калориметрического анализа процессов отпуска хорошо согласуются с данными dilatометрических исследований. На рис. 4.4 приведены зависимости объемных эффектов I и III превращений. В линейном приближении в пределах наблюдаемых отклонений концентрационная зависимость относительного изменения объема при I превращении, $\Delta V/V_0 = f(\% \text{ C})$, для концентраций углерода свыше (0,5—0,6) % описывается уравнением

$$(\Delta V/V_0)_I = k_I (n - n_0), \quad (4.3)$$

где $k_I = 35,5$; $n_0 = 0,18 \%$; n — текущая концентрация углерода в стали. Концентрационная зависимость объемных эффектов III превращения при аналогичных условиях закалки близка к таковой для тепловых эффектов: $(\Delta V/V_0)_{III} = k_{III}n$, где $k_{III} = 71,6$.

Нелинейность зависимостей $(\Delta H)_I = f(n, \%)$ и $(\Delta V/V) = f(n, \%)$ в области низких концентраций удается объяснить, полагая, что от 0,1 до 0,3 % углерода (в зависимости от условий закалки) в период закалочного охлаждения или последующей выдержки при температурах не ниже $(-100 \div -120)^\circ\text{C}$ переходит на дефекты кристаллического строения либо образует области предвыделений карбидных частиц. В сталях, содержащих менее 0,5—0,6 % С, при температурах 150—200 °С процессы «самоотпуска» захватывают, по-видимому, и стадию

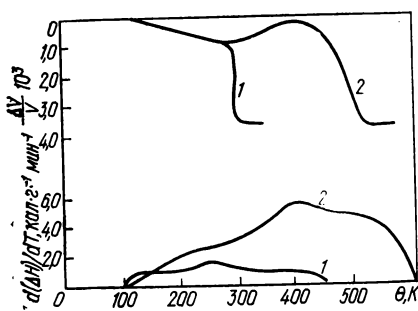


Рис. 4.5. Тепловые и объемные эффекты при отпуске сталей 30 (1) и 30XГСА (2) [34].

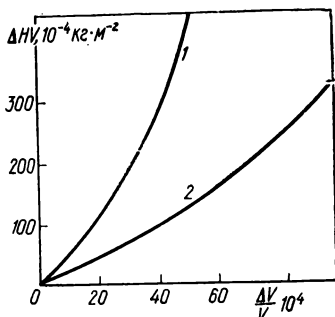


Рис. 4.6. Изменение твердости ΔHV как функции относительного изменения удельного объема $\Delta V/V$ при отпуске сталей 45 (1) и У8 (2) [34].

карбидообразования, в связи с чем n_0 в уравнении (4.3) достигает своего верхнего значения: 0,3—0,4 %. Старение и карбидообразование при вакалке удается подавить, снижая легированием точку начала мартенситного превращения до $\Theta = -20 \div 40^\circ\text{C}$.

Изменение термкинетики процессов отпуска, вызванное легированием стали, непосредственно отражается на температурно-временных закономерностях выделения энергии и изменения удельного объема. В качестве примера влияния легирующих элементов на температурные спектры изменения термодинамических параметров стали при отпуске на рис. 4.5 представлены калориметрические и дилатометрические кривые отпуска закаленных сталей 30 и 30XГСА, отличающихся в основном степенью легирования. До температур отпуска, не превышающих 200 °С, тепловые и объемные эффекты при одинаковых концентрациях углерода близки по значению и распределению. Это подтверждает предположение о слабом влиянии легирующих элементов на термкинетику первой стадии распада мартенсита. Более существенные различия в ходе зависимостей $d(\Delta H)/dT = f(\Theta)$ и $d(\Delta V)/dT = f(\Theta)$ возникают в области II и III превращений. Максимум тепловыделения, соответствующий распаду остаточного аустенита в стали 30XГСА, смещается в сторону высоких температур в среднем на 150 °С по сравнению со сталью 30. Заметно увеличиваются тепловые и объемные эффекты III превращения. Их температурный диапазон растягивается до 600—700 °С. Соотношения $V_0 \Delta H / \Delta V$ для разных стадий отпуска (табл. 4.1) различаются на порядок величины и в пределах погрешно-

Таблица 4.1. Отношение тепловых и объемных эффектов при отпуске сталей [34]

Марка стали	$\Delta H \cdot V_0/\Delta V, 10^3 \text{ кал} \cdot \text{г}^{-1}, \text{ для превращений}$	
	I	III
Ст 30	$(-1,1)^{-1} \pm 0,2$	$-0,3 \pm 0,05$
Ст 45	$(-1,4)^{-1} \pm 0,2$	$-0,33 \pm 0,05$
У8	$(-1,3)^{-1} \pm 0,2$	$-0,28 \pm 0,05$
30ХГСА	$(-1,0)^{-1} \pm 0,2$	$-0,39 \pm 0,06$

сти измерений существенно не изменяются при введении до 1 % легирующих элементов.

Неоднозначность зависимости «свойство — температура (время) отпуска» является одним из основных препятствий в совершенствовании традиционных методов термической обработки. Этот недостаток можно в значительной мере устранить, если изменение свойств представить в виде функции степени протекания процесса (определяемой по ΔH или ΔV). Вследствие высокой чувствительности ΔH и ΔV к концентрации углерода многократное вырождение (по числу плавков) зависимости «свойство — температура отпуска» снимается* при переходе к рассмотрению изменения свойств (рис. 4.6) как функции изменения объема. Это позволило разработать новый способ контроля термической обработки; ее осуществляют с заданной скоростью изменения энтальпии — $d(\Delta H)/dT$ или удельного объема — $d(\Delta V)/dT$, непрерывно или периодически контролируют эту скорость, а момент окончания обработки определяют по достижению заданной интегральной величины (ΔH или ΔV). При экспериментальном апробировании нового способа были изучены возможности активного контроля процессов отпуска по данным о скорости выделения энергии и изменения удельного объема. В первом случае реализовывалась аналоговая схема измерения на основе адиабатной калориметрии, во втором — специально сконструированный дифференциальный dilatометрический датчик, позволяющий наряду с изменениями объема определять скорости протекающих процессов. При обработке небольших по размеру лабораторных образцов более продуктивным является dilatометрический метод контроля.

Отпуск образцов для испытаний на растяжение и ударный изгиб производили при температурах 250 и 350 °С для стали 45 и 250 и 380 °С для стали У8. Контролируемые величины (ΔV и $\Delta V/V$) регистрировались как функции температуры и времени. Переход от регистрации в координатах $\Delta V/V = f(\Theta)$ к регистрации $\Delta V/V = f(T)$ осуществлялся после достижения постоянной температуры. Программа отпуска предусматривала проведение обработки до заданного относительного изменения объема, который для каждого образца выбирался на основании калибровочного графика зависимости твердости от объемного эффекта отпуска для разных концентраций углерода в стали (рис. 4.7). При этом исходили из того, что объемные эффекты отпуска нелегированных сталей полностью определяются концентрацией углерода в мар-

* Зависимость свойств от объемного эффекта может терять однозначность после отпуска в области распада остаточного аустенита. Это учитывается заменой знака $d(\Delta V)/dT$ на противоположный.

тенсите и не зависят от вариаций состава по легирующим элементам. О концентрации углерода судили по данным химического анализа и для каждого образца уточняли по установленной ранее концентрационной зависимости изменения кажущегося термического коэффициента объемного расширения $\beta^k = (V_0 W)^{-1} (d(\Delta V)/d\Theta)$ на первой стадии распада мартенсита. Одновременно по температурному положению максимума скорости первой стадии распада мартенсита оценивалось количество закалки, поскольку при отпуске ($\Theta = 350; 380^\circ\text{C}$) скорость начального участка нагрева близка к постоянной, включая температурную область II превращения. Количество α_m -фазы и ее состав оценивались по β^k в период распада остаточного аустенита. Ка-

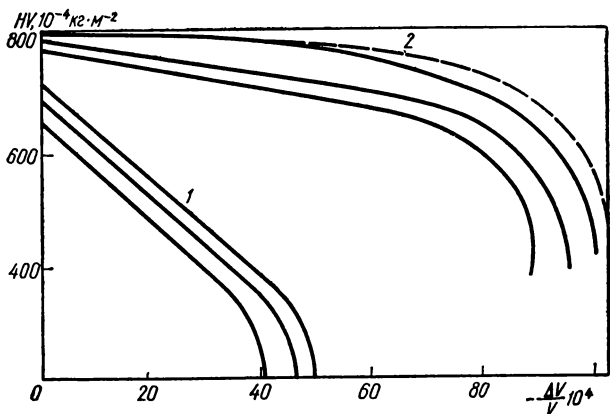


Рис. 4.7. Зависимость твердости сталей 45 (1) и У8 (2) от объемного эффекта отпуска при разных концентрациях углерода (расчет с учетом изменения знака $d(\Delta V)/d\Theta$ в период II превращения) [34].

чество закалки считалось удовлетворительным при отклонении контролируемых параметров от критических значений (табл. 4.2) не более чем на 20 %. У обработанных образцов были измерены те же свойства, что и у образцов, отпущенных по заранее заданным температурно-временным режимам. Кривые распределения уширения рентгеновских линий, удельного электросопротивления, твердости и изменения эффективной магнитной проницаемости для обоих случаев приведены на рис. 4.8. Сопоставление полученных результатов по отношениям стандартных отклонений S_{II}/S_I показывает, что при управлении отпуском по скорости и степени изменения удельного объема разброс изученных физико-механических свойств образцов уменьшается в 1,5—3 раза (параметры распределения представлены в табл. 4.3). Аналогичные значения получены для предела прочности и энергии развития трещины при ударном изгибе стали.

Преимущество по вязкости разрушения, которое имеют высокоотпущенные стали перед низкоотпущенными, обуславливает их широкое применение как конструкционного материала. Однако из-за низкого сопротивления пластической деформации использование высокоотпущенных сталей в тех случаях, когда требуется обеспечить высокую несущую способность конструкции при минимальном весе, ограничено.

Таблица 4.2. Среднее относительное изменение объема образца после обработки [34]

Марка стали	Поставка	Температура максимума скорости превращения	β^k в период распада остаточного аустенита, 10^6 1/°C	$\frac{\Delta V}{V} 10^4$, при температуре отпуска, °C	
				250	350; 380
Ст 45	1	≤ 100 °C	$\leq 7-8$	15,5	24,0
	2			19,0	37,7
	3			21,0	31,5
	4			23,5	34,0
	5			27,0	36,0
	6			29,0	38,5
У8	1	≤ 100 °C	$\leq 15-16$	42,0	75,5
	2			53,0	86,0
	3			64,5	90,0
	4			66,0	94,8
	5			77,5	97,0
	6			80,0	98,5

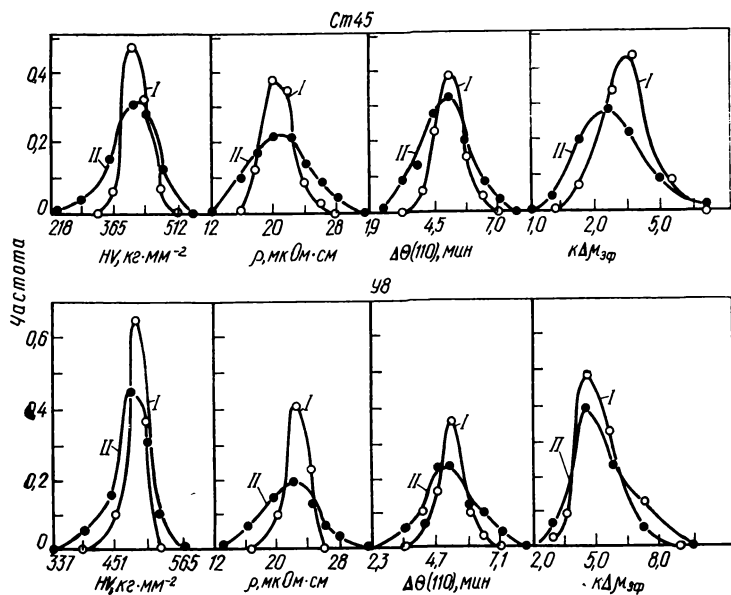


Рис. 4.8. Распределение физического уширения рентгеновской линии (110) $\Delta\theta$, удельного электросопротивления ρ , изменения эффективной магнитной проницаемости и твердости сталей 45 и У8 при управлении отпуском (I) и обработке по температурно-временным режимам (350; 380° C; 45 мин) (II) [34].

Таблица 4.3. Вероятностное распределение свойств стали [34]

Марка стали	Температура отпуска, °С	Свойство	Параметры распределения				
			Среднее значение	Стандартное отклонение	Доверительный интервал	Коэффициент вариации, %	Отношение стандартных отклонений
Ст 45	250	ρ	23,9	1,6	0,4	6,8	2,6
		$k\Delta\mu_{эф}$	4,46	1,54	0,49	34,6	1,7
		Твердость	573,0	74,0	9,1	13,0	1,8
	350	Уширение	5,0	0,7	0,3	13,9	1,4
		ρ	21,5	2,2	0,6	10,0	1,6
		$k\Delta\mu_{эф}$	3,17	1,61	0,54	50,5	1,4
У8	250	Твердость	421,0	38,0	5,3	9,0	1,4
		ρ	25,4	2,9	0,9	11,4	2,2
		$k\Delta\mu_{эф}$	5,34	1,37	0,36	25,7	1,4
	380	Твердость	689,0	26,0	4,7	3,7	2,4
		Уширение	5,3	1,0	0,4	18,8	1,1
		ρ	20,9	2,0	0,8	9,5	2,0
		$k\Delta\mu_{эф}$	4,79	0,82	0,28	17,1	1,9
		Твердость	489,0	21,0	3,4	4,2	2,9

С учетом преимущества в вязкости высокоотпущенных сталей предлагалось отступить от принятого метода расчета рабочих напряжений σ_p , как некоторой доли предела текучести $\sigma_p = \sigma_{т}/K_{з.п.}$, и использовать высокоотпущенные стали при минимальном коэффициенте запаса прочности. Основным препятствием при реализации такого подхода является существенно случайный, не поддающийся точному расчету характер распределения эксплуатационных напряжений и статистический разброс свойств материала конструкции. Вследствие этого по принятым нормам в зависимости от требований к изделию $K_{з.п.}$ выбирается в пределах 1,5—2,5. Уменьшение $K_{з.п.}$ за счет использования менее прочных, но имеющих повышенную вязкость разрушения высокоотпущенных сталей будет осуществляться гораздо легче, если удастся обеспечить существенное снижение разброса их прочностных характеристик. Последнее возможно при реализации контроля и управления термической обработки по термодинамическим параметрам протекающих процессов.

Новый способ термической обработки в промышленных условиях был испытан при отпуске зубчатых шестерен из стали 45. Контролировалась средняя скорость выделения тепла в садке из 50—60 деталей. Эталоном служил набор шестерен, предварительно отпущенных при $\theta = 650^\circ\text{C}$. Ставилась задача повысить выход годных изделий за счет уменьшения влияния различий в степени закалки, возникающих вследствие нагрева закалочной среды из-за несовершенства системы охлаждения. Для этого закаленные шестерни были условно разделены на три группы соответственно градациям повышения температуры закалоч-

ной среды. Опытным путем устанавливалось соответствие между требуемым уровнем и заданной твердостью, по достижению которой обработка заканчивалась. Полученные результаты представлены на рис. 4.9. Отношение стандартных отклонений $s_{11}/s_1 = 1,6$, что соответствует увеличению суточной производительности в среднем на 6 %.

Таким образом, возможна оптимизация режимов отпуска закаленных сталей на основе анализа термодинамических характеристик процессов непосредственно в ходе термической обработки в промышленных условиях. Необходимые операции контроля могут производиться имеющимися методами измерений и соответствующей аппаратурой. Применение новых способов управления термической обработкой существенно не усложняет технологический процесс. Сформированная на основе новых параметров оптимизации модель термической об-

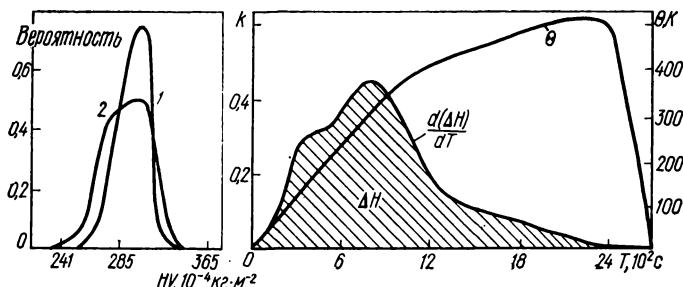


Рис 4.9. Распределение твердости шестерен при новом (1) и традиционном (2) способах управления термической обработкой (рядом автоматическая запись $k = d(\Delta H)/dT$ при отпуске шестерен из стали 45 в промышленной печи) [34].

работки оказывается удобной для использования в адаптивных системах управления.

Начальные стадии отпуска при термической обработке приводят к повышению динамической прочности изделий за счет частичной релаксации внутренних напряжений в наиболее опасных микроочагах потенциального разрушения, практически не снижая среднюю статическую прочность изделий. В результате сужается кривая, описывающая вероятностное распределение прочности (см. рис. 4.9) и соответственно уменьшается вероятность разрушения.

Дальнейшее залечивание микроочагов потенциального разрушения возможно в результате высокого отпуска, так как с уменьшением локального уровня внутренних микронапряжений падает и скорость их релаксации, приближаясь к среднему значению этой скорости для изделия в целом. Высокий отпуск, хотя и повышает надежность изделия, не всегда желателен, поскольку снижает уровень прочности материала изделия. Можно добиться более полной релаксации внутренних микронапряжений в опасных микроучастках изделия, не снижая его общей прочности*. Для этого необходимо дополнительно воздействовать на изделие в ходе самого отпуска (механико-термическая обработка), соразмеряя это воздействие со степенью протекания локальных релаксационных процессов.

* Исследования проведены в Институте металлофизики АН УССР.

4.2. Использование теплофизических характеристик для определения предела пластичности металлов при обработке давлением [97—100, 143, 165, 166, 168—172]

Обработка металлов давлением основана на использовании пластических свойств металла. Возможность увеличения степеней пластической деформации при производстве изделий определяется ресурсом пластичности металла. Превышение этого ресурса приводит к браку изделия, а недостаточное использование — к малоэффективной работе оборудования. Пластичность металла зависит от многих факторов: природы металла, его состава, структуры, условий деформации. На пластические свойства металла определяющее влияние оказывает накопление дефектов кристаллического строения, которые изменяют его внутреннюю энергию и удельный объем. При определенных критических степенях деформации металл теряет пластичность, в нем появляются поры и трещины.

Данные по пластичности металлов всегда учитываются при составлении технологических режимов их обработки давлением. Однако до настоящего времени отсутствовал обобщающий показатель пластичности, пригодный для различных методов деформирования и схем напряженного состояния. При практических операциях обработки металлов давлением оценка предельной деформируемости с помощью известных показателей пластичности, даже с учетом комплексных экспериментальных данных измерения различных механических свойств металла в процессе деформации, дает лишь качественное представление по этому вопросу. Последнее обусловлено невозможностью корректно пересчитать деформацию при переходе от одного напряженного состояния к другому и относительностью закона подобия. Кроме того, оценка пластических свойств металла с помощью этих показателей производится только на модельных образцах, ее невозможно получить непосредственно на обрабатываемых изделиях.

Попытки получить оценку предельной деформируемости с помощью визуального контроля образования трещин в деформированном металле также не дают корректных результатов. Регистрируемые раскрывшиеся трещины не характеризуют начальных этапов потери пластичности металла и поэтому не являются критерием предельной деформируемости. Электронно-микроскопические методы не позволяют контролировать начальные этапы трещинообразования (на стадии нераскрывшихся трещин). При проведении трансмиссионных электронно-микроскопических исследований значительная потеря информации происходит на стадии приготовления фольг.

С учетом связи процессов разупрочнения пластически деформированных металлов и изменения их теплофизических свойств был сформирован физический подход к решению задачи определения ресурса пластичности деформируемого металла и выявления ранних стадий трещинообразования при деформации. Он основан на существовании взаимосвязи дефектного состояния деформированного металла и отношения изменения его плотности и энтропии, вызванных этим состоянием. Практически эта взаимосвязь проявляется в том, что при перераспределении или уничтожении дефектов кристаллического строения для данного металла существует строго определенное значение отношения объемных и тепловых эффектов этих процессов. Это отношение начинает отличаться от стандартного при возникновении несплошностей вследствие влияния пластической деформации. При возникновении несплошностей изменение запасенной энергии за счет образования по-

верхности раздела происходит медленнее, чем изменение удельного объема при образовании пустот в металле, что и влияет на регистрируемое указанное отношение. Поэтому предел пластичности как граница сохранения способности металла к деформации без образования несплошностей определяется по отклонению отношения изменения удельного объема и энтальпии от подобного отношения, вычисленного или измеренного для случая перераспределения и уничтожения дефектов кристаллического строения.

О полноте заживления дефектов структуры при термическом воздействии судят по температурной зависимости изменения удельного

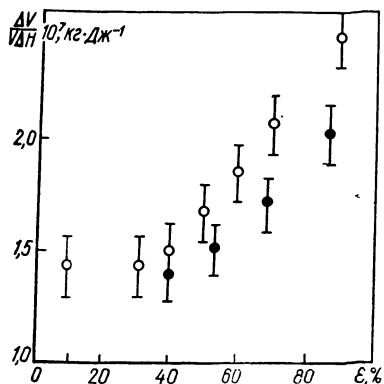
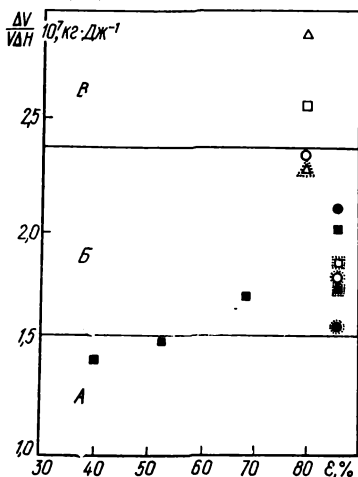


Рис. 4.10. Зависимость отношения объемных и тепловых эффектов от степени деформации стали X18H10T:

○ — при прокатке труб; ● — при волочении проволоки [99].

Рис. 4.11. Зависимость отношения объемных и тепловых эффектов от степени деформации труб из стали X18H10T, полученных при различных условиях:

Δ — из неотожженной заготовки; □ — из мелкозернистой заготовки; ○ — из крупнозернистой заготовки; ●, ■ — малые, Δ, □, ○ — большие линейные смещения при прокатке; * — прокатка с подогревом; А — микротрещин нет; В — залечивающиеся трещины [98].



объема металла. После рекристаллизации в металле отсутствуют объемные изменения, вызванные вакансионными и дислокационными дефектами, а также нераскрывшимися после деформации либо способными захлопнуться трещинами. Объемные изменения (по сравнению с удельным объемом металла до деформации), которые сохраняются при нагреве изделия выше температур завершения рекристаллизации, свидетельствуют о том, что в изделии сохранились несплошности, и, в конечном итоге, о его дефектности.

Было проанализировано отношение объемных и тепловых эффектов в проволоке из стали X18H10T, пластически деформированной с разными степенями обкатки (рис. 4.10). Это отношение при деформациях, превышающих 40 %, отличается от стандартного отношения, т. е. в металле образуются микротрещины, количество которых растет со степенью пластической деформации, достигая заметных значений

при высокой (60 % и более) степени деформации. Теплая прокатка труб из этой же стали (на выходе рабочего конуса трубы температура составляла 300 °С) создает более мягкие условия деформации, при которых в металле запасается относительно меньшее количество микротрещин для одинаковых с проволокой степеней деформации. При прокатке труб со степенью деформации, достигающей 53 %, микротрещины практически не образуются, существенное их количество возникает только для степени деформации, превышающей 80 % (см. рис. 4.10).

Прокатка труб из стали X18H10T при больших линейных смещениях ведет к образованию большего количества микротрещин по сравнению с прокаткой в тех же условиях, но с меньшими линейными

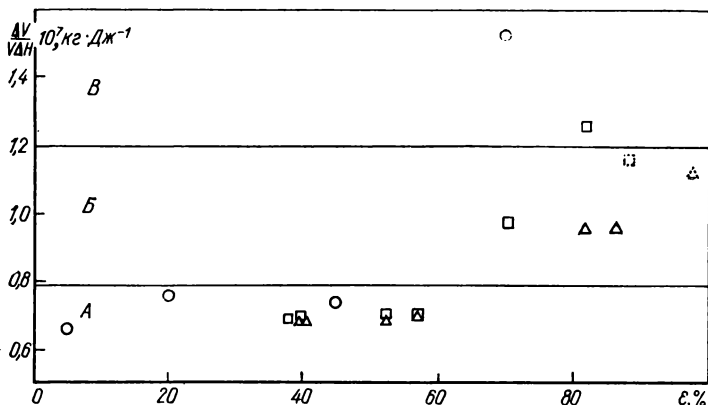


Рис. 4.12. Зависимость отношения объемных и тепловых эффектов для титана и его сплавов от степени деформации:

○ — чистый титан; Δ — трубы из сплава 1М; □ — трубы из сплава 7М; пунктир — прокатка труб с использованием четырехвалковой клетки; А — микротрещин нет; Б — залечивающиеся микротрещины; В — незалечивающиеся трещины [102].

смещениями. Более дробная деформация способствует сохранению ресурса пластичности стали. При прокатке труб с подогревом со степенью деформации 86 % из заготовки с мелкозернистой структурой (балл зерна примерно 9) образуется большее количество микронесплошностей по сравнению с прокаткой труб из крупнозернистой заготовки (балл зерна около 4) при других равных технологических условиях. Повышение температуры деформации до 450—510 °С при прокатке труб с постоянной степенью деформации значительно увеличивает ресурс пластичности стали (рис. 4.11).

Наибольшее отношение $\Delta V/\Delta H$ наблюдается для труб из стали X18H10T, изготовленных из неотоженной и мелкозернистой заготовки, которые подвергались деформации со степенью порядка 80 % при большом линейном смещении. В этом случае не происходит восстановления исходной плотности при нагреве труб до температур завершения процессов рекристаллизации и в металле остаются микротрещины. Эти микротрещины залечиваются в процессе последующей термической обработки, если напряжение не будет превышать $2,38 \times 10^{-7}$ кг/Дж. На рис 4.11 показано три участка отношения $\Delta V/\Delta H$: А, Б, В.

Для титана и его сплавов также регистрируются три аналогичных участка отношения $\Delta V/\Delta H$ (рис. 4.12). Пластическая деформация одноосным сжатием чистого титана до 45 % не приводит к образованию микротрещин. Деформация со степенью 70 % при комнатной температуре вызывает появление в нем незалечивающихся при последующем нагреве до температур рекристаллизации значительных трещин, фиксируемых в растровом электронном микроскопе. Волочение труб из титановых сплавов, вероятно, происходит при более «мягких» схемах напряженного состояния по сравнению с одноосным сжатием чистого титана, поскольку даже при деформации сплава 1М на 80 % в нем образуются только залечивающиеся микротрещины. Сплав 7М обладает меньшим ресурсом пластичности по сравнению со сплавом 1М. При указанной степени деформации в нем могут образовываться незалечивающиеся несплошности.

Предельно допустимая степень обжатия при прокатке труб из сплава 7М на станах холодной прокатки существенно повышается за счет удлинения очага деформации при использовании четырехвалковых клетей вместо двухвалковых (см. рис. 4.12). Как и в случае нержавеющей стали, для титана и его сплавов большое значение имеет не только степень, но и вид пластической деформации, который может определять наличие или отсутствие микротрещин в металле.

4.3. Создание сплавов с особыми тепловыми свойствами

Тепловое расширение сплавов переходных металлов характеризуется рядом особенностей. Своеобразный характер изменения коэффициента теплового расширения ферромагнитных сплавов на основе железа predetermined их широкое использование в технике.

Первыми нашли применение железо-никелевые сплавы с особо низким или заданным коэффициентом теплового расширения (рис. 4.13). Сплав, содержащий 35,6 % Ni, — инвар ($\alpha = 1,2 \cdot 10^{-6}$) широко распространен в приборостроении. Лучшие показатели достигаются в тройных или более сложных сплавах. Так, сплав железа с 31—33 % Ni и 4—6 % Co — суперинвар имеет коэффициент теплового расширения в пределах $0 - 0,5 \cdot 10^{-6}$. Среди сплавов с заданным α первым разработан сплав железа с 43 % Ni, покрытый слоем меди, — палтинит. Он заменил платину при изготовлении герметичных спаев со стеклом. Для этой цели используют также ковар — сплав железа с 28,5—29,5 % Ni и 17,0 — 18,0 % Co. В лабораториях применяется пирос — сплав с постоянным коэффициентом теплового расширения в довольно широком температурном диапазоне.

На основе хрома созданы неферромагнитные сплавы типа инвар. В чистом хrome объемный эффект невелик и температурный диапазон превращения мал, однако легирующие добавки расширяют его и изменяют температуру превращения. Это позволяет снижать эффективный коэффициент теплового расширения в диапазоне превращения. Так созданы антиферромагнитные сплавы типа инвар систем Cr—Fe — X и Cr — Co — X, где X являются рений, рубидий, осмий. Существенный недостаток перечисленных сплавов — хрупкость.

Для разработки сплавов на основе хрома с низким коэффициентом теплового расширения при комнатной температуре проанализированы экспериментальные данные по теплофизическим свойствам двойных сплавов хрома: Cr—Re, Cr—Ru, Cr—Os, Cr—Ta, Cr—V, Cr—Nb. Установлена зависимость (рис. 4.14) температурного диапазона $\Delta\theta$ от температуры превращения в двойных сплавах хрома. В качестве

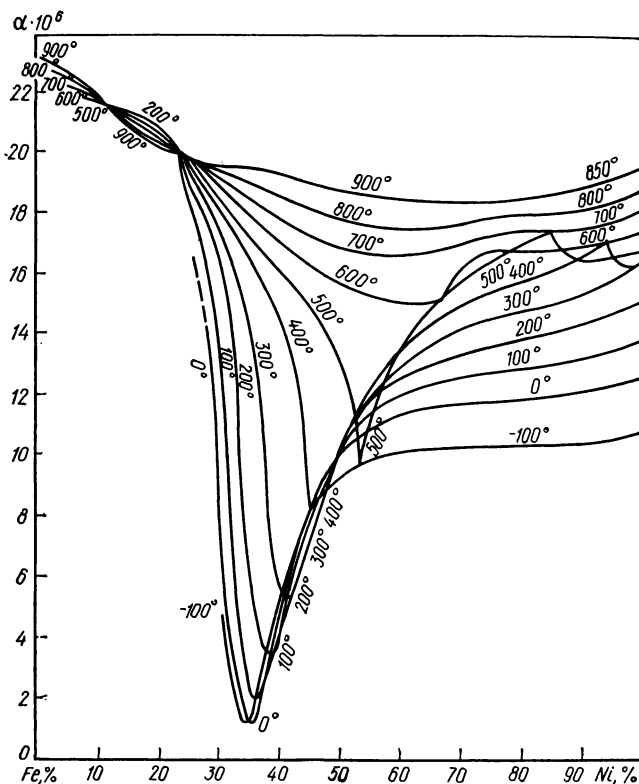


Рис. 4.13. Изотермы (θ, C) истинного коэффициента линейного расширения железоникелевых сплавов [1С4].

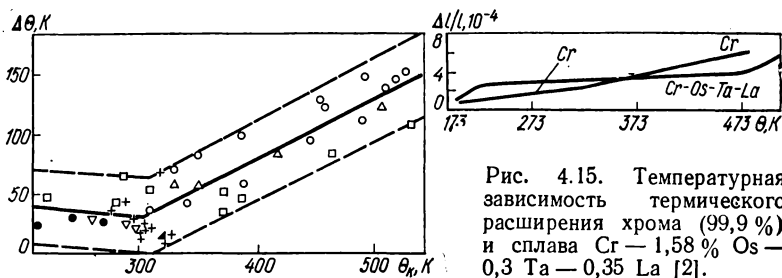


Рис. 4.15. Температурная зависимость термического расширения хрома (99,9 %) и сплава Cr — 1,58 % Os — 0,3 Ta — 0,35 La [2].

Рис. 4.14. Зависимость температурного диапазона от температуры конца перехода в хrome, содержащем примеси при комнатной температуре [2]:

— — — доверительный интервал; \blacktriangle — 99,9 % Cr; \circ — до 1 % Ru; \triangle — до 1 % Re; \square — до 1 % Os; $+$ — до 1 % Co, Fe, Mn, Mo; ∇ — до 1 % Ta; \bullet — до 1 % V, Nb.

отправной величины для выявления этой зависимости принята температура конца превращения Θ_k , так как она определяется наиболее четко.

Легирующие добавки по-разному влияют на температуру перехода, увеличивая или уменьшая ее по сравнению с чистым хромом. Однако диапазон превращения в сплавах всегда был продолжительней, чем в чистом хrome, независимо от того, в какую сторону примеси смещают температуру превращения. Согласно данным, приведенным на рис. 4.14, $\Delta\Theta$ зависит от Θ_k при коэффициенте корреляции, равном 0,89. Зависимость $\Delta\Theta$ от Θ_k при $\Theta_k > 310$ К (общепринятой температуры превращения в хrome) выражается корреляционным уравнением первого порядка вида

$$\begin{aligned}\Delta\Theta(ji) &= \Delta\bar{\Theta} + r \frac{\sigma_1}{\sigma_2} [\Theta_k(ji) - \Theta_k] = \\ &= -103,8 + 0,46\Theta_k(ji),\end{aligned}$$

где $\Delta\Theta(ji)$ — вероятностное значение $\Delta\Theta$; σ_1 и σ_2 — средние квадратические отклонения:

$$\sigma_1 = \sqrt{\frac{\sum \Theta_k(ji) - \Theta_k}{n}}; \quad \sigma_2 = \sqrt{\frac{\sum \Delta\Theta(ji) - \Delta\bar{\Theta}}{n}};$$

Θ_k и $\Delta\Theta$ — средние значения ряда распределений. При $\Theta_k < 310$ К уравнение имеет другой вид. Однако если за начало отсчета принять 310 К, то общая зависимость $\Delta\Theta$ от Θ_k для двойных сплавов хрома записывается так:

$$\Delta\Theta(ji) = a + k |\Delta\Theta_k(ji)|, \quad (4.4)$$

где $a = 34$; $k = 0,46$ при $\Theta_k > 310$ К; $k = 0,13$ при $\Theta_k < 310$ К. Сочетая компоненты, повышающие температуру перехода и увеличивающие диапазон превращения, например металлы VII и VIII групп, с компонентами, понижающими температуру перехода, например металлы V группы, удается получить сплавы хрома с низким коэффициентом теплового расширения в области комнатной температуры (рис. 4.15), имеющие достаточную технологическую пластичность.

ЧАСТЬ II

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

ГЛАВА 5

ТЕПЛОЕМКОСТЬ И ЭНТАЛЬПИЯ МЕТАЛЛОВ

Определение теплоемкости и тепловых эффектов — изменений энтальпии в результате протекания различных физико-химических процессов осуществляют с помощью калориметрических методов. Измерения проводятся в калориметрах, устройство которых зависит от диапазона измеряемых температур, характера и продолжительности изучаемого процесса, количества измеряемой теплоты и требуемой точности. Современная калориметрия освоила диапазон температур от 0,1 до 4000 К; продолжительность процессов — от долей секунды до нескольких недель; количество измеряемой теплоты — от $4 \cdot 10^{-6}$ до тысяч джоулей. Калориметрия нашла широкое применение в самых различных областях науки и техники.

5.1. Определение теплоемкости [35, 36, 76, 86, 90, 104, 108, 111, 163, 284, 296]

Калориметрические методы определения теплоемкости разделяются на три группы: 1) стационарные методы, позволяющие определить теплоемкость в некотором определенном состоянии образца; 2) нестационарные, основанные на определении теплоемкости при непрерывном изменении состояния образца; 3) методы, при которых состояние образца изменяется, но измерения производятся дискретно (например, импульсные методы) при определенных состояниях образца.

Определение теплоемкости при низких температурах. Нернст разработал вакуумный калориметр, который с незначительными модификациями применяется и в настоящее время. Наиболее простая модификация представлена на рис. 5.1. На исследуемый металлический образец намотана изолированная платиновая проволока. Образец подвешен на проводящих проводах внутри вакуумного сосуда, который погружен в ванну с криогенной жидкостью и может быть заполнен газом (обычно гелий) или откачан. После охлаждения образца с помощью обменного газа до температуры ванны Θ_1 сосуд 4 откачивают.

В условиях вакуума теплообмен между образцом и сосудом при низких температурах незначителен, и теплоемкость рассчитывается по формуле

$$\bar{c}_p = Q/(\theta_2 - \theta_1), \quad (5.1)$$

где Q — количество теплоты, введенное в образец пропусканием тока через платиновую проволоку 2; θ_2 — температура образца после на-

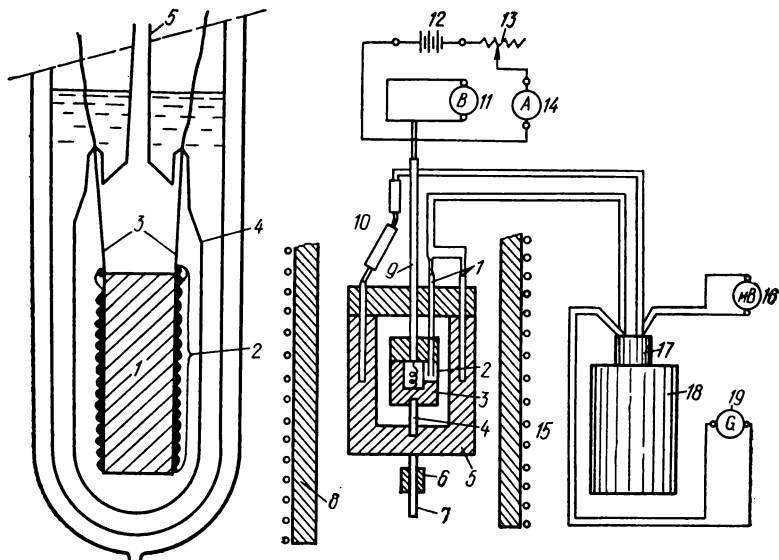


Рис. 5.1. Вакуумный калориметр Нернста [111]:

1 — образец; 2 — проволока; 3 — проводящие провода; 4 — вакуумный сосуд; 5 — трубка.

Рис. 5.2. Схема установки для определения теплоемкости по методу Сайкса [104]:

1 — дифференциальная термопара; 2 — микронагреватель; 3 — образец; 4 — кварцевая опора; 5 — металлический стакан; 6 — держатель; 7 — термопара; 8, 15 — нагреватели; 9 — источник постоянного тока; 10 — измерительные приборы; 11 — вольтметр; 12 — аккумулятор; 13 — сопротивление для регулировки тока в цепи спирали; 14 — амперметр; 16 — милливольтметр; 17 — пробирка с маслом для концов термопары; 18 — термос; 19 — зеркальный гальванометр.

грева, определяемая по изменению электросопротивления проволоки. Последняя является одновременно и нагревателем и термометром сопротивления. В современных калориметрах применяются отдельные нагреватель и термометр, причем в качестве термометра обычно используется полупроводниковый датчик. Это особенно существенно при температурах ниже 20 К, когда температурный коэффициент сопротивления платины становится слишком малым.

Для определения теплоемкости металлов ниже 1 К образец приводится в тепловой контакт с парамагнитной солью, которая служит охлаждающим агентом и термометром. После размагничивания соли к образцу подводят известное количество теплоты с помощью электрического нагревателя и определяют изменение температуры по измене-

нию магнитной восприимчивости соли. Теплоемкость образца находят как разность теплоемкости соли и измеренной теплоемкости. Для этой цели используются калориметры, в которых между образцом и парамагнитной солью имеется сверхпроводящий тепловой ключ. На стадии охлаждения через ключ осуществляется теплообмен образца с солью, на стадии измерения теплоемкости ключ разомкнут и нагревают лишь образец.

При температурах, превышающих точку кипения жидкого азота, тепловые потери образца за счет лучистой энергии становятся существенными и образец окружают «адиабатическим» экраном, имеющим отдельный нагреватель для поддержания температуры экрана возможно близкой к температуре образца. После установления теплового равновесия между экраном и образцом в последний вводят известное количество теплоты и измеряют соответствующее изменение температуры. При высокой чувствительности термометра эти величины могут быть малыми, методика измерения приближается к стационарной, а определяемая по формуле (5.1) теплоемкость приближается к истинной.

Другой путь определения температурной зависимости истинной теплоемкости c_p заключается в следующем. Температурную зависимость средней теплоемкости описывают с помощью эмпирически найденного полинома

$$\bar{c}_p = A + B\theta + C\theta^2 + \dots, \quad (5.2)$$

а затем определяют температурную зависимость истинной теплоемкости:

$$c_p = A + 2B\theta + 3C\theta^2 + \dots \quad (5.3)$$

Определение теплоемкости при средних температурах. Типичным калориметрическим методом является метод Сайкса. Система (рис. 5.2), обогреваемая калориметрической печью, нагревается непрерывно. Температура образца незначительно осциллирует вокруг температуры внешнего массивного обогреваемого стакана за счет малых импульсов энергии, вводимой с помощью внутреннего нагревателя. Измерение производится через определенные промежутки времени, когда создаются адиабатические условия, т. е. температура образца становится равной температуре стакана ($\theta = \theta_{ст}$). В этот промежуток времени теплоемкость пропорциональна отношению мощности обогрева образца W к скорости изменения его температуры dQ/dT и рассчитывается по уравнению

$$c_p = \frac{qW}{M d\theta/dT}, \quad (5.4)$$

где M — масса образца; q — тепловой эквивалент работы. Это уравнение справедливо лишь при условии $\theta_0 = \theta_{ст}$. Так как в действительности $\theta_0 - \theta_{ст} \neq 0$, теплоемкость лучше рассчитывать по уравнению

$$c_p = \frac{qW}{M \left[\frac{d\theta_{ст}}{dT} \frac{d\Delta e}{dT} \frac{d\theta_{ст}}{de_{ст}} \right]}, \quad (5.5)$$

где Δe — показания дифференциальной термпары; $e_{ст}$ — показания термпары стакана. Метод Сайкса позволяет достаточно точно опреде-

лять истинную теплоемкость, если количество теплоты, сообщенное телу, и повышение его температуры малые величины.

Метод Сайкса успешно применяется в основном для исследования истинной теплоемкости и теплот превращения обратимых фазовых превращений второго рода (рис. 5.3). Он менее пригоден для обратимых фазовых превращений первого рода (полиморфные превращения), так как в точке фазового превращения $c_p \rightarrow \infty$. В случае необратимых фазовых превращений первого рода, протекающих сравнительно медленно, можно определить «кажущуюся» теплоемкость:

$$c_k = c_p - dQ/d\theta. \quad (5.6)$$

При повторном нагреве $c_k = c_p$ и в результате получаем $\int_{\theta_1}^{\theta_2} c_k(\theta) - c_p$

т. е. тепловой эффект. Методом Сайкса достаточно надежно определяются только большие тепловые эффекты. Недостатком метода является то, что адиабатические условия создавались только через определенные промежутки времени, теплоемкость реально можно было определить через 20—40 °С, что очень неудобно, особенно при исследовании процессов, протекающих в узком температурном диапазоне, например, при полиморфных превращениях в металлах. Кроме того, всевозможные паразитные термоЭДС в дифференциальной термомпаре могут приводить к тому, что измеренное равенство $\theta_0 = \theta_{ср}$ не будет соответствовать истинному, т. е. в момент измерения не будут выполняться строго адиабатические условия.

Теплоемкость можно рассчитать, измеряя изменение температуры самого образца:

$$c_p = \left[\frac{(W - a') T_p}{\theta_2 - \theta_1} - b' \right] \frac{1}{M}, \quad (5.7)$$

где a' — поправка на несовершенство адиабатических условий (измерение проводится, когда $\theta_0 = \theta_{ср}$); T_p — время, в течение которого температура образца повышается от θ_1 до θ_2 ; b' — поправка, выражающая

тепловое значение термомпары, внутреннего нагревателя, подставок и т.п. Этим способом удается измерять теплоемкость практически через несколько градусов, однако хотя измеренная теплоемкость и приближается к истинной, но ею не является, так как измерение производится в температурном диапазоне порядка 0,5°.

Указанные методы измерения теплоемкости весьма трудоемки. Точность определения теплоемкости зависит от правильности поддержания заданных рабочих режимов прибора: определенной скорости нагрева, минимальной разности температур при установлении адиабатических условий нагрева образец — стакан и т. д. Таким образом, точность измерения теплоемкости определяется и субъективными качествами экспериментатора, который, естественно, не всегда может воспроизводить тождественные условия проведения эксперимента. Следовательно, необходима автоматизация измерений теплоемкости.

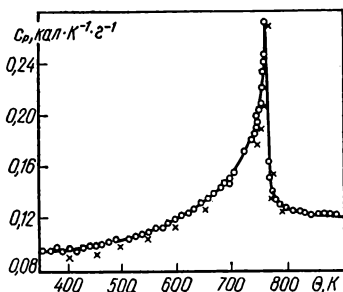


Рис. 5.3. Температурная зависимость сплава Cu Zn [104], измеренная методами Смита (○) и Сайкса (×).

В установке Елингхауса температура внешнего обогреваемого стакана автоматически увеличивалась с постоянной скоростью. Образец нагревался изнутри микронагревателем, причем условия нагрева за счет изменения подводимой к микронагревателю энергии выбирались так, что температура образца, ранее равная температуре внешнего стакана, несколько увеличивалась ($-0,1^\circ$). После выравнивания температуры ($\theta_0 = \theta_{ст}$) к микронагревателю снова подавался импульс постоянного тока для аналогичного увеличения θ_0 и т. д. Поскольку $\Delta\theta$ для всех температур эксперимента одинаково, энтальпия была пропорциональна работе электрического тока, которая измерялась и фиксировалась на фотобумаге при помощи специально созданного устройства. В устройстве для измерения активной мощности использован обычный ваттметровый счетчик электрической энергии, ко-

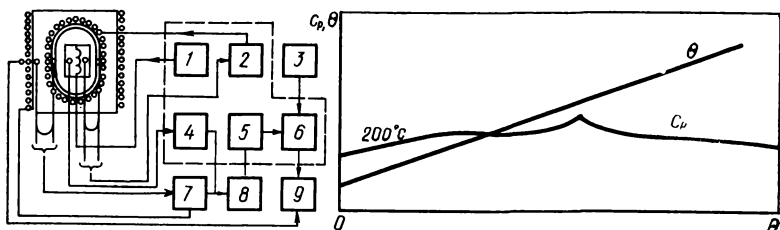


Рис. 5.4. Блок-схема калориметра фирмы «Шимадзу» SH-2B для определения удельной теплоемкости [86]:

1 — схема стабилизации напряжения; 2, 7 — терморегуляторы; 3 — источник питания; 4 — схема генерации перепада; 5 — детектор нулевой точки; 6 — схема отсчета времени; 8 — усилитель постоянного тока; 9 — самописец отсчета времени и температуры.

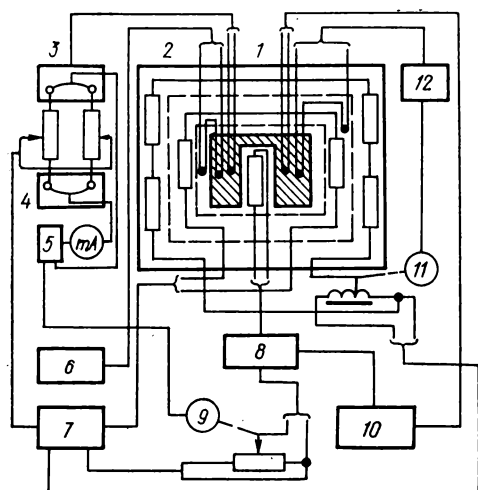
Рис. 5.5. Теплоемкость никеля, записанная на установке фирмы «Шимадзу» SH-2B [86].

торый поворачивал зеркальце оптического устройства. В установке Елингхауса теплоемкость определяется согласно формуле (5.7), однако поправка на теплообмен между несколько перегретым образцом и внешним подогреваемым стаканом (поправка a') фактически не вносится, что существенно отражается на результатах измерения.

На рис. 5.4 представлена блок-схема устройства для измерения удельной теплоемкости (модель SH-2B фирмы «Шимадзу»). В отличие от установки Елингхауса в этой модели вместо внешнего стакана использовано специальное нагревательное устройство для создания более строгих адиабатических условий при работе калориметра. Однако принцип измерения теплоемкости связан с некоторым перегревом образца, тепловые потери при котором не учитываются, что вносит ошибку в определение c_p . В этой установке регистрируется время, необходимое для определенного повышения температуры образца. Теплоемкость определяется по формуле, аналогичной (5.7), однако поправкой a' пренебрегают. На рис. 5.5 показана запись изменения удельной теплоемкости никеля с помощью установки SH-2B.

В установке В. Люстерника применено автоматическое поддержание квазиадиабатических режимов работы прибора с помощью специальных устройств. В отличие от установок «Шимадзу» SH-2B и Елингхауса учитывается поправка на несовершенство условий нагрева, которая периодически определяется. Автоматическая запись теплоемкости или величины, ей пропорциональной, по методу В. Люстерника не предусмотрена.

В Институте металлофизики АН УССР разработана и создана калориметрическая аппаратура КТ-2, автоматически регистрирующая изменение теплоемкости в зависимости от температуры и точно ее определяющая с учетом необходимых поправок. Вакуумный калориметр КТ-2 измеряет и регистрирует теплоемкость металлических образцов в квазиadiaбатическом режиме при непрерывном нагреве в диапазоне температур от 300 до 1300 К. Скорость изменения температуры можно варьировать в пределах 1—10 град/мин. В рабочем объеме калориметра создается разрежение $133,3 \cdot 10^{-5}$ Па. Блок-схема установки представлена на рис. 5.6. Нагрев образца с постоянной скоростью обеспечивается программным задающим и регулирующим устройством. Квазиadiaбатические условия устанавливаются и поддерживаются



специальным устройством, автоматически выравнивающим и поддерживающим температуру внутренней стенки большой печи калориметра, равной температуре исследуемого образца. Из-

Рис. 5.6. Функциональная схема калориметра КТ-2:

1 — образец; 2 — термостат; 3 — электронный потенциометр; 4 — программное задающее устройство; 5, 12 — усилители; 6 — блок aдиабатических режимов; 7 — блок питания; 8 — функциональный преобразователь; 9, 11 — реверсивные двигатели; 10 — двухкоординатный электронный потенциометр [86].

менение энтальпии определяется способом регистрации мощности постоянного тока по времени при нагреве с постоянной скоростью. Для непосредственного измерения мощности применены квадратичные функциональные преобразователи на основе термокреста или полупроводникового датчика Холла.

Недостатком сканирующих калориметров являются существенные затруднения при определении температурной зависимости теплоемкости, поскольку необходимо учитывать поправки, обусловленные недостаточно строгим соблюдением программы нагрева (охлаждения), неполной aдиабатичностью условий, так называемым фоном калориметра и т. д. Эти недостатки легко устраняются электрическим моделированием температурной зависимости погрешностей. Последние в ходе эксперимента автоматически суммируются с величиной, моделирующей изменение теплоемкости.

Пусть в полом цилиндрическом образце с внутренним нагревателем, окруженным охранной оболочкой, для создания квазиadiaбатических условий температура поддерживается равной температуре поверхности образца: $\Theta_n = \Theta_n + b_n T$ ($b_n = d\Theta_n/dT$). Тогда тепловая мощность $W_n(T)$, вводимая в образец, расходуется на его обогрев. При строгом соблюдении регулярного режима, без учета термической инер-

ции, температурная зависимость теплоемкости моделируется выражением

$$c_p(\Theta) = W_{\Pi}(T)/b_{\Pi}. \quad (5.8)$$

В действительности для передачи тепла от нагревателя к образцу требуется конечное время, определяемое термической инерцией образца $\tau = c_p/\eta$ (η — коэффициент теплопередачи). Это приводит к отставанию температурной зависимости теплоемкости на $b_{\Pi}\tau$, которая учитывается в регистрирующем устройстве.

При резких изменениях теплоемкости в области фазовых превращений температура и скорость нагрева образца отклоняются от программы ввиду инерции регулирующих устройств. Коррекцию этих искажений можно проводить двумя способами. При первом способе программную скорость (вводимую при измерении как константу прибора) корректируют поправкой $d\Delta\Theta/dT$ ($\Delta\Theta = \Theta - \Theta_{\Pi}$ — отклонение измеряемой температуры от программной) и для получения теплоемкости производят операционное деление текущего значения $W(T)$ на истинную скорость нагрева $b - b_{\Pi} + \frac{d\Delta\Theta}{dT}$. В результате имеем

$$c_p(\Theta + b_{\Pi}\tau) = W(T) / \left(b_{\Pi} + \frac{d\Delta\Theta}{dT} \right). \quad (5.9)$$

При втором способе проводят частичную коррекцию добавочным сдвигом температурной зависимости C_p на $\Delta\Theta$:

$$c_p(\Theta + \Delta\Theta + b_{\Pi}\tau) = W(T)/b_{\Pi}. \quad (5.10)$$

Пусть текущее значение мощности, вводимой в образец, $W(T)$ отличается от программной $W_{\Pi}(T)$. Для определенности положим, что $W(T) > W_{\Pi}(T)$ и, значит, $b > b_{\Pi}$. Сдвиг во времени, необходимый для того, чтобы регистрируемая мощность совпала с программной, обозначим через ΔT , так что $W(T) = W_{\Pi}(T + \Delta T)$. Отсюда очевидно, что регулируемая $W(T)/b_0$ моделирует теплоемкость образца, отнесенную к температуре, отличающейся от программной на $\Delta\Theta$.

Таким образом,

$$W(T)/b_{\Pi} = W_{\Pi}(T + \Delta T)/b_{\Pi} = c(\Theta_{\Pi} + \delta\Theta). \quad (5.11)$$

Однако $W(T)/b$ моделирует теплоемкость, отнесенную к текущей измеряемой температуре Θ образца: $c_p(\Theta) = W(T)/b$. Следовательно,

$$W(T)/b_{\Pi} = W(T) b/bb_{\Pi} = c(\Theta) b/b_{\Pi}. \quad (5.12)$$

Из выражений (5.11) и (5.12) следует уравнение

$$c(\Theta_{\Pi} + \delta\Theta) = c(\Theta) b/b_{\Pi}. \quad (5.13)$$

Для определения $\delta\Theta$ введем систему координат $\Theta' - T'$ с началом отсчета в точке $\Theta_0 - T'_0$, где программная температура совпадает с измеряемой. Полагая на малом участке изменение температуры линейным, запишем в этой системе координат:

$$\left. \begin{aligned} \Theta'_{\Pi} &= \Theta_{\Pi} - \Theta_0 = b_{\Pi}T', \\ \Theta &= \Theta' - \Theta_0 = bT'. \end{aligned} \right\} \quad (5.14)$$

При небольшом изменении температуры теплоемкость также линейно изменяется с температурой:

$$c = c_p(1 + gT), \quad (5.15)$$

где температурный коэффициент приближенно определяется из текущего значения мощности:

$$g = \frac{1}{c} \frac{dc}{d\Theta} \approx \frac{1}{b_n W} \frac{dW}{dT}. \quad (5.16)$$

Из формул (5.13) — (5.16) находим в первом приближении по $\Delta\Theta = (b - b_n)/T^t$

$$\delta\Theta = 2\Delta\Theta + \frac{1}{gb_n} \frac{d\Delta\Theta}{dT}. \quad (5.17)$$

При точности поддержания скорости нагрева $\frac{\Delta b}{b} = b^{-1} \frac{d\Delta\Theta}{dT} \approx 0,1\%$ второй член в уравнении (5.17) меньше первого. Таким образом, учитывая лишь первое слагаемое, находим, что частичная коррекция температурной зависимости производится на $\delta\Theta = 2\Delta\Theta$ по отношению к программной температуре или на $\Delta\Theta$ по отношению к измеренной, как и записано в (5.10). Коррекция, обусловленная неравномерностью скорости нагрева по размеру образца, не проводилась, поскольку при высокой теплопроводности металлических образцов вносимая погрешность значительно меньше, чем вызываемая неточностью поддержания режима и тепловой инерцией образца.

В связи с тем что в вакууме теплопередача осуществляется в основном излучением, для учета температурной зависимости применялась формула

$$\tau = \tau_0 \left(1 + \frac{\Theta - \Theta_n}{b_n W} \frac{dW}{dT} \right) \left(\frac{\Theta_n}{\Theta} \right)^3. \quad (5.18)$$

Поскольку разряжение в калориметре составляет $150 \cdot 10^{-5}$ Па и теплопередача от нагревателя к образцу осуществляется преимущественно излучением, то можно приближенно предположить, что с повышением температуры ошибка в определении температурной зависимости, вызванная термической инертностью, согласно (5.18), уменьшается и становится сравнима с ошибкой, обусловленной неточностью поддержания температуры. Так, при $\Theta = 1500$ К $b\tau \sim 1^\circ$, а $\Delta\Theta = 1,5^\circ$. При отсутствии аномалий основной вклад в суммарную погрешность в определении теплоемкости

$\frac{\Delta c_p}{c_p} = \frac{\Delta b}{b} + \frac{\Delta\Theta + b\tau}{c_p} \frac{dc_p}{d\Theta}$ вносит отклонение скорости нагрева от программы ввиду малости

$\frac{1}{c_p} \frac{dc_p}{d\Theta}$ (10^{-4} для никеля и 10^{-3} для железа). Однако в области аномалий с возрастанием dc_p/c_p эти ошибки становятся соизмеримыми. Так, при фазовом превращении второго рода (магнитное превращение) для никеля $\frac{1}{c_p} \frac{dc_p}{d\Theta} b\tau$ равно 9%, а для железа — 6%. В то же время в области этих превращений $b\tau^4$ равно 12° для никеля и 6° для железа.

Моделирование погрешностей в калориметре АКТ-3 производится при помощи функционального потенциометра. На рис. 5.7 показана температурная зависимость истинной теплоемкости никеля электронолучевой плавки, измеренная на установке АКТ-3. На рис. 5.8 — функциональная схема измерения теплоемкости на автоматическом калориметре АИТ-4. Тепловые режимы калориметрического устройства управляются тремя независимыми регуляторами 1—3, из которых

1, 2 управляются тепловыми экранами, а 3 — внутренним нагревателем образца. Программный регулятор 3 обеспечивает постоянную скорость нагрева образца. Измеритель мощности обогрева представляет собой ваттметр на основе полупроводникового преобразователя Холла.

В качестве регистрирующего устройства используется двухкоординатный электронный потенциометр. Привод температурной координаты регистрирующего потенциометра кинематически жестко связан с токосъемным устройством функционального потенциометра, что обеспечивает синхронное с температурой введение поправок. Сигнал поправки через масштабный усилитель поступает совместно с сигналом от ваттметра в суммирующую схему. Особое значение в проведении измерений имеет нагрев образца с постоянной скоростью, так как при применении стандартных

программных регуляторов возникают трудности в его реализации, в частности на начальных участках программы. Это связано с тем, что большинство выпускаемых устройств обеспечивает выполне-

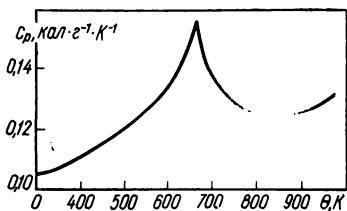


Рис. 5.7. Температурная зависимость теплоемкости никеля, записанная на установке АКТ-3 [86].

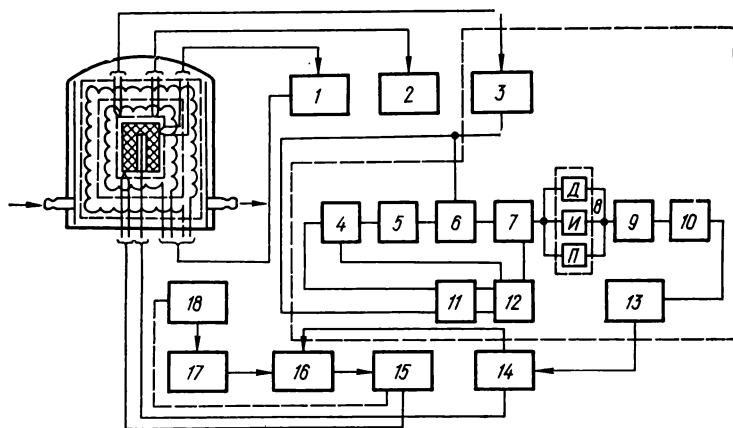


Рис. 5.8. Функциональная схема измерения теплоемкости на калориметре АИТ-4 [76]:

1, 2 — регуляторы; 3 — измеритель температуры; 4 — блокиратор; 5 — задающее устройство; 6 — схема сравнения; 7 — схема выбора режима регулирования; 8 — собственно регулятор; 9 — сумматор; 10 — блок выработки команд управляющего воздействия; 11 — блок коммутации; 12 — схема отсчета времени; 13 — исполнительный орган; 14 — измеритель мощности обогрева; 15 — регистрирующий потенциометр; 16 — суммирующая схема; 17 — масштабный усилитель; 18 — функциональный потенциометр.

ние температурного режима с отклонениями типа осцилляций. При этом амплитуда осцилляций максимальна в начале эксперимента и постепенно уменьшается с повышением температуры, что соответствует выходу регулятора в установившийся режим.

Изменения температуры образца описываются функцией

$$\dot{\Theta}_{\text{обр}} = AT - B \exp(-aT) \sin \omega T,$$

где $B = 1/\omega = \dot{\Theta}/\pi$ (2τ — период функции); $\dot{\Theta}$ — скорость нагрева образца по программе.

Относительная погрешность поддержания температуры образца за счет несоблюдения программы,

$$\begin{aligned} \frac{\Theta_{\text{зад}} - \Theta_{\text{обр}}}{\Theta_{\text{зад}}} &= \frac{\Delta \Theta_{\text{пр}}}{\Delta \Theta_{\text{зад}}} = \frac{B \exp(-aT) \sin \omega T}{AT} = \\ &= \frac{\exp(-aT) \sin \omega T}{\omega T}, \end{aligned}$$

быстро уменьшается вследствие затухания колебаний температуры и ее общего превышения. Поэтому максимальная погрешность за счет невыполнения программы наблюдается на начальном ее участке. Она оценивается по формуле

$$\Delta \Pi_{\text{прог}} = \frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\frac{\partial \Pi'}{\partial \Theta} \right) \frac{\Delta \Theta_{\text{max}}}{A}.$$

Приведенная схема позволяет перед началом нагрева определить эффективную теплоемкость системы для установления необходимого при заданной скорости нагрева управляющего воздействия, запаздывания, а также оценить тепловую инерционность системы для выбора закона регулирования. Это достигается вондированием системы каллиброванным импульсом энергии малой мощности, не изменяющим в пределах допустимой ошибки ее теплового равновесия.

Сканирующие калориметры широко применяются в практике исследований. Точность измерений лучших приборов не хуже 1%. Метод хорошо применим для измерения теплоемкости при средних температурах.

Определение теплоемкости при высоких температурах. Выше 1800 К создание адиабатических условий сопряжено со значительными трудностями, теплоемкость определяется косвенным способом с помощью массивного калориметра. Сначала определяется температурная зависимость энтальпии, а затем результаты аппроксимируются полиномом, который дифференцируют по температуре. Полученный полином более низкой степени описывает температурную зависимость c_p в исследуемом температурном диапазоне.

Импульсные методы определения теплоемкости. Использование лазеров в режиме модулированной добротности позволяет нагреть металлический образец за столь короткое время, что тепловые потери оказываются несущественными, и все трудности сводятся к измерению температуры количества введенной теплоты. Поэтому преимущественно применяется нагрев образцов протекающим по ним электрическим током. Измерения проводятся при больших скоростях нагрева, следовательно, создаются условия, близкие к адиабатическим. Поправки на теплопроводность и радиационные потери составляют не более 5%. При измерении регистрируются сила тока, падение напряжения на образце, температура образца и ее производная по времени $d\Theta/dT$. Теплоемкость образца рассчитывается по формуле

$$c_p = \frac{W/T}{M d\Theta/dT},$$

где W/T — мощность обогрева образца.

Модуляционные методы определения теплоемкости. Они основаны на использовании зависимости повышения температуры образца, обогреваемого переменным током, от его теплоемкости и частоты переменного тока. Модуляционные методы позволяют проводить измерения в широком температурном диапазоне и непрерывно регистрировать измеряемые параметры при изменениях температуры. Методы основаны на автоматической компенсации колебаний температуры образца во время опыта (температура образца периодически колеблется около среднего значения). При непосредственном обогреве тонкого образца протекающим по нему электрическим током $I = I_0 + I_1 \sin \omega T$ ($I_1 \ll I_0$) температура образца и его сопротивление испытывают периодические колебания с частотой ω : $\Theta = \Theta_0 + \psi$, $\Delta R = R_0 \alpha' \psi$. Условия баланса мощностей приводят к уравнению

$$\begin{aligned} M c_P &= \frac{d\psi}{dT} + J(\Theta_0) + \left(\frac{dJ}{d\Theta} \right)_{\Theta_0} \psi = \\ &= J_0^2 R + 2J_0 J_1 R \sin \omega T + J_0^2 R_0 d' \psi, \end{aligned}$$

где M — масса образца; $J(\Theta_0)$ — теплоотдача образца при температуре Θ_0 ; $R_0 \alpha'$ — производная зависимости сопротивления от температуры при температуре Θ_0 .

Изменения теплоотдачи образца при изменении его температуры учитывались с помощью разложения в ряд; при расчетах ограничиваются первым членом разложения, учитывая малые изменения температуры. Поскольку $J(\Theta_0) = J_0^2 R$, обозначая $B = \left(\frac{dJ}{d\Theta} \right)_{\Theta_0} - J_0^2 \alpha'$, получаем

$$\frac{d\psi}{dT} + \frac{B}{M c_P} \psi = \frac{2J_0 J_1 R}{M c_P} \sin \omega T.$$

Решение уравнения имеет вид

$$\begin{aligned} \Psi &= \Psi_0 \sin(\omega T - \varphi), \\ \Psi_0 &= \frac{2J_0 J_1 R \sin \varphi}{M c_P \omega}, \\ \operatorname{tg} \varphi &= M c_P \omega / B. \end{aligned}$$

Отсюда

$$M c_P = \frac{2J_0 J_1 R \sin \varphi}{\omega \Psi_0}.$$

Таким образом, для определения теплоемкости необходимо измерить амплитуду колебаний температуры образца при определенной амплитуде переменной составляющей тока, нагревающего образец. Теплоемкость принимается зависящей только от соотношения этих амплитуд, что позволило создать компенсационную схему, условия уравновешивания которой не зависят от амплитуды колебаний температуры образца. На рис. 5.9 приведена схема установки, а на рис. 5.10 — компенсационная схема с использованием переменной емкости.

Полуколичественные методы. В исследовательской практике часто возникают задачи, связанные с изучением аномалий теплоемкости в области предполагаемого фазового перехода. В таких случаях существенно не определение абсолютных величин удельной теплоемкости, а возможность наблюдения и регистрации относительных изменений теплоемкости в интересующем исследователя интервале температур.

При этом измерения могут быть проведены с помощью простых устройств.

Метод Смита предполагает поддержание постоянной $\Delta\theta$ в стенке стакана (рис. 5.11), окруженного калориметрической печью, т. е. по-

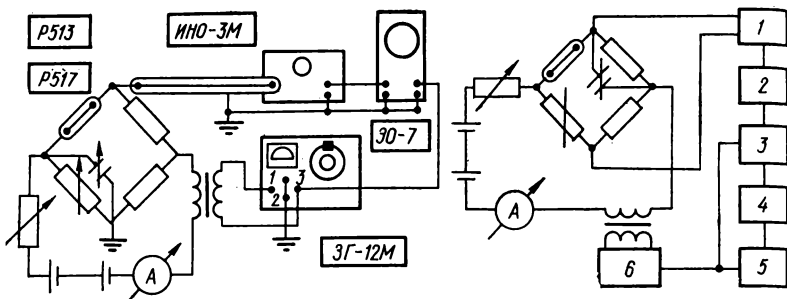


Рис. 5.9. Схема измерения теплоемкости модуляционным методом [86].

Рис. 5.10. Компенсационная схема измерения теплоемкости с использованием переменной емкости:

1 — избирательный усилитель; 2, 4 — синхронные детекторы; 3, 5 — усилители; 6 — генератор низкой частоты [86].

стоянство теплового потока через стенку стакана. При помещении в стакан исследуемого образца или эталона для поддержания той же разности температур $\Delta\theta$, что при нагреве пустого стакана, необходимо изменить скорость нагрева. Теплоемкость образца или эталона принимается приблизительно пропорциональной величине, обратной скорости нагрева $dT/d\theta$. Если известна теплоемкость эталона, то в результате трех серий измерений (нагрев пустого стакана, нагрев стакана с эталоном, нагрев стакана с образцом) теплоемкость образца рассчитывается по формуле

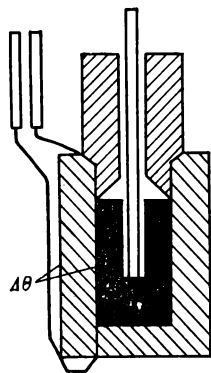


Рис. 5.11. Основная часть установки Смита [104].

ΔT — продолжительность превращения при постоянной температуре; M — масса образца). Для изучения превращения в сплаве Cu — Zn определяли температурную зависимость теплоемкости исследуемого образца (см. рис. 5.3) по формуле (5.19). Метод Смита дает приблизительное значение теплоемкости. Однако описание ее температурной зависимости вполне удовлетворительно; если можно прока-

$$\frac{M_3 c_3}{M_0 c_0} = \frac{\frac{\Delta T_3}{\Delta \theta_3} - \frac{\Delta T_c}{\Delta \theta}}{\frac{\Delta T_0}{\Delta \theta_0} - \frac{\Delta T_c}{\Delta \theta}} \quad (5.19)$$

где $M_3 c_3$, $M_0 c_0$ — соответственно масса и теплоемкость эталона и образца; $\Delta T/\Delta\theta$ — величина обратная скорости нагрева (стакана, эталона и образца). Зная тепловой поток при температуре превращения, можно определить и тепловой эффект: $Q = J\Delta T/M$ (J — тепловой поток

либровать хотя бы одну точку, то результаты достаточно хорошо совпадают с данными, полученными по методу Сайкса.

Приближенная оценка теплового эффекта, наблюдаемого в сравнительно узком температурном или временном интервале, проводится простым способом. Расчеты основываются на допущении, что теплоемкость исследуемого материала не изменяется в процессе отжига. Исходя из предположения, что энергия, освобождаемая при нагревании от температуры Θ до $\Theta + d\Theta$, является функцией, не зависящей от скорости нагрева, возрастание температуры в течение времени dT определяется уравнением баланса энергии: $c_p d\Theta = RdT + Q(T) d\Theta$ или $d\Theta/dT = (W/RT)/(c_p - Q(\Theta))$, где W/T — скорость поступления энергии к образцу. Полный тепловой эффект в интервале температур рассчитывается по формуле

$$Q = \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} Q(\Theta) d\Theta = \int_{T_1}^{T_2} c_p d\Theta - \int_{T_1}^{T_2} W/T dT. \quad (5.20)$$

Если температура повышается достаточно быстро, то количество теплоты, передаваемое образцу от внешнего источника обогрева за время этого повышения, мало. Для определения теплового эффекта можно воспользоваться приближением (5.20). При этом следует учесть, что если температура образца не повышается достаточно быстро, то появляется дополнительная погрешность за счет тепловых потерь. Поэтому измеряемое экспериментально изменение температуры $\Delta\Theta = \Theta_2 - \Theta_1$ оказывается несколько заниженным.

Способ улучшается за счет подстановки в формулу (5.20) не измеренной разности температур, а экстраполированной на основе ньютоновского закона охлаждения (по кривой охлаждения образца), которая соответствует гипотетической максимальной разности температур между образцами в отсутствие потерь за счет теплообмена.

Проверка пригодности оценок, выполненных этими двумя способами, показала, что точность в определении тепловых эффектов невелика и понижается с повышением температуры эксперимента, т. е. с увеличением тепловых потерь. Например, расчет, проведенный по формуле (5.20) на термограмме, полученной при непрерывном нагреве двух одинаковых эталонных образцов стали и дополнительным подогревом одного из них за счет трех одинаковых импульсов тока (энергия, израсходованная при каждом импульсе, составляла 7,64 кДж/кг), дал для первого теплового эффекта 5,18 кДж/кг, для второго — 4,18 кДж/кг, а для третьего — 3,17 кДж/кг; при расчете по второму способу — соответственно 7,10, 7,94 и 6,68 кДж/кг. Точность оценки расгет по мере сужения температурного или временного диапазона. Так, при нагреве тех же эталонных образцов импульсами одинаковой энергии (1,92 кДж/кг), но разной продолжительности ($T_1 = 20$ мин, $T_2 = 5$ мин), расчет по формуле (5.20) дает тепловой эффект 1,25 кДж/кг, а по второму способу — 1,37 и 2,04 кДж/кг. Для процессов, носящих импульсный характер, различия между результатами уменьшаются

5.2. Определение энтальпии и ее изменений [7, 23, 51, 77, 81, 86, 92, 93, 104, 108, 111, 128, 146, 151, 180, 190, 191, 193, 205, 207, 221, 277, 286, 297, 300]

Если определена температурная зависимость истинной c_p (Θ) или средней \bar{c}_p (Θ) теплоемкости, то соответствующее изменение энтальпии металла определяется по формуле

$$\Delta H = \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} c_p d\Theta = c_p (\Theta_2 - \Theta_1). \quad (5.21)$$

Эта формула достаточно точна, если в исследуемом металле или сплаве не происходит какой-либо процесс, например фазовые превращения. Некоторые методы определения теплоемкости позволяют оценить и тепловой эффект процесса, однако точность этих оценок не всегда удовлетворительна. В таком случае необходимо непосредственное определение теплового эффекта процесса. Калориметры для непосредственного определения энтальпии и ее изменений в основном сводятся к двум типам: калориметры с переменной температурой, в которых количество теплоты определяется по изменению температуры калориметра; калориметры с постоянной температурой, в которых количество теплоты определяется по количеству вещества, изменившего свое агрегатное состояние (плавящееся твердое тело или испаряющаяся жидкость).

Калориметры первого типа основаны на использовании метода смешения. Этот метод применяется в двух вариантах. Первый из них заключается в определении изменения температуры калориметра при помещении в него образца, предварительно нагретого до более высокой температуры (прямая калориметрия). Обратная калориметрия заключается в помещении образца в калориметр с более высокой температурой. Количество выделенной (поглощенной) при этом теплоты вычисляется по формуле

$$\Delta U = \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} c_p d\Theta = c_p (\Theta_2 - \Theta_1), \quad (5.22)$$

где c_p — теплоемкость калориметрической среды; Θ_1 и Θ_2 — начальная и конечная температуры этой среды. При этом предполагается, что отсутствует теплообмен с окружающей средой. Для этой цели помещают калориметрическое вещество, например воду, в оболочку с большим термическим сопротивлением. Полной адиабатичности добиться не удается, и поправки на теплообмен обычно производятся графически (рис. 5.12). Водяной калориметр применим в узком диапазоне температур нагрева исследуемых образцов. Для расширения этого диапазона в массивных калориметрах применяют твердую калориметрическую среду, например медь, тепловые свойства которой хорошо изучены. Образец нагревают предварительно в печи, помещенной над калориметром, и сбрасывают в конусообразное углубление массивного блока. В массивном калориметре энтальпия может быть определена до 3100 К.

Своеобразным обратным калориметром смещения (калориметром второго типа) является прибор Бивера, в котором деформированный образец растворяется в расплавленном олове. При этом теплота растворения компенсирует теплоту, необходимую для разогрева образца

до температуры жидкого олова. Менее достоверен способ, основанный на растворении деформированного и отожженного металла в водных растворах бромистого натрия и брома, так как малую скрытую энергию деформации приходится определять как разность двух больших теплот растворения. Погрешность в определении последних превышает искомую величину.

Примером калориметра второго типа служит **ледяной калориметр**, в котором определяется масса льда, растаявшего в начале опыта под влиянием теплового эффекта изучаемого процесса. Изотермический калориметр не аккумулирует тепло, а обеспечивает очень быстрый теплообмен. Для такого калориметра характерна некоторая термическая инертность, что затрудняет изучение процессов, происходящих в узком временном диапазоне.

Таким образом, метод смешения применим для определения суммарного количества теплоты при обратимых и необратимых процессах и является классическим для определения энтальпии металлов многократным измерением при различных температурах. После математической обработки результатов измерений температурная зависимость энтальпии представляется иногда в виде полинома. Основное преимущество метода заключается в том, что температура собственно калориметра остается близкой к комнатной, так как нагреву до высоких температур подвергается лишь образец, который затем быстро сбрасывается в калориметр. Для измерения малых тепловых эффектов метод смешения не применяется, так как теплоемкость калориметра значительно превосходит теплоемкость образца и температура калориметра изменяется недостаточно для обеспечения точности измерений.

Микрокалориметр Тиана — Кальве основан на измерении теплового потока. Теплота, выделявшаяся в образце, быстро рассеивается в калориметре. Рассеивание теплоты производится большим количеством термопар, расположенных в пространстве вокруг образца так, что теплообмен между образцом и массой вещества калориметра осуществляется в основном лишь через термопары (рис. 5.13). Это позволяет измерять небольшие тепловые потоки. Регистрируемая при этом величина представляет не общее количество теплоты, а тепловую мощность.

Таким образом, микрокалориметры Тиана — Кальве позволяют в определенной степени изучать тепловые эффекты и их временное распределение; кроме того, измерять дифференциально, что значительно повышает их чувствительность. Разработан автоматизированный вариант микрокалориметра с полной компенсацией теплового эффекта с помощью эффекта Пельтье (рис. 5.14). Он применяется для исследования экзотермических и эндотермических процессов, протекающих во времени (рис. 5.15).

Широко применяется в металлофизике **микрокалориметр Борелиуса**. Теплообмен между образцом и термостатом с постоянной тем-

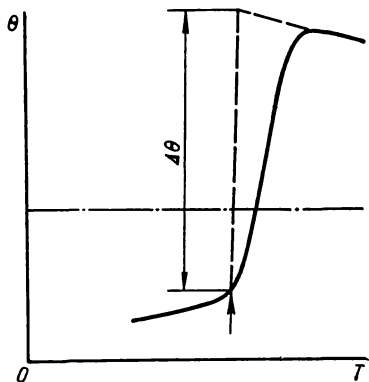


Рис. 5.12. Изменение температуры калориметрического вещества при определении изменения внутренней энергии (стрелкой указан момент введения образца, а пунктирной линией — температура окружающей среды) [90].

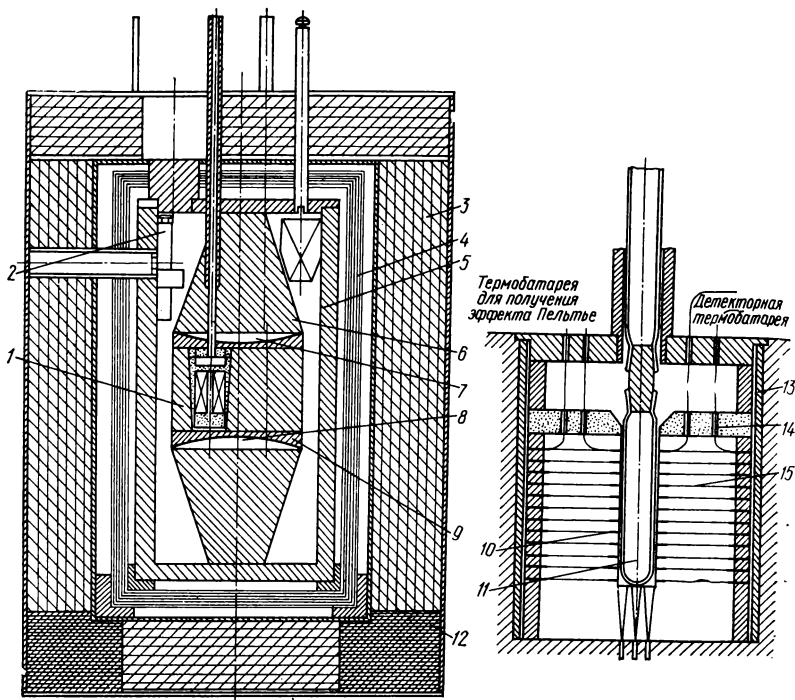


Рис. 5.13. Схема микрокалориметра Тиана — Кальве [51]:

1 — термостатированный блок; 2 — гальванометр; 3 — теплоизолирующий кожух; 4 — система радиационных экранов; 5 — теплопроводящий блок; 6 — теплопроводящий корпус; 7, 8 — тепловые линзы; 9 — калориметрическая ячейка; 10 — спай терморпар; 11 — ампула с образцами; 12 — опора; 13 — теплопроводящий цилиндр; 14 — термобатарея; 15 — термобатарея.

Рис. 5.14. Электрическая схема микрокалориметра Канбура и Джонсона [86]:

1 — таймеры; 2 — потенциометр; 3, 10 — кулонометрические источники тока; 4 — эталонное сопротивление; 5 — нагреватель; 6 — термистор; 7 — охладитель; 8 — нулевой детектор; 9 — цифровой вольтметр.

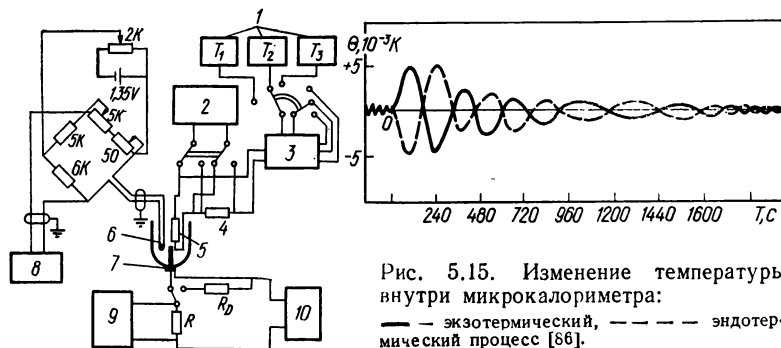


Рис. 5.15. Изменение температуры внутри микрокалориметра: — — — экзотермический, - - - - - эндотермический процесс [86].

пературой осуществляется через термобатарею, играющую роль термического сопротивления. Регистрируется разность температур между образцом и термостатом. Скорость выделения теплоты определяется по формуле

$$\frac{1}{M} \frac{dQ}{dT} = \frac{r}{W} f(T) = \left[1 + Wc_p \frac{d \ln f(T)}{dT} \right],$$

где r — чувствительность прибора, регистрирующего термоЭДС батареи; W — термическое сопротивление. Высокая чувствительность микрокалориметра позволила использовать его для изучения кинетики возврата и рекристаллизации меди и алюминия при отжиге после пластической деформации. Основная трудность при этом заключается в необходимости строгого постоянства температуры термостата. В калориметре Борелиуса применяется термостат, использующий постоянство температуры кипения жидкостей при постоянном давлении. Малейшие колебания температуры термостата будут зарегистрированы как изменения $f(T)$. Поэтому для упрощения методики Вефером разработан дифференциальный вариант, с помощью которого проведено исследование теплового эффекта при длительном изотермическом отпуске стали.

Микрокалориметры позволяют точно определить временной спектр тепловых эффектов процессов, медленно протекающих при температурах, близких к комнатной. Общим недостатком квазиизотермических калориметров является необходимость строгого постоянства температуры. Поэтому установка для кондиционирования должна быть надежной. Большие трудности возникают при изучении начальных стадий процессов, протекающих по логарифмическому экспоненциальному или гиперболическому закону, когда скорость процесса вначале максимальна. Ограничен и температурный предел указанных приборов.

Точность и чувствительность калориметров повышается сведением до минимума влияния калориметрической среды. Для этого образец помещают в вакуум, окружив его так называемой калориметрической печью, температура которой поддерживается равной температуре образца. При одинаковой скорости нагрева калориметрической печи и образца, например, за счет внутреннего нагревателя, теплота, выделенная в результате протекания процесса, почти полностью расходуется на нагрев образца и лишь небольшая ее часть — на разогрев деталей крепления образца. Небольшая часть энергии идет на нагревание самого нагревателя и его подложки, но эта часть невелика и составляет не более 2 % общей подведенной энергии. Для изучения теплового эффекта необратимого процесса производится двукратный нагрев образца и регистрируется зависимость $\Theta = f(T)$. Тепловой эффект оценивается по разности температур, измеренных при первом и втором нагреве. Для расчета количества выделившейся теплоты необходимо знать массу образца и его среднюю теплоемкость, т. е. расчет производится по формуле (5.21), но точность определения возрастает вследствие значительного уменьшения небольших тепловых потерь и паразитных теплоемкостей. Для изучения малых тепловых эффектов такой способ также мало пригоден, так как искомая величина остается значительно меньше измеряемых. Кроме того, появляются дополнительные погрешности, связанные с искажением кривых $\Theta = f(T)$ за счет изменения скорости нагрева образца.

Среди нестационарных методов калориметрии особое место занимают методы, осуществляемые с помощью сканирующих калориметров. Интенсивное развитие сканирующей калориметрии вызвано ее чрезвычайной экспрессностью и информативностью. К этому следует

добавить и очень широкий диапазон вариантов аппаратуры: от простейших приборов, позволяющих определить температурные диапазоны и знак изменения энтальпии, до совершенных установок, обеспечивающих высокую точность измерения малых тепловых эффектов при отжиге кристаллических дефектов в металлах.

Полуколичественные методы. Наибольшее распространение при исследовании распределения тепловых эффектов получили **термографические методы**. Характерной особенностью этих методов является регистрация температурных изменений исследуемого образца при непрерывном изменении температуры. Термографические методы положены в основу большинства современных видов **термического анализа (ТА)** и заключаются в исследовании характера изменений температуры тела вследствие внутренних превращений. Термический анализ позволяет обнаруживать незначительные тепловые эффекты и помогает расширить представления о природе многих процессов.

Дифференциальный термический анализ (ДТА) регистрирует зависимость $\Delta\theta = f(T)$. ДТА хорошо описывает спектр распределения тепловых эффектов, но обладает неполной информативностью в определении характера процесса. ДТА позволяет оценить тепловой эффект. Он обладает высокой чувствительностью к изменениям температуры и применим для обнаружения малых тепловых эффектов, а также для изучения распределения тепловых эффектов по температурам $\Delta\theta = f(\theta)$. В последнем случае образцы нагреваются по заранее заданной программе (в основном нагрев с постоянной скоростью).

Метод Осмонда регистрирует зависимость $\theta = f(T/\theta)$, где T/θ — величина, обратная скорости нагрева. Этот метод позволяет детально изучать распределение тепловых эффектов, определять их знак, вариантность и скорость протекания процесса, проводить полуколичественное определение теплостойкости материалов.

Термический анализ по производной температуры $d\theta A$ регистрирует зависимость $d\theta = f(T)$ и, сохраняя все преимущества прямой записи, позволяет усилить изменения наклона кривых, т. е. повысить чувствительность метода и более строго определить диапазон тепловых эффектов.

Термический анализ, регистрирующий зависимость $\theta = f(d\theta)$. Он отличается высокой чувствительностью и позволяет исследовать температурное распределение тепловых эффектов.

Информативность термического анализа повышается при задании определенного закона изменения температуры, например при нагреве с постоянной скоростью. Современные установки для термического анализа имеют программное управление и изменение температуры регистрируется автоматически, что делает термический анализ оперативным средством изучения важных физических свойств материалов. На рис. 5.16 приведена схема автоматического прибора Руперта.

Важную роль в повышении чувствительности термического анализа играют современные способы измерения температуры: термопары, термометры сопротивления, фотоэлектрические датчики и др. Измерение температуры при ДТА на обоих образцах попеременно при помощи одного фотоэлектрического датчика значительно расширяет возможности термического анализа, особенно в диапазоне высоких температур.

Грубая оценка тепловых эффектов при фазовом превращении проводится на основе формулы (5.21) по максимальной разности температур, зафиксированной на термограмме, если известна средняя теплоемкость C_p образца. Такая оценка дает заниженное значение ΔH , так как совершенно не учитывает тепловые потери. Оценка несколько улучшается, если экстраполировать запись $\Delta\theta$ на термограмме к началу

тепловыделения, принимая за основу закон охлаждения Ньютона. Тепловые эффекты оцениваются и по площадям термограмм. Например, если при дифференциальной записи пренебречь различной теплоемкостью образца и эталона и теплообменом между ними, то все отклонения дифференциальной кривой от прямолинейного направления можно отнести к тепловому эффекту за счет протекания процесса. Полученное отклонение с установленной степенью точности может быть принято пропорциональным тепловому эффекту: $Q = \int_{T_1}^{T_2} k_{пр} ds$, где $T_2 - T_1$ —

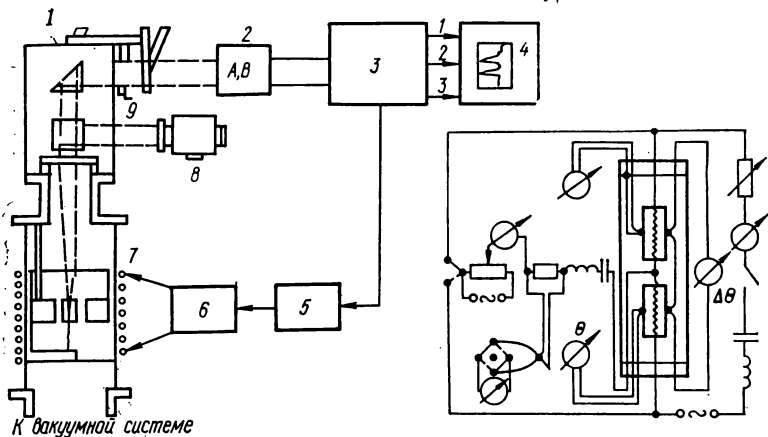


Рис. 5.16. Блок-схема автоматического прибора Руперта [86]:

1 — оптическая система; 2 — фотодиоды; 3 — блок термического анализа; 4 — двухлучевой запоминающий осциллограф; 5 — регулятор мощности; 6 — индукционный нагреватель; 7 — печь; 8 — пирометр; 9 — ирисовая диафрагма.

Рис. 5.17. Схема установки Люке [86].

промежуток времени протекания процесса; $k_{пр}$ — коэффициент пропорциональности, установленный измерением на объекте с известным тепловым эффектом: $k_{пр} ds = dQ/ds$; ds — элементарная площадка, образованная отклонением дифференциальной записи за время dT . Абсолютное отклонение дифференциальной кривой очень сильно зависит от внешних факторов и результаты значительно лучше при сравнении двух различных эффектов (известного и неизвестного) на одной и той же термограмме. Однако величины, которыми приходится пренебрегать, достаточно большие, и такого рода оценки носят лишь полуколичественный характер.

Объективные данные о количестве теплоты, поглощенной или выделенной вследствие протекания некоторого процесса, дают только калориметрические методы исследования. Для сближения ДТА с калориметрией образцы меди, деформированные волочением, и эталонные проволоки навивали вокруг микронагревателей. К образцу и эталону прикрепляли спай дифференциальной термопары (рис. 5.17) и определяли мощность дополнительного обогрева эталона для поддержания его температуры, равной температуре исследуемого образца. Однако в данном случае не выполнялась адиабатичность условий нагрева. Этот недостаток частично устранен в схеме (рис. 5.18), основанной на

измерении энергии, которая затрачивается на дополнительный обогрев эталонного образца при условии поддержания нулевой разности температур между эталонным и исследуемым образцами, помещенными в адиабатические условия (теплообмен между образцами сведен до минимума). Тепловой эффект принимается равным интегралу мощности дополнительного обогрева. Достаточно точно определяется суммарный тепловой эффект. По изменению положения первого пика теплового эффекта для никеля была определена энергия активации процесса аннигиляции вакансий. Этот способ менее достоверен при изучении

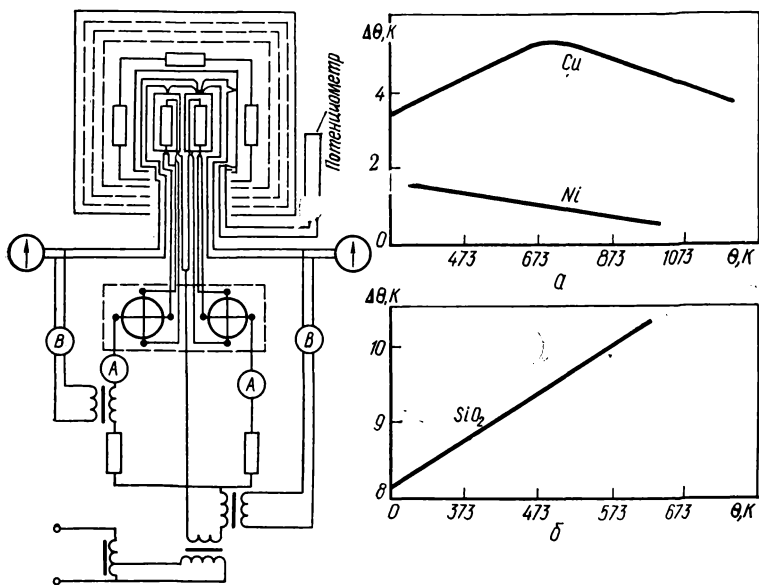


Рис. 5.18. Схема дифференциального сканирующего калориметра Клэрбро [86].

Рис. 5.19. Температурная зависимость изменения температуры для образцов:

a — из меди и никеля; *б* — из кварца.

спектра процессов, так как безусловными являются искажения распределения тепловых эффектов за счет неодинакового обогрева образцов: исследуемый образец нагревается равномерно и одновременно по всему объему за счет энергии, выделенной в результате протекающего процесса, а дополнительный обогрев эталонного образца производится постепенно с перепадом температуры. Поэтому необходимо форсировать дополнительный нагрев для соблюдения нулевой разности температур на поверхности образца и эталона.

Если образец обогревается при помощи внутреннего нагревателя джоулевым теплом, то тепловым потоком через верхние и нижние основания нагревателя можно пренебречь. Эквипотенциальные поверхности, для которых температура однообразна, представляют собой цилиндры, осью которых служит ось образца. Пусть тепловой поток от нагревателя проходит через два цилиндра с радиусами r и $r + dr$ и длиной L (направление потока перпендикулярно оси цилиндров). Согласно закону Фурье $J = \lambda_s d(\Delta\theta)/dr$, где s — поверхность бесконечно близ-

ких цилиндров; $d(\Delta\theta)$ — разность температур между цилиндрами. $S = 2\pi rL$, тогда $Y = 2\lambda\pi rL d(\Delta\theta)/dr$. Следовательно,

$$\frac{2\lambda\pi L}{J} d\theta = \frac{dr}{r},$$

$$\frac{2\lambda\pi L}{J} \Delta\theta = \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

Здесь $\Delta\theta$ — разность температур между внутренней и наружной стенками образца; r_1 и r_2 — соответственно внутренний и внешний радиусы образца,

$$\Delta\theta = \frac{J}{2\lambda\pi L} \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

На рис. 5.19, а дана температурная зависимость $\Delta\theta$. Для образцов из меди и никеля при $r_1 = 0,2$ см, $r_2 = 1$ см, $L = 5$ см и тепловой мощности, производимой нагревателем, $Q/T = 12$ кал/с. Для образцов из кварца следует учитывать погрешности, связанные с теплопроводностью кварцевого чехла, в который помещен нагреватель. Эта погрешность (рис. 5.19, б) для кварцевого чехла с толщиной стенки 0,5 мм весьма существенна. При измерениях не учитывались погрешности, обусловленные несимметричным расположением образцов. Они определяются при повторном нагреве.

Таким образом, термографические методы довольно объективны при изучении распределения тепловых эффектов, но недостаточно надежны в их оценке. Калориметрия позволяет достаточно точно определять тепловые эффекты, но температурные или временные спектры при этом искажены. Естественным выходом для количественного изучения спектра тепловых эффектов является сочетание калориметрических и термографических методов. Однако измерение тепловых эффектов раздельно на калориметрической и термографической аппаратуре не дает хорошо сопоставимых результатов, поскольку эксперименты проводятся в различных условиях. Для устранения этого недостатка калориметрическое исследование проводят в два этапа*. Первый этап — количественный дифференциальный термический анализ (регистрируется зависимость $\Delta\theta = f(T)$ при квазиadiaбатических условиях, что позволяет получить объективную картину распределения тепловых эффектов по температурам). Второй этап — определяются тепловые эффекты воспроизведением при повторном нагреве зависимости $\Delta\theta = f(T)$ за счет дополнительного обогрева эталонного образца. Тепловой эффект равен энергии, затраченной на дополнительный обогрев. Повторный нагрев производится с той же скоростью, что и при получении термограммы. Если воспроизвести только наиболее характерный пик, то общий тепловой эффект оценивается сравнением площадей термограмм. Точность определения θ в таком случае $\pm 30\%$.

Таким образом, в результате двух этапов измерений информация о тепловых эффектах получается в виде двух зависимостей: $\Delta\theta = f(T)$ и $\Delta(W/T) = f(T)$, изображающих соответственно их истинное распределение и значение. Окончательный результат получается при совместной оценке этих кривых, т. е. приведением к количественному соответствию тепловых эффектов, описываемых термограммой.

На рис. 5.20 показана термограмма, воспроизведенная при повторном нагреве исследуемого и эталонного образцов из Ст. 60, и график,

* Способ разработан в Институте металлофизики АН УССР.

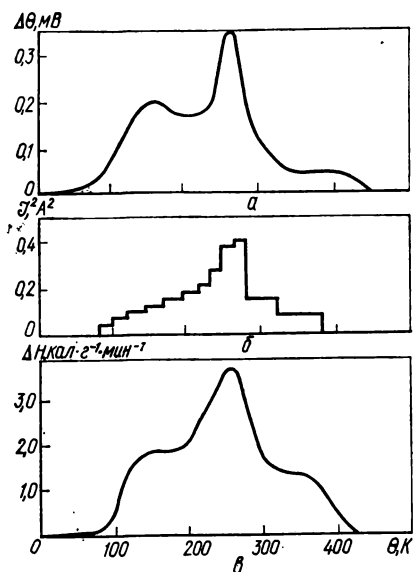


Рис. 5.20. Тепловые эффекты при нагреве закаленной Ст 60 [90]:
 а — первый нагрев; б — дополнительный нагрев; в — калориметрическая кривая.

изображающий израсходованную при этом энергию постоянного тока. Для построения объективной калориметрической кривой необходимо привести масштаб каждого участка термограммы в соответствии с графиком $\Delta(W/T) = f(T)$. При опуске Ст 20 и Ст 45 ниже 220 °С выявлены небольшие тепловые эффекты; еще меньшие эффекты определены при исследовании возврата и рекристаллизации армо-железа. Создана высокочувствительная калориметрическая аппаратура, позволившая в значительной мере автоматизировать трудоемкий процесс получения информации о тепловых эффектах (рис. 5.21).

Недостатками способа являются необходимость проведения исследования в два этапа, значительные затраты времени исследователя на сопоставление зависимостей и получение функции $dQ/d\theta = f(\theta)$, описывающей тепловые эффекты и их правильное распределение в температурном диапазоне. Термограмма может искажаться при недостаточно симметричном расположении образцов. В этом случае для оценки тепловых эффектов необходимо произвести третий нагрев, определить экспериментальный ноль и внести расчетным путем соответствующие коррекции в функцию $Q(\theta)$.

Автоматическая обработка экспериментальных данных. Для определения тепловых эффектов и их распределения непосредственно в ходе одного эксперимента измерения выполняются одновременно на трех образцах (одном исследуемом и двух эталонных), которые помещаются в термостат, поддерживающий квазиadiaбатические условия*. Между исследуемым и одним из эталонных образцов поддерживается постоянно нулевая разность температур и измеряется мощность дополнитель-

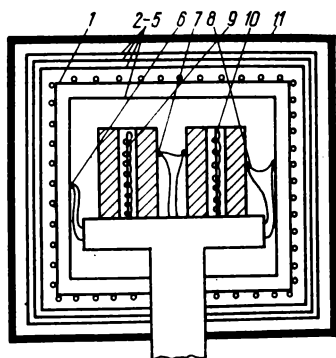


Рис. 5.21. Схема дифференциального вакуумного калориметра для измерения малых тепловых эффектов [92]:

1 — нагреватель; 2—5 — отражательные экраны; 6—8 — термопары; 9, 10 — микронагреватели; 11 — водяное охлаждение.

* Способ разработан в Институте металлофизики АН УССР.

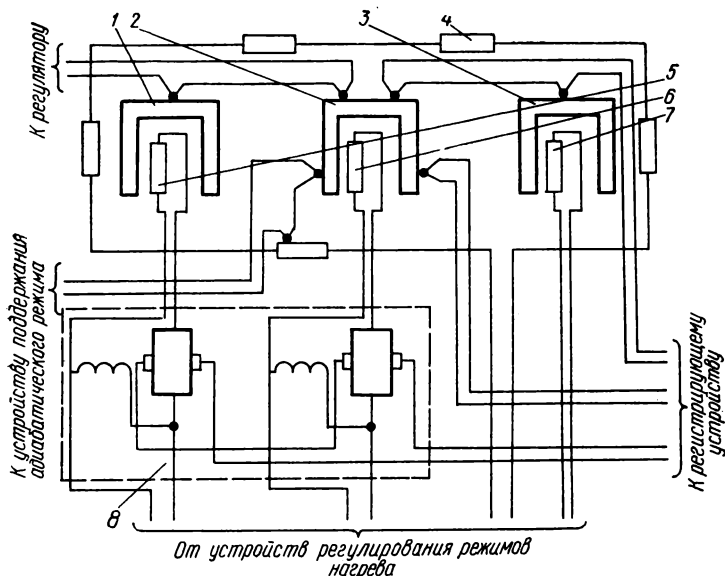


Рис. 5.22. Схема прибора для одновременного исследования тепловых эффектов и их распределения [86]:

1—3 — образцы; 4 — нагреватель; 5 — 7 — микронагреватели; 8 — измеритель мощности.

ного обогрева эталонного образца, т. е. разность мощностей обогрева исследуемого и данного эталонного образца. Между исследуемым и вторым эталонным образцами поддерживается равенство мощностей обогрева и измеряется разность температур. Схема измерений представлена на рис. 5.22. Так как измерение обоих параметров, моделирующих значение и распределение тепловых эффектов, происходит одновременно, то регистрируются две зависимости: $\Delta\theta = f(T)$ и $\Delta(W/T) = f(T)$, несущие полную информацию о тепловых эффектах. Способ сохраняет дифференциальный принцип измерения, поэтому он применим для изучения малых тепловых эффектов и по чувствительности не уступает другим дифференциальным способам. Кроме того, этот способ позволяет построить полностью автоматическую аппаратуру для исследования теплофизических свойств металлов и сплавов. Для измерения разности мощностей обогрева использовался дифференциальный ваттметр. Но автоматическая регистрация истинных значений $dQ/d\theta$ при этом затруднительна.

Таким образом, автоматическая регистрация зависимостей $\Delta\theta = f(T)$ и $\Delta(W/T) = f(T)$ позволяет исследовать одновременно две разные величины, моделирующие искомую величину (изменение энтальпии).

Для достаточно строгого непрерывного сравнения рассматриваемых величин необходимо ввести переменное запаздывание одной из них, т. е. синхронизацию измеряемых величин. Переменное запаздывание может быть моделировано и корректировать непрерывно в ходе эксперимента вывод одной из величин. Но запаздывание во многих случаях можно принять постоянным. Погрешности, связанные с таким

допущением, невелики — погрешности второго порядка. Таким образом, автоматической аппаратурой регистрируется одна результирующая кривая $dQ/d\theta$, полученная при автоматическом сопоставлении зависимостей $\Delta\theta = f(T)$ и $\Delta(W/T) = f(T)$. Форма этой кривой соответствует истинному распределению тепловых эффектов, а масштаб пропорционален их значению.

При исследовании малых тепловых эффектов существенными становятся погрешности, обусловленные, например, не вполне симметричным расположением образцов в термостате, т. е. не вполне одинаковыми условиями обогрева. Эти погрешности, а также «нуль» прибора и аппаратурный нуль определяются при проведении экспериментов с тремя эталонными образцами из одного и того же материала. Выполняется несколько экспериментов при различном расположении образцов в термостате. Временная или температурная зависимость погрешностей моделируется при помощи функционального устройства и непрерывно алгебраически суммируется с результатом измерений. Процесс определения погрешностей аналогичен измерению тепловых эффектов в том смысле, что измеряется одновременно и разность температур между одной парой образцов и разность мощностей между другой парой образцов. Таким образом, данный способ позволяет полностью автоматизировать исследование и получать информацию о тепловых эффектах с высокой точностью, т. е. результаты измерений правильно отражают не только значение, но и распределение тепловых эффектов. На основе способа создана автоматическая аппаратура для определения одновременно и других теплофизических свойств, например теплоемкости или теплопроводности. Такая аппаратура позволяет получить также термограмму высокого качества по любому из описанных выше вариантов.

В дифференциальных калориметрах образцы представляют собой цилиндры; их нагревают одновременно с помощью введенных во внутренние полости идентичных микропечей. Вся система помещена в устройство для поддержания адиабатических условий нагрева. В процессе нагрева между образцом и эталоном возникает некоторая разность температур, характеризующая количественно температурную зависимость скорости происходящих при этом процессов. Таким образом, существует связь между разностью температур образцов и разностью их внутренних энергий:

$$W(T) = A \left[\Delta\theta(T) + \alpha \frac{d\Delta\theta(T)}{dT} \right]. \quad (5.23)$$

Уравнение (5.23) есть уравнение типа Тиана.

Следовательно, измеряя разность температур образцов в каждый момент времени, по формуле (5.23) находят распределение мощности теплового эффекта по времени (температуре). Интегрируя формулу (5.23), получаем значение теплового эффекта в некотором временном

(температурном) диапазоне: $Q \int_{T_1}^{T_2} W(T) dT$. На рис. 5.23 показано изме-

нение скорости тепловыделения никеля (99,6 %) в зависимости от температуры нагрева со скоростью 6 К/мин и действительное распределение скорости выделения скрытой энергии деформации по температуре. Стрелкой указано перепад температур на внешней и внутренней поверхности эталона.

Обработка экспериментальных кривых представляет собой довольно трудоемкую задачу. Поэтому на практике очень удобны микро-

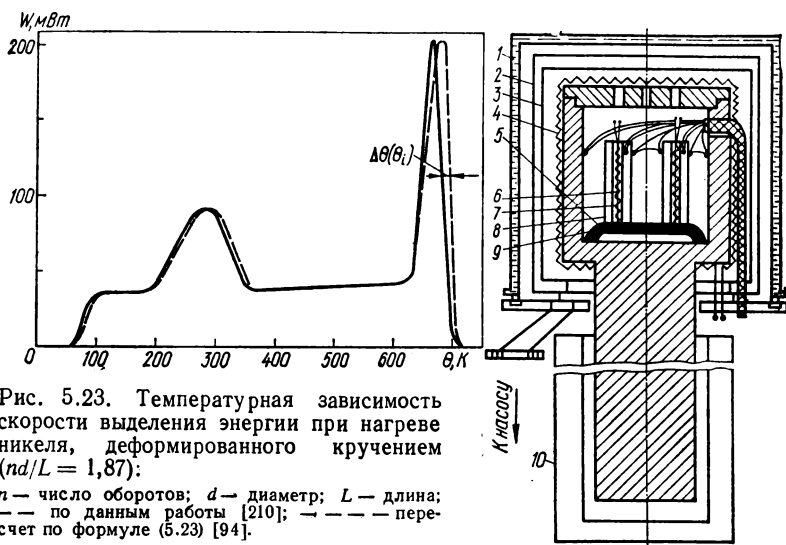


Рис. 5.23. Температурная зависимость скорости выделения энергии при нагреве никеля, деформированного кручением ($nd/L = 1,87$):

n — число оборотов; d — диаметр; L — длина; — по данным работы [210]; - - - - пересчет по формуле (5.23) [94].

Рис. 5.24. Схема низкотемпературного калориметра [93]:

1 — вакуумный колпак; 2, 3 — защитные экраны; 4 — печь сопротивления; 5 — теплоизоляционная подставка; 6 — образец; 7 — эталон; 8, 9 — микронагреватели; 10 — криостат.

калориметры, в управляющие и регистрирующие системы которых введены устройства, обеспечивающие автоматическую коррекцию результатов в течение эксперимента. Так, низкотемпературный сканирующий микрокалориметр содержит калориметр, а также системы автоматического управления и регистрации тепловых эффектов. Собственно калориметр (рис. 5.24) состоит из массивного медного сосуда, окруженного термостатирующими экранами и помещенного под вакуумный колпак, где создается разрежение до $133,3 \cdot 10^{-6}$ Па. Внутри калориметрического сосуда на теплоизоляционных подставках помещаются цилиндрические эталонный и исследуемый образцы с внутренними микронагревателями. Как одно целое с калориметрическим сосудом выполнен массивный медный стержень, свободный конец которого через сильфонное уплотнение выводится из-под вакуумного колпака и погружается в сосуд с жидким азотом. Этот сосуд с помощью исполнительного механизма может перемещаться вдоль стержня и таким образом изменять глубину его погружения в азот, чем обеспечивается регулировка заданного температурного режима эксперимента. Для этого же служит печь сопротивления, устанавливаемая непосредственно на поверхности калориметрического сосуда, в котором помещаются датчики температуры, разности температур эталонного и исследуемого образцов и разности температур адиабатической оболочки и эталонного образца, служащие источниками сигналов для соответствующих систем управления и регистрации процессов.

Пульт управления сканирующего калориметра выполнен в виде отдельных блоков, включающих следующие основные системы: программный регулятор температуры; адиабатический регулятор; систему автоматической записи результатов эксперимента; систему электронного контролера; функциональный потенциометр. Блок-схема

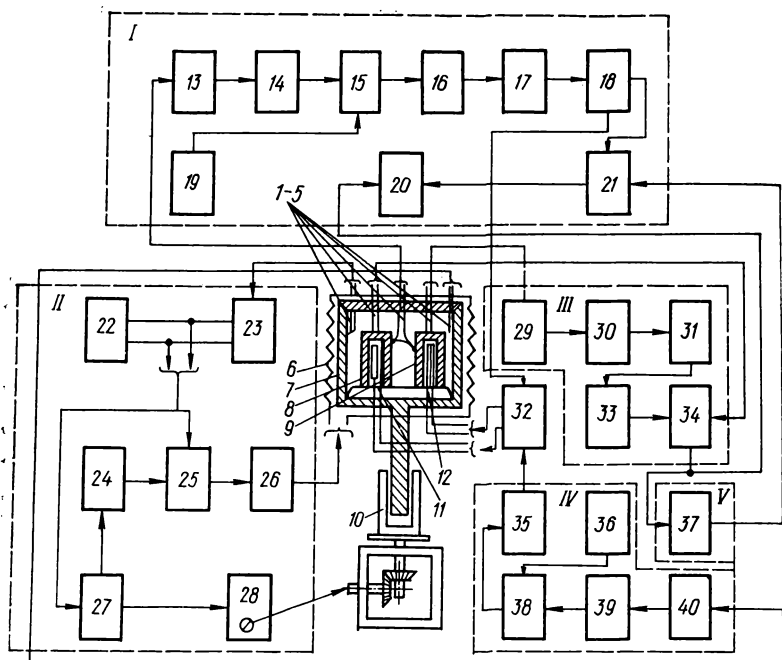


Рис. 5.25. Блок-схема систем управления и регистрации сканирующего низкотемпературного калориметра [93]:

1—5 — термопары; 6 — печь сопротивления; 7 — термостат; 8, 9 образцы; 10 — криостат; 11, 12 — микронагреватели; 1 — система автоматической записи результатов эксперимента; 13 — усилитель; 14 — согласующее устройство; 15 — автоматический потенциометр со встроенным реохордом; 16 — усилитель постоянного тока; 17 — емкостный повторитель; 18 — измеритель мощности; 19 — стабилизированный источник питания; 20 — двухкоординатный самописец; 21 — суммирующая схема; 11 — программный регулятор температуры; 22 — программно-задающее устройство; 23 — автоматический потенциометр; 24 — коммутатор; 25 — высокоточный регулятор температуры с блоком управления тиристоров; 26 — разделительный трансформатор; 27 — регулирующее устройство; 28 — исполнительный механизм; 111 — система электронного потенциометра; 29 — усилитель; 30 — согласующее устройство; 31 — автоматический потенциометр; 32 — устройство разделения цепей постоянного и переменного тока; 33 — электронный преобразователь; 34 — исполнительное устройство; IV — адиабатический регулятор; 35 — мощный усилитель низкой частоты; 36 — генератор; V; 37 — функциональный потенциометр; 38 — автоматический потенциометр со встроенным реохордом; 39 — согласующее устройство разделения цепей постоянного и переменного тока; 40 — усилитель.

систем управления и регистрации сканирующего низкотемпературного калориметра представлена на рис. 5.25. Программный регулятор температуры обеспечивает необходимый температурно-временной режим эксперимента при температурах от -196 до 20°C . В нем применен принцип двухканальной системы регулирования температурного режима. В качестве программно-задающего устройства используется прибор РУ6-01М. Канал «грубой» регулировки выполнен так же, как в предыдущем калориметре, а канал «тонкой» регулировки выполнен на базе высокоточного регулятора температуры ВРТ-3 с блоком управления тиристоров, в нагрузку которых включена печь сопротивления. Точность регулирования температуры составляет $0,25$ — $0,5^{\circ}\text{C}$.

Создание в калориметре адиабатических режимов работы в процессе всего эксперимента обеспечивается адиабатическим регулятором. Однако для увеличения динамического диапазона и улучшения качества регулирования в схему этого регулятора дополнительно введен автоматический потенциометр, а выходное устройство — тиратрон заменен мощным низкочастотным усилителем. Принцип действия адиабатического регулятора состоит в следующем. При отклонении от адиабатических условий на входе адиабатического регулятора появляется сигнал рассогласования, который предварительно усиливается и через согласующее устройство подается на вход автоматического самопишущего потенциометра. В автоматический потенциометр встроены дополнительный реохорд, жестко связанный с основным. Дополнительный реохорд включается в мостовую схему, питание которой осуществляется от низкочастотного генератора с частотой 2 кГц. Напряжение, снимаемое с диагонали моста, усиливается мощным низкочастотным усилителем и через устройство разделения цепей постоянного и переменного тока подается на микронагреватели образцов. Таким образом подводимый к микронагревателям низкочастотный ток уравнивает температуры эталонного образца и термостата, компенсируя тем самым сигнал рассогласования на входе регулятора.

Принцип действия системы автоматической записи результатов состоит в том, что сигнал от дифференциальной термопары, измеряющей разность температур на внешней поверхности эталонного и исследуемого образцов, предварительно усиливается и через согласующее устройство подается на вход автоматического потенциометра, в который встроены дополнительный реохорд, жестко связанный с основным. Дополнительный реохорд включается в мостовую схему, питание которой осуществляется от стабилизированного источника постоянного тока. Напряжение, снимаемое с диагонали моста, зависит от угла поворота основного реохорда, который определяется величиной сигнала на входе потенциометра.

Общий коэффициент усиления системы 10^7 — 10^8 при неизменном динамическом диапазоне сигнала на входе зависит от напряжения источника питания. Постоянное напряжение, снимаемое с диагонали моста, усиливается и подается на составной эмиттерный повторитель, в нагрузку которого включен микронагреватель образца. Мощность, подводимая к микронагревателю, измеряется преобразователем Холла и через суммирующую схему подается на один из входов регистрирующего прибора. Ко второму входу регистрирующего прибора через выходное устройство коррелятора подключается датчик, измеряющий температуру исследуемого образца. Разрешающая способность данной системы, для случая применения одной дифференциальной термопары, позволяет регистрировать минимальные тепловые эффекты порядка $0,41$ кДж/кг.

Система электронного коррелятора — новый элемент, включенный в состав управляющих и регистрирующих систем калориметра. Она предназначена для коррекции мощности дополнительного подогрева эталонного образца. Регистрирующее устройство записывает мощность дополнительного подогрева эталонного образца, которая компенсирует теплоту, выделяющуюся в единицу времени в исследуемом образце.

Так как вследствие внутренних превращений исследуемый образец одновременно изменяет температуру по всему объему, а эталонный подогревается дополнительно микронагревателем неравномерно, то кривая мощности дополнительного подогрева будет несколько смещена по температурному интервалу относительно реального выделения теплоты в образце.

Сигнал, пропорциональный разности температур в двух точках эталонного образца, например на внешней поверхности и у микронагревателя, усиливается и подается на вход электронного преобразователя, который вырабатывает сигнал задержки, управляющий работой координаты температуры (времени) выходного регистрирующего прибора. Система электронного коррелятора работает дискретно. По окончании времени задержки, независимо от наличия на входе коррелятора управляющего сигнала, она периодически отключается на определенные промежутки времени, а затем возвращается в исходное состояние.

Функциональный потенциометр также является новым элементом, впервые включенным в состав управляющих и регистрирующих систем калориметра. Он предназначен для введения сигнала поправки. Сигнал поправки учитывает погрешности измерения, связанные с аппаратным нулем калориметра, неполной тождественностью образцов, отсутствием полной тепловой симметрии и т. д. Эти погрешности предварительно снимаются на калориметре, затем аппроксимируются методом линейно-кусочной аппроксимации и модулируются функциональным потенциометром в зависимости от температуры исследуемых образцов.

Автоматический калориметр АКДС-1300 для определения малых тепловых эффектов содержит термостат, программное задающее и регистрирующее устройства, устройство дополнительного обогрева образцов, блок суммирующей схемы, блок измерителя температуры и мощности дополнительного обогрева, регистрирующее устройство. Отличительной особенностью калориметра является то, что в него с целью повышения точности измерения введен дополнительный датчик разности температур, подключенный к входу блока измерения температур, и коррелятор, к входам которого подключены блоки измерителя разности температур и блоки измерителя мощности, причем выход коррелятора параллельно с выходом потенциометра подключен ко входу блока суммирующей схемы. Это позволяет автоматически вводить в результаты измерений поправку $\Delta\Theta(T)$, т. е. автоматически получать действительное распределение скорости выделения энергии по температуре в образце, не прибегая к достаточно трудоемким вычислениям.

Автоматический калориметр АКДС-1300 позволяет одновременно с регистрацией тепловых эффектов проводить регистрацию температурной зависимости теплоемкости эталонного образца. Функциональная схема калориметра представлена на рис. 5.26. Алгебраически суммированный сигнал задатчика (программно-задающее устройство) и термпары V2 подается через усилитель 11 на регулятор 10 программного нагрева образца. С помощью регулятора 10 и блока автоматического поиска и выхода на режим (плата адаптации к программе) образец нагревается нагревателем от стабилизированного источника (усилитель с тиристорным приводом и печной трансформатор) через датчик контроля мощности. Терморегуляторы 1—3, на вход которых подаются сигналы датчиков разности температур V1, V3, V8, V10, управляют работой первой и второй теплоизолирующих оболочек 6 и автоматически поддерживают адиабатические условия нагрева образца (эталона).

Программно-задающее устройство задает определенные параметры нагрева образца (эталона). Датчик 31 формирует сигнал, пропорциональный при соблюдении адиабатических условий нагрева теплоемкости материала. Синхронно с измерением температуры образца блок 13 формирует сигнал поправки на теплоемкость деталей калориметра. Блок V1 регистрирует теплоемкость металла. Блок коррелятора с помощью датчика разности температур V4, V5 между внешней и внутренней стенками образца формирует сигнал поправки $\Delta\Theta'(T)$. Одновременно сигнал с датчика разности температур V6, V7 системы образец —

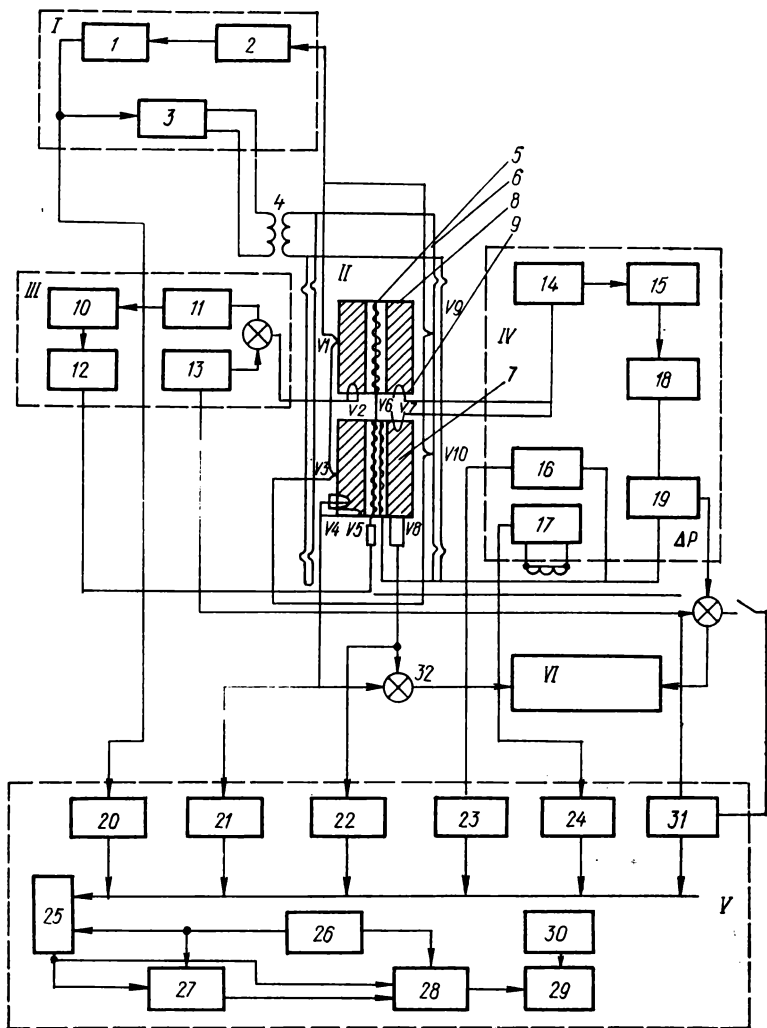


Рис. 5.26. Функциональная схема калориметра АКДС-1300 [173]:
 1 → 3 — терморегуляторы; 4 — печной трансформатор; 5 — нагреватель; 6 — теплоизолирующая оболочка; 7 — эталон; 8 — образец; 9 — дополнительный внутренний нагреватель; 10, 15 — регуляторы программного нагрева; 11, 14, 18 — усилители; 12 — стабилизированный источник; 13 — программно-задающее устройство; 16, 17 — преобразователи; 19 — датчик мощности; 20—24 — нормирующие усилители; 25 — коммутатор; 26 — таймер; 27 — аналого-цифровой преобразователь; 28 — транскриптор; 29 — перфоратор; 30 — ЭВМ; 31 — датчик контроля мощности; 32 — блок коррелятора.

эталон поступает на усилитель 14, соединенный с регулятором 15, и далее на усилитель 18, соединенный через датчики мощности с дополнительным внутренним микронагревателем эталона. При ожидаемом тепловыделении в образце последний устанавливается в контур программного регулятора (2, 10, 11, 12, 13, 31), а эталон — в контур измерительного регулятора (6, 7, 14, 15, 18, 19, 16, 17). Если следует ожидать в образце поглощения теплоты при протекании какого-либо процесса, то образец и эталон меняют местами. В обоих случаях сигнал, соответствующий тепловому эффекту, выделяется на дополнительном внутреннем нагревателе и измеряется датчиком мощности. Сигнал датчика, пропорциональный при соблюдении адиабатических условий нагрева тепловому эффекту в образце (эталоне), регистрируется самописцем 1 по температуре с учетом сигнала блока 32 и одновременно поступает на панели связи с электронно-вычислительной машиной через преобразователи 16 и 17.

Регистрация результатов измерения осуществляется синхронно, в аналоговой и цифровой форме. Цифровой регистрирующий комплекс состоит из датчиков температуры образца (эталона), разности температур между ними или напряжения тока, мощности и коэффициента неадиабатичности. Далее сигналы этих датчиков поступают на нормирующие усилители, где преобразуются в стандартный выходной сигнал и вводятся в коммутатор, через который по команде таймера циклически вводятся в аналого-цифровой преобразователь. Синхронно транскриптор преобразует параллельный цифровой код измеряемой величины с аналого-цифрового преобразователя, код номера канала коммутатора, код текущего времени таймера в последовательный импульсный сигнал, который регистрируется перфоратором в стандартном восьмидорожечном коде на телеграфной ленте.

Калориметр АКДС-1300 позволяет производить эксперимент в вакууме либо атмосфере инертного газа. Предусмотрен программный нагрев эталонного и исследуемого образцов со скоростями 0,0167; 0,021; 0,042; 0,083; 0,167 К/с, в диапазоне рабочих температур от комнатной до 1300 К либо осуществление изотермической выдержки. Разрешающая способность калориметра АКДС-1300 позволяет измерять минимальные тепловые эффекты порядка 40 Дж/кг.

Автоматический термоанализатор, разработанный в Институте металлофизики АН УССР, позволяет одновременно определять изменение энтальпии, объема и их производных: теплоемкости, $c_p = dH/d\theta$,

и коэффициента термического расширения, $\beta_T = \frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta}$, коэффициента

сжимаемости χ_m и проводить их автоматический анализ. Функциональная схема прибора приведена на рис. 5.27. В термостат, выполненный в виде вакуумно-плотной калориметрической камеры, содержащей две управляемые теплоизоляционные оболочки, помещаются исследуемый и эталонные образцы, обогреваемые внутренними микронагревателями, и датчики температуры и изменений объема. Конструкция рабочей камеры позволяет проводить измерения в вакууме или защитной атмосфере в квазиизотермическом режиме или при вариациях температуры. Температурный режим эксперимента (нагрев или охлаждение с заданной скоростью и квазиадиабатические условия) обеспечиваются программным задающим и регулирующим устройством, связанным с блоком измерения температуры. Через блок измерения энтальпии программное задающее и регулирующее устройство связано также с исследуемым объектом, например с внутренними нагревателями образцов. Блок измерения энтальпии соединен с блоком измерения температуры и функциональным потенциометром, что обеспечивает непре-

равное определение значения и распределения изменений энтальпии и теплоемкости, а также автоматическое введение поправок.

Изменение объема определяется по абсолютной или дифференциальной схеме одним датчиком малых перемещений. В простейшем случае изменение размера образца измеряется высокочувствительным dilatометром ($\Delta L/L \leq 10^{-6}$) с электронно-механическим датчиком. В случае изотропности объемных изменений в блоке 4 изменения линейных размеров преобразуются в изменения объема. При анизотропии необходимо изменения линейных размеров измерять одновременно в нескольких направлениях или измерять изменения атомного объема. В определении температурной зависимости изменений объема или

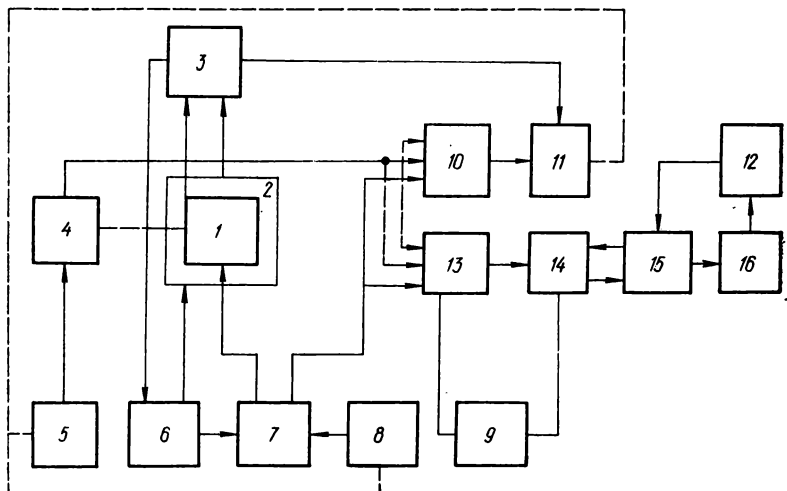


Рис. 5.27. Функциональная схема автоматического термоанализатора [77]:

1 — образцы; 2 — термостат; 3 — блок измерения температуры; 4 — блок измерения размеров; 5, 8 — функциональные потенциометры; 6 — программное задающее и регулирующее устройство; 7 — блок измерения энтальпии; 9, 15 — канал связи; 10 — анализатор; 11 — регистрирующее устройство; 12 — накопитель; 13 — кодирующее устройство; 14 — контрольно-регистрирующий блок; 16 — дешифратор; 17 — ЭВМ.

коэффициента термического расширения участвует также блок измерения температур. Кроме того, в блоке 4 измеряемая величина, моделируемая изменением напряжения, непрерывно суммируется с напряжением, моделирующим погрешности, обусловленные термическим расширением деталей устройства, неполной тождественностью образцов и условий обогрева и т. д. Сигнал поправки вырабатывается синхронно с изменением температуры функциональным потенциометром 5.

Три измерительных канала прибора: измерения температуры, измерения энтальпии, измерения объема подключены ко входу анализатора, имеющего жесткую программу обработки результатов, например определение типов протекающих процессов. Для определения типов процессов включаются одновременно три канала измерений с выдачей в анализатор всей исходной и переработанной информации. В запоминающем устройстве анализатора заложены отношения тепловых и объемных эффектов для возможных типов процессов. По команде схемы управления анализатора, в которую закладываются необходимые программы вычислений, решающее устройство анализатора

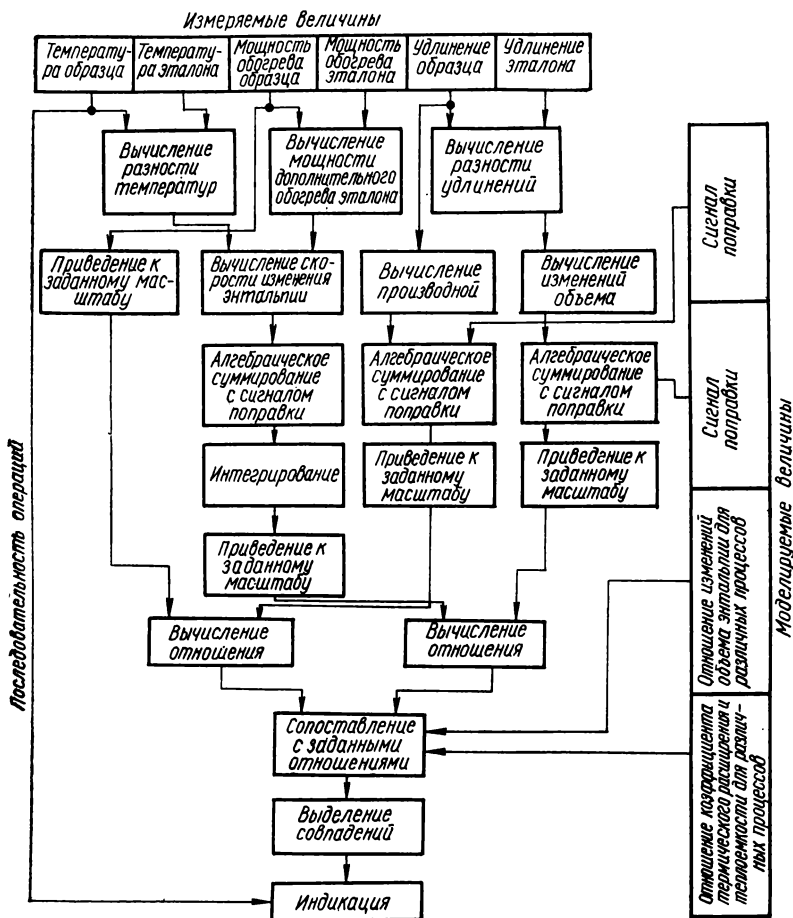


Рис. 5.28. Последовательность операций по определению термодинамических параметров и распознаванию типов протекающих процессов [77].

приводит измеряемые величины к одинаковым масштабам и выполняет их непрерывное сравнение (определение соотношения). Получаемое соотношение с накоплением за температурный диапазон или без него сравнивается со всеми заложенными в запоминающем устройстве величинами, характерными для процессов возможных типов. В случае соответствия такого соотношения с установленной точностью одному из заложенных выдается сигнал на регистрирующее устройство о принадлежности процесса к данному типу.

На рис. 5.28 представлена последовательность операций по определению термодинамических параметров и распознаванию типов процессов. Показанная часть алгоритма обеспечивает надежное распознавание типов неодновременных процессов. При одновременном протекании нескольких процессов и необходимости определения их относи-

Рис. 5.29. Температурная зависимость отношения теплоемкости к коэффициенту объемного расширения для железа, никеля и железоникелевых сплавов [83]:

↓ — температура Кюри; у кривых указана концентрация Ni или Fe в атомных долях.

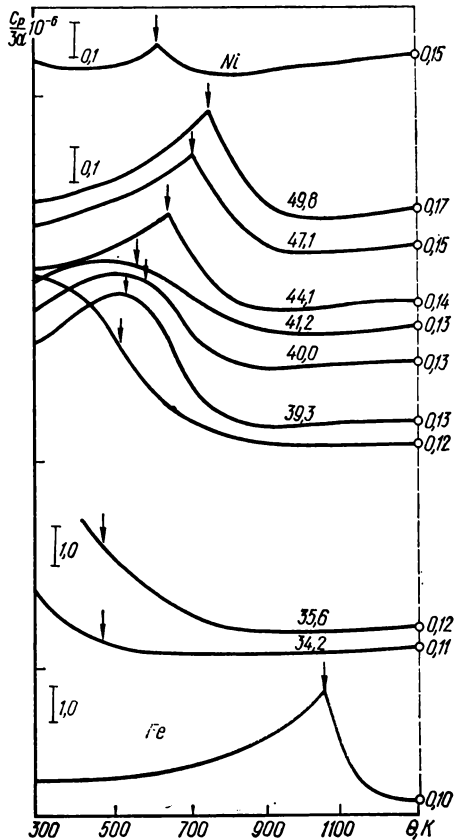
дельного вклада в суммарный эффект число логических операций в анализаторе возрастает незначительно, и введение такого звена в алгоритм обработки информации существенно не усложняет конструкцию.

В основном термодинамические величины и типы процессов в материалах определяются с помощью несложных преобразователей и логических схем, широко применяемых в автоматических устройствах для исследования материалов. Например, соотношения, характерные для процессов данных типов, закладываются в анализаторе в виде порогов дискриминации. Установленная точность соответствия сравниваемых величин, фиксируемых схемой совпадений, определяется

шириной дискриминационного канала. В приборе предусмотрен унифицированный выход для передачи данных на ЭВМ. Применение цифровой вычислительной машины для обработки информации значительно расширяет возможности включения блоков предварительной обработки информации. Кроме того, ЭВМ может выполнять функции программного управления режимами эксперимента. Однако эти преимущества реализуемы лишь при наличии возможности согласования ЭВМ непосредственно с датчиками измеряемых величин и достаточном объеме памяти в ЭВМ. Таким образом, во многих случаях более эффективно использование автономных функциональных аналоговых и аналого-дискретных преобразователей.

На рис. 5.29 приведены результаты исследования типа фазовых превращений в железе, никеле и железоникелевых сплавах по изменению отношения $c_p/3\alpha = f(\Theta)$. При $d\Theta/dT = \text{const}$, $c_p/3\alpha = k \frac{\dot{H}}{V}$ предель-

ная неучтенная систематическая погрешность $\frac{\delta(c_p/\beta)}{c_p/\beta} < 6\%$. При фазовом превращении первого рода, например при $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращении, в чистом



железе на кривой $c_p/3\alpha$ наблюдается разрыв непрерывности. При фазовом превращении второго рода на кривых $c_p/3\alpha = f(\Theta)$ наблюдается особенность типа λ -пика, вершину которого приблизительно можно идентифицировать с температурой Кюри. В железе $c_p/3\alpha$ на порядок больше, чем в никеле. Это объясняется тем, что в железе скорость изменения энthalпии и скорость изменения объема имеют разные знаки.

В интервале температур, где фазовых превращений нет, отношение $c_p/3\alpha$ остается в установленных пределах постоянным. В сплавах с 49,8; 47,1 % Ni при $\Theta = \Theta_c$ так же, как и в никеле и железе, наблюдаются особенности типа λ -пиков. В сплавах с 44,2; 40,0; 39,3 % Ni отношение $c_p/3\alpha$ с увеличением температуры растет и достигает максимума при $\Theta \sim 473$ К, после чего резко уменьшается и при $\Theta \sim 900$ К остается приблизительно постоянным. Особенности типа λ -пиков при $\Theta = \Theta_c$ отсутствуют. В сплавах с 37,4; 35,6; 34,2 % Ni характер изменения отношения $c_p/3\alpha$ качественно иной: резко уменьшается в интервале 300—700 К, выше 700 К остается приблизительно постоянным; при $\Theta = \Theta_c$ особенности типа λ -пиков отсутствуют. Непрерывность кривых $c_p/3\alpha = f(\Theta)$ в железоникелевых сплавах свидетельствует об отсутствии в них фазовых превращений первого рода. В этих сплавах с содержанием никеля менее 44 % поведение кривых $c_p/3\alpha = f(\Theta)$ при $\Theta = \Theta_c$ не соответствует фазовым превращениям второго рода. Из характера изменения отношения в этих сплавах видно, что магнитные превращения в них осуществляются постепенно в широком диапазоне температур. Такое растягивание температурного диапазона, в котором реализуется магнитное превращение, становится возможным, если с увеличением температуры переход спиновый порядок — беспорядок или же спиновый порядок — частичный беспорядок происходит не одновременно во всем объеме образца, а постоянно в некоторых дискретных областях объема, наиболее предрасположенных по тем или иным причинам (например, в результате статистических флуктуаций и антиферромагнитного взаимодействия атомов железа) к подобного рода переходам. Существование парамагнитных областей в ферромагнитной матрице железоникелевых сплавов ниже Θ_c подтверждает возможность существования в них подобного механизма магнитного превращения.

ПЛОТНОСТЬ И ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

6.1. Определение плотности [33, 44, 86, 91, 104, 113, 149, 163]

Методы определения плотности условно разделяются на два класса. Макроскопические методы позволяют определять плотность всего образца в целом, микроскопические — плотность в относительно небольшом участке образца и по этим данным судить о плотности всего образца. Сравнение результатов макро- и микрометодов дает ценную информацию о дефектном состоянии изучаемого металла: наличии точечных дефектов, пор, трещин и прочих несовершенств кристаллического строения.

Макроскопические методы регистрируют массу и объем образца исследуемого металла. **Масса тела** определяется взвешиванием. Веса различаются по абсолютной чувствительности (минимальное изменение веса, которое можно зарегистрировать) и предельно допустимой нагрузке. Важной характеристикой весов является относительная чувствительность, определяемая отношением абсолютной чувствительности к предельной нагрузке. При проведении физических исследований следует использовать весы с высокой относительной чувствительностью. **Объем тела** определяется либо непосредственно по объему вытесненной образцом жидкости, либо с использованием закона Архимеда по изменению веса образца в жидкости относительно веса на воздухе.

Для определения объема вытесненной жидкости при погружении исследуемого образца используется **пикнометрический метод**. Шкала пикнометра — стеклянного сосуда специальной формы и определенной вместимости — позволяет с достаточно высокой точностью находить изменение уровня жидкости. Основное требование к жидкости пикнометра — хорошая смачивающая способность, обычно в качестве жидкости применяется бензол, спирт и другие. Преимущества метода: экспрессность, возможность работы с образцами различной формы, в том числе и порошками. Недостаток: не всегда обеспечивается необходимая для физических исследований точность. Разновидностью пикнометрического метода является **метод трехкратного взвешивания**, несколько повышающий точность эксперимента.

При определении плотности **методом гидростатического взвешивания** исследуемый образец дважды взвешивается на аналитических весах: на воздухе и в рабочей жидкости. Плотность образца рассчитывается по формуле

$$D_0 = \frac{M_{о.в}}{M_{о.в} - M_{о.ж}} D_{ж},$$

где $M_{о.в}$, $M_{о.ж}$ — масса образца на воздухе и в жидкости соответственно; $D_{ж}$ — плотность жидкости. Для повышения точности эксперимента необходимо учитывать выталкивающую силу воздуха,

действующую на образец и равновесы. Масса части подвески для крепления образца, которая погружается в жидкость, также выверяется и учитывается при вычислении плотности. Экспрессность метода увеличивается при использовании весов Мора, в которых на одном из коромысел расположены две корзинки: одна при взвешивании всегда находится в жидкости, а другая — на воздухе. Образец при взвешивании кладут последовательно на каждую из корзинок, при этом вес корзинок и подвески учитывается автоматически. Требования к рабочей жидкости: хорошая смачивающая способность, большая плотность. Корректные результаты получаются при точном определении плотности рабочей жидкости, для чего следует строго учитывать ее температуру и определять химический состав (применяется жидкость, с плотностью, слабо изменяющейся с температурой).

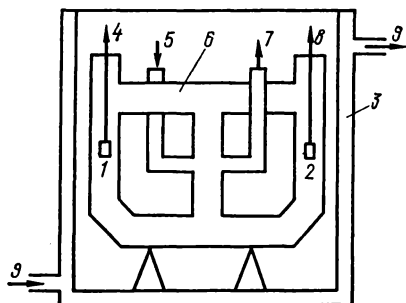


Рис. 6.1. Схема установки для дифференциального гидростатического взвешивания по Беллу [91]:

1, 2 — образец, эталон; 3 — термостат; 4, 8 — платиновые подвески, закрепленные на коромыслах весов; 5 — термометр; 6 — колба с рабочей жидкостью; 7 — вход пульсирующего насоса для перемешивания рабочей жидкости; 9 — вход и выход термостатирующей жидкости из ультратермостата.

Метод дифференциального гидростатического взвешивания впервые предложен Беллом и применен Клербро с сотрудниками для изучения малых объемных изменений в пластически деформированном никеле. Установка для дифференциального гидростатического взвешивания по Беллу (рис. 6.1) состоит из помещенного в термостат сосуда, в котором возможно перемешивание рабочей жидкости. Эталонный и исследуемый образец подвешиваются с помощью платиновых подвесок к коромыслам микровесов. Установка позволяет проводить одновременное взвешивание образца и эталона в жидкости или на воздухе, а также раздельное взвешивание эталона

(образца) в этих средах с использованием способа Мора. Изменение объема образца по сравнению с объемом эталона $\Delta V/V_э$ в приближении, что поддерживающая сила воздуха одинакова для исследовавшихся образцов и применяющихся разновесов, рассчитывается по формуле

$$\frac{\Delta V}{V_э} = \frac{(M_{о.в} - M_{э.в}) - (M_{о.ж} - M_{э.ж})}{D_ж - D_в} \frac{D_ж}{M_{э.в} - M_{э.ж}}$$

где $M_{о.в} - M_{э.в}$ и $M_{о.ж} - M_{э.ж}$ — разности масс образца и эталона на воздухе и в жидкости соответственно; $D_ж, D_в$ — плотность жидкости и воздуха соответственно; $M_{э.в} - M_{э.ж}$ — разность масс эталона на воздухе и в жидкости. Требования к рабочей жидкости аналогичны требованиям в методе простого гидростатического взвешивания.

Известны модификации метода Белла, использующие сосуды различной формы, которые изготовлены из материалов с высокой теплопроводностью, для лучшего уравнивания температуры жидкости по высоте сосуда.

При определении плотности флотационным методом изменяют плотность рабочей жидкости, регулируя ее температуру либо состав,

и добиваются всплытия помещенного в жидкость образца. Плотность (удельный объем) рассчитывают с использованием закона Архимеда по температуре (плотности) рабочей жидкости или по высоте, на которую всплывает образец. Точность метода достаточно высока, однако он не пригоден для исследования металлов с плотностью, которая больше плотности используемой рабочей жидкости (обычно до $4000 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$).

Основным микроскопическим методом определения плотности является рентгенографический метод. Он основан на зависимости плотности кристаллического образца от числа содержащихся в элементарной ячейке атомов, массы атома и объема элементарной ячейки. Плотность рассчитывается по формуле $D = NM_a/V_n$. В общем случае объем элементарной ячейки вычисляется по ее измеренным константам — размерам ребер, осевым углам. При этом исходной является формула Вульфа — Брегга: $2d \sin \varphi = L$, где d — межплоскостное расстояние; φ — угол дифракции; L — длина волны рентгеновского излучения. Число ионов в элементарной ячейке определяется по анализу интенсивности рентгеновских интерференционных линий.

6.2. Исследование теплового расширения [31, 33, 86, 104, 119, 151, 152, 158, 163]

Экспериментальные методы изучения теплового расширения металлов условно разделяются на макроскопические и микроскопические. Различают абсолютные и относительные макроскопические методы исследования. При использовании первых получают непосредственные сведения об изменении линейных размеров (объема) образца с температурой; при использовании относительных методов — данные об изменении линейных размеров (объема) образца и дилатометрической ячейки. Как правило, микроскопические методы являются абсолютными.

Результаты исследования обычно представляются в виде температурной зависимости относительного удлинения или рассчитанных коэффициентов линейного (объемного) расширения. Коэффициенты теплового расширения измеряются не в точке, а в температурном интервале $\Delta\Theta$, в котором при изменении температуры от Θ_1 до Θ_2 происходит изменение объема (длины) от V_1 до V_2 (от L_1 до L_2):

$$\bar{\beta} = \frac{1}{V_1} \frac{V_2 - V_1}{\Theta_2 - \Theta_1} = \frac{1}{V_1} \frac{\Delta V}{\Delta\Theta}, \quad \bar{\alpha} = \frac{1}{L_1} \frac{\Delta L}{\Delta\Theta}.$$

При рентгенографическом исследовании линейный коэффициент теплового расширения для металлов с кубической структурой определяется как $\alpha = \frac{1}{a_n} \frac{da_n}{d\Theta}$, а рассчитывается как $\bar{\alpha} = \frac{1}{a_n} \frac{\Delta a_n}{\Delta\Theta}$, где a_n — параметр кристаллической решетки. Среднее значение коэффициента теплового расширения совпадает с истинным (если коэффициент — величина постоянная) либо линейно зависит от температуры. Для более сложных зависимостей $\bar{\beta}$, $\bar{\alpha}$ — лишь некоторое приближение к β , α , которое определяется при разложении функции $V = f(\Theta)$ в ряд по малому параметру $\Delta\Theta$: $\bar{\beta} - \beta = \frac{1}{2} \Delta\Theta (d\beta/d\Theta) + \beta^2$. Поэтому большое значение приобретает диапазон $\Delta\Theta$, в котором изучают $\bar{\beta}$ и рассчитывают β . Проведена оценка опти-

Таблица 6.1. Оптимальные температурные интервалы изменения объема для измерения β [119]

θ, K	$\Delta\theta, \text{K}$
10	1
$(0,1-1,0) \theta_{\text{Д}}$	10
$(1,0-2,0) \theta_{\text{Д}}$	50
$\theta > 2\theta_{\text{Д}}$	<50

Примечание. $\theta_{\text{Д}}$ — температура Дебая.

мальных температурных диапазонов изменения объема, в которых следует измерять β (либо α) для различных температур (табл. 6.1).

При исследовании монокристаллов низкой симметрии для получения полной характеристики теплового расширения необходимо учесть все компоненты тензора теплового расширения (число независимых тензоров зависит от кристаллографической симметрии кристалла) и провести соответствующие измерения. При исследовании поликристаллов получаем усредненный по кристаллографическим направлениям линейный коэффициент теплового расширения, который связан с компонентами тензора: для кубической сингонии $\alpha_{\text{ср}} = \alpha$, для гексагональной, тригональной

и тетрагональной сингоний $\alpha_{\text{ср}} = \frac{1}{3}(\alpha_{\parallel} +$

$+ 2\alpha_{\perp})$, где α_{\parallel} , α_{\perp} — коэффициенты теплового расширения, измеренные параллельно и перпендикулярно главной оси кристалла; для ромбической сингонии $\alpha_{\text{ср}} = \frac{1}{3}(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3)$, где α_1 , α_2 , α_3 — коэффициенты расширения, измеренные параллельно осям второго порядка. Объемный коэффициент теплового расширения для всех сингоний связан со средним коэффициентом линейного расширения: $\beta = 3\alpha_{\text{ср}}$.

Способы автоматизации определения коэффициентов теплового расширения заключаются в автоматическом дифференцировании регистрируемой зависимости $L = f(\theta)$ и поддержании автоматических режимов работы приборов. Последнее включает создание условий нагрева (охлаждения) образцов с постоянной скоростью, поддержание постоянной температуры во всей массе образца, учете и коррекции возможного изменения температуры по сравнению с регистрируемой за счет протекания в образце экзо- или эндотермических процессов. Увеличение точности результатов и снижение трудоемкости достигается при использовании машинной обработки результатов эксперимента.

Методы исследования теплового расширения металлов и сплавов

Существующая классификация методов изучения теплового расширения условна и основана либо на способе и применяющихся датчиках регистрации объемных изменений, либо на устройстве (материале) dilatометрической ячейки, либо на температурных интервалах использования метода, либо на других принципах.

Объемные (пикнометрические) методы. Пикнометр с образцом и рабочей жидкостью помещают в специальное устройство, позволяющее проводить его нагрев (охлаждение). По изменению уровня жидкости в пикнометре рассчитывается объем образца при различных температурах. Требование к рабочей жидкости (обычно ртуть, этиловый спирт) — тщательное обезгаживание. Температурный диапазон применения метода — (220—370) К. На этом принципе основана работа **объемного жидкостного dilatометра**. Изменение объема образца рас-

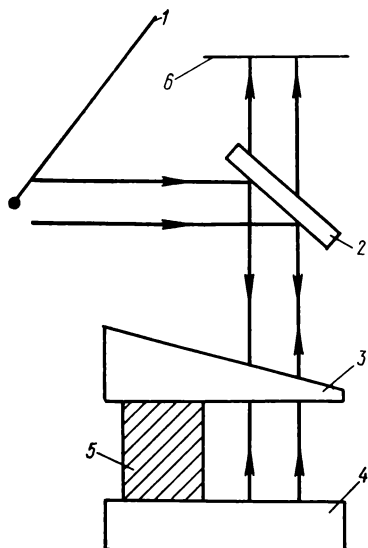


Рис. 6.2. Схема интерференционного dilatометра [119]:

1 — источник света; 2 — полупрозрачное зеркало; 3, 4 — верхняя и нижняя пластины; 5 — исследуемый образец; 6 — устройство для наблюдения интерференционной картины.

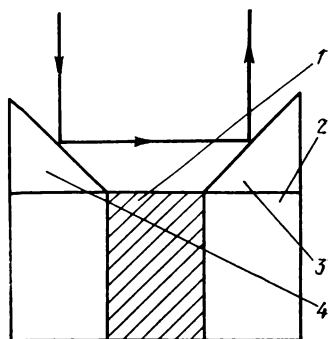


Рис. 6.3. Схема относительного dilatометра по методу оптического рычага [119]:

1 — образец; 2 — стакан; 3, 4 — призмы.

считывается по разности теплового расширения жидкости в измерительном объеме с помещенным внутрь образцом и компенсационном объеме. Основное требование к dilatометру — учет и компенсация систематических погрешностей вследствие расширения рабочей жидкости и корпуса прибора. Температурный диапазон лимитируется возможными температурными пределами существования рабочей жидкости. Объемная dilatометрия является практически единственным методом исследования теплового расширения жидких металлов и сплавов.

Интерференционный метод. Интерференционный dilatометр основан на принципе Физо. Образец помещается между двумя оптическими пластинками (рис. 6.2), освещение монохроматическое. Специальным расположением оптических пластин добиваются получения интерференционной картины только от пучков света, отраженных от нижней плоскости верхней пластины и верхней плоскости нижней пластины. Поэтому сдвиг интерференционных полос происходит только при изменении геометрических размеров образца. По сдвигу полос и длине световой волны рассчитывается изменение длины образца. Чувствительность интерференционного dilatометра определяется чувствительностью устройства, с помощью которого отсчитывается дробная часть сдвига ширины интерференционной полосы. Ранее удавалось регистрировать удлинение образца до 10^{-9} м, применение лазерной техники повысило чувствительность dilatометра примерно до 10^{-10} м.

Основная трудность при использовании интерференционного метода заключается в необходимости точной (не хуже, чем половина длины волны используемого света) обработки опорных поверхностей образцов. Чтобы получить при измерениях с использованием интер-

ференционного дилатометра хорошую точность, необходимы специальные устройства, предохраняющие интерферометр от воздействия теплового излучения. Процесс измерения на интерференционном дилатометре достаточно трудоемок, поскольку приходится все время визуально следить за перемещением интерференционной картины, а автоматизация уменьшает точность метода. Однако интерференционный метод является наиболее надежным абсолютным методом исследования теплового расширения металлов в температурном диапазоне 10—1000 К.

В дилатометре по Андерсу измерительная ячейка состоит из неподвижной регулярной решетки и подвижной решетки, имеющей нерегулярность в центре. Свет, проходящий через верхнюю и нижнюю решетки, попадает на два фотоэлемента. При перемещении подвижной

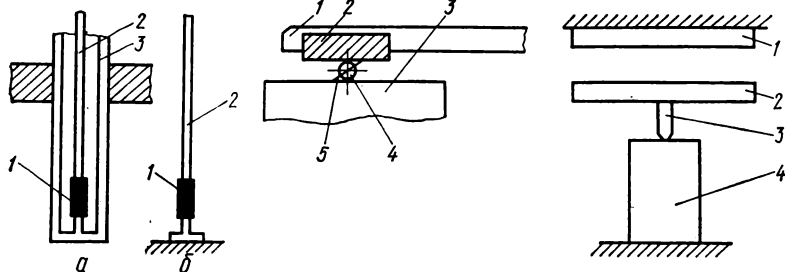


Рис. 6.4. Схема дилатометрических ячеек по Хеннигу [119]:

a — способ закрепления образца; *b* — видоизмененное крепление образца; 1 — образец; 2 — кварцевый толкатель; 3 — кварцевая трубка.

Рис. 6.5. Схема регистрирующего устройства по Стрелкову [119]:

1 — кварцевый толкатель; 2 — ядро из инвара; 3 — пластинка постоянного магнита; 4 — стальная игла; 5 — плоское зеркало.

Рис. 6.6. Схема дилатометрической ячейки емкостного дилатометра [119]:

1, 2 — неподвижная и подвижная пластины конденсатора; 3 — передающий шток; 4 — образец.

решетки выходное напряжение, снимаемое с фотоэлементов, изменяется. Если интенсивность освещения небольшая, изменение напряжения является линейной функцией перемещения решетки и зависит только от изменения длины образца, закрепленного в криостате. Чувствительность дилатометра к изменению длины образца порядка 10^{-11} м, температурный диапазон применения 1,5—10 К.

Метод оптического рычага. Дилатометры, основанные на этом методе, разделяются на относительные и абсолютные. Измерительная ячейка дилатометра имеет одно (несколько) зеркал (призм), непосредственно связанных с измеряемым образцом передаточным механизмом. При изменении размеров образца нарушается равновесие оптического рычага, которое фиксируется регистрирующим устройством. Чувствительность дилатометра зависит от чувствительности регистрирующего устройства и конструкции передаточного механизма и может достигать примерно $3 \cdot 10^{-12}$ м. На рис. 6.3 представлена простая конструкция относительного дилатометра. Исследуемый образец помещается в стакан из иненского стекла. Две одинаковые призмы устанавливаются одним концом грани на образец, другим — на стенку стакана. При изменении температуры ячейки вследствие разного расширения образца и стенки стакана призмы поворачиваются на одинаковый угол в противоположные стороны, поэтому угол смещения отражен-

ного луча, по которому фиксируют изменение длины образца, в четыре раза больше угла поворота призмы.

Кварцевые дилатометры — относительные дилатометры, в которых изменение размеров образцов определяется относительно изменения размеров плавленного кварца. Дилатометрическая ячейка изготавливается из плавленного кварца потому, что его коэффициент теплового расширения в температурном диапазоне 20—1200 К на порядок меньше коэффициента теплового расширения большинства веществ (табл. 6.2). Способ закрепления образца в дилатометрической ячейке, предложенный Хеннигом, в различных вариантах применяется до настоящего времени (рис. 6.4, а). Дилатометрическая ячейка состоит из кварцевой трубки и кварцевого толкателя. Исследуемый образец зажимается между выступом на нижнем конце трубки и толкателем. Дилатометрическая ячейка помещается в нагреваемый объем. При изменении температуры удлинение образца (минус удлинение кварцевой трубки, равной по длине образцу) передается толкателем регистрирующему устройству. Видоизмененное крепление образца (рис. 6.4, б) позволяет устранить регистрацию удлинения кварцевой трубки непосредственно регистрирующим устройством, однако может существенно увеличить собственный ход прибора. Чувствительность кварцевых дилатометров определяется чувствительностью регистрирующих устройств и может быть очень высокой. В этом случае особое значение приобретает корректный учет собственного хода прибора и теплового расширения кварца.

Таблица 6.2. Линейный коэффициент теплового расширения плавленного кварца [119]

θ, K	$\alpha \cdot 10^7$	θ, K	$\alpha \cdot 10^7$	θ, K	$\alpha \cdot 10^7$	θ, K	$\alpha \cdot 10^7$
4	-0,20	90	-6,75	220	1,55	700	5,55
6	-0,68	100	-6,10	240	2,50	750	5,15
8	-1,43	110	-5,40	260	3,30	800	4,80
10	-2,35	120	-4,75	280	3,95	850	4,45
15	-4,5	130	-4,05	300	4,50	900	4,20
20	-5,9	140	-3,35	350	5,40	950	3,95
30	-8,54	150	-2,70	400	6,10	1000	3,80
40	-8,67	160	-2,05	450	6,40	1050	3,70
50	-8,46	170	-1,40	500	6,50	1100	3,75
60	-8,25	180	-0,75	550	6,45	1150	4,00
70	-7,80	190	-0,15	600	6,25	1200	4,40
80	-7,30	200	0,45	650	5,95	1250	4,90

В дилатометре по Стрелкову (рис. 6.5) в верхнем конце толкателя закрепляется ярмо из инвара. Между ярмом и пластинкой постоянного магнита помещается стальная игла, на которой закреплено плоское зеркальце. Боковые поверхности ярма отполированы. Ярмо втягивается в поле магнита и прижимает иглу к полированной поверхности наконечника магнита. Толкатель перемещает ярмо, что обеспечивает поворот иглы вместе с зеркальцем при изменении длины образца. При этом перемещается изображение светового указателя, которое измеряется окулярным микрометром либо отсчитывается на специальной шкале. Чувствительность дилатометра может достигать 10^{-8} м.

Основные требования к dilatометру: отсутствие эллиптичности иглы, хорошая полировка поверхностей измерительного устройства.

Электронные методы регистрации изменений длины. Принципиальная схема емкостного dilatометра представлена на рис. 6.6. Чувствительным элементом dilatометра является конденсатор, одна из пластин которого закреплена неподвижно. Подвижная пластина соприкасается с образцом непосредственно либо через шток. При изменении размеров образца изменяется положение подвижной пластины конденсатора, что фиксируется регистрирующим устройством. Емкость конденсатора регистрируется с использованием либо мостовой схемы, либо схемы колебательного генератора. В первом случае измеряемой величиной является емкость, во втором — изменение частоты колебательного контура. Температурный диапазон применения — низкие температуры (до 5 К), чувствительность около 10^{-12} м. Недостатки: наличие паразитных сигналов вследствие изменения емкости подвижных проводов и других элементов измерительной схемы. Точность повышается за счет применения специальных измерительных схем и конструкций dilatометрических ячеек, например трехсекционного конденсатора, при котором образец является одной из пластин конденсатора. Из-за необходимости изготовления массивных образцов специальной формы емкостные dilatометры не применяются для изучения труднообрабатываемых материалов и кристаллов недостаточных размеров.

В индукционном dilatометре чувствительным элементом является воздушный переменный трансформатор с внешней неподвижной обмоткой. Внутренняя вторичная обмотка может перемещаться относительно первичной. Изменение индукции трансформатора при перемещении вторичной обмотки регистрируется с помощью моста взаимной индукции. Чувствительность приборов достигает 10^{-11} м.

В ряде dilatометров чувствительным элементом является **механотрон**, например, выпускаемый промышленностью сдвоенный механотрон с общим катодом и двумя подвижными анодами 6МХ1С. Положение подвижной сетки механотрона изменяется в зависимости от геометрических размеров образца. Сигнал механотрона усиливается и подается на записывающее устройство. Чувствительность прибора около 10^{-8} м.

При использовании **резонансных методов регистрации** в dilatометре чувствительным элементом является полукоаксиальный резонатор. Изменение длины образца через толкатель передается на специальную мембрану и изменяет зазор между ней и центральным проводником, от чего изменяется собственная частота резонатора. Последняя измеряется гетеродинным методом с использованием частотной модуляции. Чувствительность прибора порядка 10^{-14} м.

При использовании **тензометрических методов регистрации** чувствительным элементом в dilatометре являются проволочные датчики сопротивления, наклеенные на эталонный и исследуемый образцы и соединенные в мостовую схему. Сигнал разбаланса мостовой схемы при разном расширении образца и эталона и, следовательно, различной деформации датчиков пропорционален разности удлинения образца и эталона. Чувствительность прибора примерно 10^{-8} м. Точность существенно зависит от технологии наклеивания датчиков; возможностями наклеивания определяется температурный диапазон использования.

В акустическом dilatометре для получения информации о тепловом расширении используется ультразвук. Исследуется распространение ультразвуковой волны либо непосредственно в исследуемом образце, либо в газообразной среде, заполняющей резонансную ячейку, которой собственно и является образец. Чувствительность прибора

около 10^{-7} м. При использовании акустического дилатометра образцы должны быть обработаны с высокой степенью точности (такой же, как и при использовании интерференционного дилатометра). Акустический дилатометр целесообразно использовать для параллельного изучения теплового расширения и упругих свойств металла.

Исследование теплового расширения при температурах, превышающих возможности использования кварца, достаточно сложно в связи с необходимостью использования специальных тугоплавких дилатометрических ячеек, сложностью создания равномерных условий нагрева и точного определения изменения размеров образцов.

Высокотемпературные дилатометры. В индикаторном дилатометре образец закрепляется так же, как и в кварцевом. Для изготовления дилатометрической ячейки используется сапфир, корунд и другие термостойкие материалы. Чувствительность дилатометра определяется чувствительностью индикатора (регистрирующего устройства) и может быть достаточно высока. Но возможности таких приборов определяются не чувствительностью, а реальной точностью. Тепловое расширение образца измеряется относительно расширения материала, из которого изготовлена дилатометрическая ячейка (как правило, материал обладает значительным собственным коэффициентом теплового расширения). Из-за значительного теплоизлучения в дилатометрической ячейке сложно создать равномерные условия нагрева по всему объему и точно учесть температуру. Поэтому точность измерений не сравнима с точностью измерений в диапазоне средних температур. Наибольшая температура, при которой проводились измерения с использованием индикаторного дилатометра, составляет 3500 К. В компараторном дилатометре образец — длинный стержень — помещается в печь. Оптическим измерительным устройством измеряется изменение с температурой положения концов образца (меток, нанесенных на образец). Чувствительность метода ограничена чувствительностью измерительного устройства (порядка 10^{-6} м). Точность метода существенно зависит от длины образца, определяемой возможностями создания равномерного температурного поля. Температурный диапазон ограничен термостойкими свойствами материалов, из которых изготовлены крепления для образца и смотровых стекол, используемой печью и составляет 3000—4000 К. При использовании компараторного дилатометра образец можно нагревать непосредственно, например, пропуская ток либо электронной бомбардировкой. Разновидностью компараторного дилатометра является контактный дилатометр, в котором положение меток фиксируется при последовательном замыкании специальных контактов.

Дилатометры для измерений малых изменений длины используются при исследовании таких физических процессов в металлах, как перераспределение и уничтожение точечных и линейных дефектов, старение и др. Основное требование: минимальное собственное расширение дилатометрической ячейки. Поэтому дилатометры обычно являются дифференциальными. На рис. 6.7 представлена схема дифференциального кварцевого дилатометра для измерения малых объемных изменений. Кварцевая ячейка представляет собой несколько видоизмененную ячейку Хеннига, в нее дополнительно введены кварцевая трубка и эталонный стакан, имеющий такой же химический состав, как и материал образца. Конструкция позволяет регистрировать непосредственно изменения длины в образце за счет протекания различных процессов, поскольку тепловое расширение образца компенсируется тепловым расширением стакана. Основные условия, обеспечивающие надежность работы дилатометра: отсутствие прогиба дна стакана, строгая линейность и небольшая скорость нагрева для сведения к миниму-

му и поддержания постоянным перепада температур между стаканом и образцом.

Для изучения малых объемных изменений используется дилатометр по Стрелкову в дифференциальном варианте (рис. 6.8). Изменение линейных размеров образца и эталона передается кварцевыми толкателями на отшлифованные инварные бруски, между которыми расположены две стальные иглы с зеркальцами. Игла с зеркальцем *б* с помощью оптического устройства регистрирует абсолютное удлинение образца (эталона) с изменением температуры, игла с зеркальцем *5* — изменение длины образца относительно эталона. Основные требования:

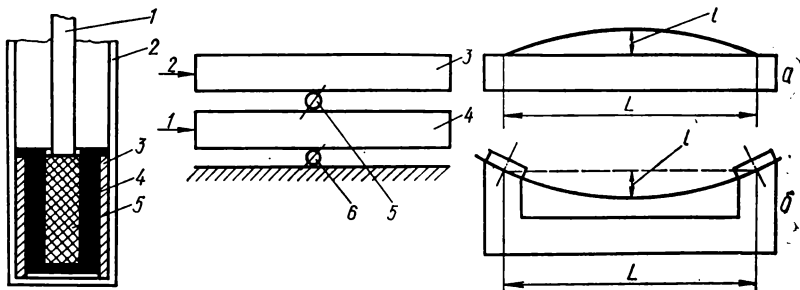


Рис. 6.7. Схема дилатометрической ячейки дифференциального кварцевого дилатометра [91]:

1 — кварцевый толкатель; 2 — кварцевая оболочка; 3 — кварцевая трубка; 4 — эталонный стакан; 5 — образец.

Рис. 6.8. Схема регистрирующего устройства дифференциального дилатометра по Стрелкову [91]:

1, 2 — кварцевый толкатель и образец; 3, 4 — инварные бруски; 5, 6 — стальные иглы с плоскими зеркальцами.

Рис. 6.9. Схема высокочувствительного оптического проволочного дилатометра:

a — по С. Д. Герцикену, И. Я. Дехтяру и Н. Н. Новикову; *б* — по Бауэрле и Келеру [91].

строгое поддержание в ячейках образца и эталона одинаковой температуры в течение эксперимента.

Простой высокочувствительный дифференциальный проволочный дилатометр для исследования малых изменений линейных размеров образца при нагреве предложен С. Д. Герцикенем, И. Я. Дехтярем и Н. Н. Новиковым. Отличительная его особенность — абсолютность метода. Исследуемый образец длиной 80—150 мм и диаметром 0,5—2,0 мм закрепляется точечной электросваркой на грани эталонного брусочка. Измерение прогиба образца в ходе нагрева производится через отверстие в печи с помощью длиннофокусного микроскопа с окуляр-микрометром (рис. 6.9, *a*). Расчет выполняют с использованием квадратичной зависимости прогиба цепной линии *l* от ее длины *L*:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{8}{3} \frac{l_2^2 - l_1^2}{L^2} = \frac{16}{3} \frac{\Delta l}{L^2}.$$

Аналогичный метод позднее применен Бауэрле и Келером для определения объемных изменений при отдыхе закаленных образцов золота.

Образец крепился к эталону через изоляторы, что позволяло одновременно измерять электросопротивление (рис. 6.9, б).

Недостатком этих высокочувствительных dilatометров является некоторая произвольность в оценке формы закрепленного образца и, соответственно, в выборе формулы, связывающей изменение длины образца с изменением его стрелы прогиба. При использовании dilatометров необходимо создавать равномерное температурное поле внутри печи по всей длине образца, нагрев вести строго линейно с небольшой скоростью либо проводить эксперименты при постоянной температуре.

Рентгенографический метод. Исследуют температурную зависимость параметров кристаллической решетки и возможные изменения ее типа. Это обуславливает рентгеновскую съемку при нагреве (охлаждении) образцов до различных температур, возникает задача создания конкретных температурных условий рентгеновской съемки. Существующие рентгеновские камеры и приспособления разделяются на низкотемпературные и высокотемпературные.

Изучать температурную зависимость параметров кристаллической решетки металлов при низких температурах сложно из-за малых коэффициентов теплового расширения. Поэтому необходимо повысить точность измерения положения дифракционных максимумов. Это касается, главным образом, относительных измерений, так как для решения большинства задач **низкотемпературной рентгенографии** металлов не следует проводить прецизионные абсолютные измерения параметров решетки. Наряду с традиционными методами изучения параметров кристаллической решетки получили распространение специальные методы, отличающиеся экспрессностью и повышенной точностью определения изменений параметров кристаллической решетки.

Большинство камер для **высокотемпературной рентгенографии** поликристаллических материалов работают по принципу порошковой камеры Дебая — Шеррера. В некоторых камерах используется принцип фокусировки от плоского или изогнутого шлифа. Получили распространение камеры обратной съемки для прецизионного измерения параметров кристаллической решетки при высоких температурах. Камеры для высокотемпературной съемки монокристаллов являются обычно слегка модернизированными высокотемпературными камерами Дебая — Шеррера. Они используются для съемки рентгенограмм вращения или качания или обратной съемки для получения лауэграмм. С этой целью применяются также специальные высокотемпературные дифрактометры. Для изучения теплового диффузного рассеяния при высоких температурах созданы специальные приставки к дифрактометрам, позволяющие регистрировать рентгеновское излучение, рассеянное большой поверхностью монокристалла.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ, (ТЕМПЕРАТУРО- ПРОВОДНОСТЬ) МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Уравнение Фурье имеет бесчисленное множество решений, поэтому и методов для определения коэффициентов теплопроводности (теплопроводности) может быть также много [159]. Любой прибор для измерения теплопроводности металлов состоит из двух основных частей: «кондуктора» и комплекса контрольно-измерительных приборов. «Кондуктор» — это устройство, позволяющее создать в образце температурное поле, характер которого определяется идеей и теорией применяемого метода [58]. «Кондуктор» с входящим в него в качестве необходимого элемента образцом соединен линиями связи с контрольно-измерительной аппаратурой.

7.1. Стационарные методы определения коэффициента теплопроводности металлов [5, 112, 159, 161]

При использовании стационарных методов условия эксперимента должны обеспечивать постоянство теплового потока по всему исследуемому образцу. Это позволяет непосредственно измерять коэффициент теплопроводности. Стационарные методы разделяются на методы, в которых теплота к исследуемому образцу подводится от постороннего нагревателя, и методы, в которых используется теплота, выделяющаяся в самом образце во время прохождения электрического тока.

При использовании первой группы стационарных методов измерение λ производится при установившемся тепловом режиме, когда расход мощности нагревателя соответствует отводу тепла через холодильник. При отсчетах фиксируется тепловой поток и разность температур по толщине исследуемого образца. Средний коэффициент теплопроводности $\lambda_{\text{ср}}$ определяется как $qL/(\Theta_1 - \Theta_2)$ и относится к температуре

$\Theta_{\text{ср}} = \frac{1}{2} (\Theta_1 + \Theta_2)$, где Θ_1 — температура со стороны нагревателя;

Θ_2 — температура со стороны холодильника.

Конструктивно образец выполняется в виде стержня либо пластины. Существенно создать такие условия эксперимента, чтобы весь тепловой поток был направлен вдоль оси стержня (пластины). При низких температурах пренебрегают небольшими тепловыми потерями с боковых поверхностей или вносят поправки на эти потери. При более высоких температурах исследуемый образец обычно окружают специальным цилиндром, в котором искусственно поддерживают такую же температуру, что и в образце. При изготовлении образца в виде пластины в установку дополнительно вводят кольцо из испытываемого

материала и нагревателя для компенсации тепловых потерь. Часто нагреватель вводят внутрь исследуемого образца. Контакт между двумя различными материалами может обладать значительным тепловым сопротивлением, так что на концах образца может происходить скачок температуры.

Стационарные методы второй группы сводятся к нагреванию электрическим током тонкого однородного стержня, на концах которого поддерживается постоянная температура. Например, метод Кольрауша предусматривает использование закона о постоянстве отношения электропроводности к теплопроводности. Устанавливается постоянная температура в середине и на концах образца (проволока, стержень), измеряются перепады температур и разности потенциалов на образце, отношение которых и определяет коэффициент теплопроводности. При наступлении стационарного теплового режима баланс тепла для элемента стержня dx выражается уравнением

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{d\Theta}{dx} \right) + \rho_3 \left(\frac{dB}{dx} \right)^2 + \frac{\nu_{\Theta} \pi d (\Theta_0 - \Theta)}{s} = 0,$$

где dB — падение потенциала по длине dx ; ρ_3 — коэффициент электропроводности; ν_{Θ} — коэффициент теплоотдачи от исследуемого образца к окружающей среде; s — сечение стержня. Если тепловые потери с поверхности стержня отсутствуют, а λ и ρ_3 не зависят от температуры, то уравнение теплового баланса имеет вид

$$\lambda \frac{d^2 \Theta}{dx^2} + \rho_3 \left(\frac{dB}{dx} \right)^2 = 0.$$

Интегрируя это выражение и учитывая, что температуры концов стержня одинаковы, имеем

$$\frac{\lambda}{\rho_3} (\Theta_2 - \Theta_1) = \frac{1}{2} \Delta B^2,$$

где $(\Theta_2 - \Theta_1)$ — разность температур между центром и концом исследуемого стержня; ΔB — падение потенциала по длине исследуемого стержня. Ток, пропускаемый через образец, регулируется так, чтобы распределение температур в образце оставалось стационарным.

В методе Кольрауша утечка тепла с боковой поверхности не учитывалась. В других стационарных методах при использовании коротких проволочных образцов и высокого вакуума добиваются того, что отношение бокового теплового потока к продольному становится малым. Разработана система поправок, учитывающих тепловые потери с боковой поверхности стержня.

7.2. Нестационарные методы определения коэффициента теплопроводности металлов [57, 58, 112, 159]

Нестационарный или не установившийся во времени тепловой поток внутри тела определяет изменение температуры в каждой точке тела с течением времени. Нагревание (охлаждение) металлов сводится к выравниванию температуры в образце и в среде, куда помещен образец. Время, в течение которого повышается температура на заданном участке тела, определяет его теплопроводность. Нагрев

можно вести непрерывно или с периодической подачей тепла. Повышение (понижение) температуры тела при его нагреве (охлаждении) рассчитывается с помощью дифференциального уравнения теплопроводности Фурье. Решение этого уравнения при постоянной температуре окружающей среды ($\Theta_0 = \text{const}$) имеет вид

$$\Theta_n - \Theta_0 = \sum_{i=1}^{\infty} R_i \chi_i e^{-m_i T},$$

где R_i — постоянные, зависящие от формы тела и начального распределения температур; χ_i — функции координат, характеризующие пространственное распределение температуры и содержащие в качестве параметров физические постоянные; m_i — постоянные, зависящие от геометрических размеров и формы тела, его физических свойств, теплообмена с окружающей средой; Θ_n — температура поверхности тела.

При больших значениях T ряд, дающий решение уравнения теплопроводности, быстро сходится, и при T , превышающем некоторое определенное значение T_1 , сумма ряда мало отличается от первого члена. Поэтому для $T > T_1$ имеем

$$\Theta_n - \Theta_0 = R_1 \chi_1 e^{-m_1 T},$$

или $\ln(\Theta_n - \Theta_0) = -m_1 T + \ln R_1 \chi_1 = -mT + Z$, где Z — постоянная.

Стадия охлаждения (нагревания) тела, которая характеризуется тем, что с началом ее наступления температурное поле изменяется по экспоненциальному закону, называется регулярным режимом. При этом режиме m — постоянная величина, одинаковая для всех точек тела. Она называется темпом нагревания (охлаждения). При регулярном режиме относительное изменение температуры в любой точке тела в единицу времени не зависит от координат точки и времени. Из аналитической теории теплопроводности следует

$$mT = f\left(\text{Bi}, \frac{L_1}{L_3}, \frac{L_2}{L_3}, \dots\right) \text{Fo},$$

где Bi — критерий Био; Fo — число Фурье; L_1, L_2, L_3 — линейные размеры тела. Вид приведенной функции определяется формой тела и критерием Био. Решая уравнение, когда $\text{Bi} \rightarrow \infty$ (или $v_\Theta \rightarrow \infty$) относительно коэффициента теплопроводности, получаем соотношение, на котором основан **первый метод регулярного режима**: $a = k_\Phi m$, где k_Φ — коэффициент формы, зависящий только от формы и размеров тела.

Если критерий Био имеет конечное значение, уравнение теплопроводности можно решить относительно λ для тел простейших форм, зная вид функции f . Для теплоизоляционного материала в форме шара, помещенного в металлическую оболочку, это решение имеет вид

$$\lambda = \frac{v_\Theta}{\sqrt{\frac{mL_1^2}{a}}} \frac{L_2}{L_1} \left(1 - \frac{m}{v_\Theta} \frac{c_{06} M_{06}}{s_{06}}\right),$$

где c_{06}, M_{06} — теплоемкость и масса оболочки; L_1, L_2 — ее внутренний и внешний радиусы; s_{06} — внешняя поверхность оболочки. На приведенном соотношении основан **второй метод регулярного режима**.

В третьем методе регулярного режима использовано свойство регулярного режима, согласно которому поле температур в исследуемом теле все время остается подобным самому себе или отношение температур в двух произвольно взятых точках не зависит от времени охлаждения (нагрева). Поэтому

$$\frac{(\Theta_n - \Theta_0)_1}{(\Theta_n - \Theta_0)_2} = f\left(\frac{m}{a}, x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2\right).$$

Здесь $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2$ — координаты двух произвольно выбранных точек тела. При использовании этого метода регулярного режима отпадает необходимость в определении коэффициента теплоотдачи.

Экспериментальные устройства для определения коэффициента теплопроводности. При экспериментальном использовании первого метода регулярного режима образец исследуемого материала в форме цилиндра (призмы, шара) помещается в металлическую оболочку (медь, латунь) и снабжается измерителем температуры. Система называется **акалориметром**. Охлаждение нагретого акалориметра ведется в среде с постоянной температурой при $Bi \rightarrow \infty$ (практически $Bi > 1000 - 1500$). При этом условия температура поверхности акалориметра и температура среды будут одинаковы. Перед проведением опыта необходимо определить коэффициент формы: либо по размерам акалориметра, либо сравнением данного акалориметра с эталонным. Нагретый акалориметр помещают в термостат и через определенные промежутки времени фиксируют разность температур между охлаждаемым телом и средой. По полученным данным строят график $\ln(\Theta_n - \Theta_0) = f(T)$, по которому рассчитывают температуру охлаждения (нагревания) и далее коэффициент теплопроводности, а с учетом плотности и теплоемкости исследуемого вещества, — коэффициент теплопроводности.

Для определения коэффициента теплопроводности по второму методу регулярного режима необходимо экспериментально определить температуру нагрева (охлаждения) и коэффициент теплоотдачи. С этой целью внутри воздушного термостата помещают устройство, называемое **лямбда-калориметром**. Оно состоит из двух сферических медных (латунных) оболочек, одна из которых заполнена исследуемым, вторая — эталонным материалом. В центре шаров помещены горячие спай термпар, холодные спай находятся в охлаждающей среде (воздухе). По данным измерений строят графики охлаждения эталонного и исследуемого шаров и рассчитывают темпы охлаждения эталона и образца. Из опыта с эталонным шаром определяют значения коэффициента теплоотдачи. Далее по приведенной формуле второго метода регулярного режима находят коэффициент теплопроводности.

Бикалориметр представляет собой сферическую оболочку, внутри которой находится металлический шар. Между оболочкой и шаром помещается исследуемый материал. В центре шара расположен горячий спай термпары. Используется регулярный режим охлаждения шарового бикалориметра в среде постоянной температуры. Через определенные промежутки времени измеряются температуры в центре шара и в термостате. По полученным данным строится график охлаждения бикалориметра, из которого определяется темп охлаждения. Коэффициент теплопроводности вычисляется по формуле

$$\lambda = \frac{mc_1}{2\pi B} \left(\frac{1}{L_1} - \frac{1}{L_2} \right).$$

На основании теории подобия установлено, что регулярный режим бикалориметра описывается уравнением $B = f(L_1, L_2, c_1, c_2)$, где $L_1,$

L_2 — диаметры шара и наружной оболочки бикалориметра; c_1, c_2 — полные теплоемкости шара и исследуемого материала.

При использовании методов мгновенного источника тепла для определения коэффициента температуропроводности нагреватель, смонтированный в исследуемый материал, включают на небольшой период времени. Выделившаяся в нем теплота повышает температуру в исследуемом образце, которая затем снижается при рассеивании теплоты. Измерение времени между включением нагревателя и наибольшим повышением температуры в точке, расположенной на некотором расстоянии от нагревателя, позволяет вычислить температуропроводность исследуемого материала по формуле $a = x^2/2T$, где x — расстояние горячего спая термопары от нагревателя. Объемная теплоемкость находится из соотношения

$$\ln cD = \frac{Q}{2s_n \sqrt{a\pi T_n \Delta\Theta_{\max}}},$$

где Q — количество теплоты, выделенное нагревателем; s_n — поверхность нагревателя; $\Delta\Theta_{\max}$ — наибольшее повышение температуры в измеряемой точке; T_n — время работы нагревателя.

В сравнительных методах мгновенного источника тепла применяется эталон с известными теплофизическими характеристиками. Эти характеристики входят в расчетные формулы для вычисления теплопроводности исследуемого материала.

При использовании метода температурных волн температура источника теплоты изменяется с некоторым периодом, поэтому температура в любой точке исследуемого, обычно металлического, стержня будет изменяться с тем же периодом, и в нем возникнут температурные волны. Сечение стержня выбирается таким, чтобы его температура по всей площади сечения могла бы быть принятой и равной температуре в центре стержня, а длина стержня должна быть так велика, что распространяющиеся температурные волны полностью затухают в стержне, не достигнув второго конца. Измеряют скорости распространения первых гармоник температурных волн или декремент затухания первых гармоник для двух температурных волн с разными периодами в этом полубесконечном стержне. Если одновременно измерять эти величины, то выражение для определения коэффициента температуропроводности имеет вид $a = Lv/(2\ln\chi_n)$, где L — расстояние, между которым измеряется температура; v — скорость распространения температурной волны; χ_n — декремент затухания амплитуды n -й гармоники температурной волны. Конструктивной разновидностью метода является изучение распространения радиальных волн в цилиндре.

Метод, основанный на квазистационарном тепловом режиме, особенно удобен для изучения теплофизических характеристик теплоизоляционных материалов. Конструктивно метод решается с использованием четырех квадратных плит, уложенных одна на другую, между первой и второй, третьей и четвертой плитами помещаются одинаковые по мощности плоские электронагреватели. Вся система теплоизолируется. Электронагреватели во время эксперимента подключаются к источнику тока с постоянным напряжением. После установления квазистационарного теплового режима, т. е. когда подводимое к нагреваемому телу тепло обеспечивает линейный во времени подъем температуры тела, измеряется температура в центре и на поверхности пластин. Коэффициенты теплопроводности и температуропроводности и теплоемкость материала рассчитываются с учетом геометрических размеров пластин, силы тока, электросопротивления, теплоемкости и геометрических размеров нагревателей.

При измерении зависимости коэффициента температуропроводности от температуры образец помещается в нагревательное устройство, например индуктор высокочастотного генератора, снабженный приспособлением для выравнивания температур. Измеряется температура в центре и на поверхности образца, фиксируется время, которое необходимо для выравнивания температуры в центре и на поверхности образца при выбранной температуре, после чего вычисляется коэффициент температуропроводности для этой температуры. Если температурное поле является симметричным относительно оси цилиндрического образца и не изменяется по высоте, оно описывается уравнением

$$cD \frac{\partial \Theta}{\partial T} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial L^2} + \frac{1}{L} \frac{\partial \Theta}{\partial L} \right) + \frac{\partial \lambda}{\partial L} \frac{\partial \Theta}{\partial L},$$

где L — радиус образца. Температурное поле записывается в виде степенного ряда; определив его коэффициенты, получим

$$a = \frac{L^2}{4\Delta T} (1 + \varepsilon_{\Theta} + \delta_{\Theta}).$$

Здесь $\varepsilon_{\Theta} = -\frac{1}{4\Delta T} \frac{a\Delta\Theta}{aT} \Delta T$ — поправка на переменность скорости нагрева;

$\delta_{\Theta} = \frac{1}{4a} \frac{da}{d\Theta} \Delta\Theta$ — поправка, учитывающая зависимость физических параметров от температуры. Для измерения температуропроводности этим методом при температурах, больших 1300 К, можно использовать пирометры. Источником тепловой энергии при нагреве образца с его торца обычно служит электронный пучок.

При исследовании теплопроводности металлических стержней пользуются как нестационарным, так и стационарным методами. Температура вдоль металлического стержня в случае, когда поток тепла распространяется от одного конца стержня к другому, измеряется при стационарном процессе, а потери тепла с боковой поверхности образца — при нестационарном процессе. Для измерения коэффициентов теплопроводности (температуропроводности) применяются и другие методы, основанные на нестационарном тепловом режиме.

ЧАСТЬ III

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВАХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ В ТВЕРДОМ СОСТОЯНИИ

ГЛАВА 8

ЭНТАЛЬПИЯ И ТЕПЛОЕМКОСТЬ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

При наличии в металле нескольких полиморфных превращений приведены данные о каждом превращении. Температурная зависимость энтальпии металлов указана относительно H_0 при 0 К и H_{298} при комнатной температуре. H_{298} можно оценить, используя приведенные в справочнике термодинамические зависимости и сведения о температурной зависимости теплоемкости металлов. Концентрация легирующих элементов дана в массовых долях (%).

8.1. Энтальпия металлов

I группа периодической системы элементов

Литий

Изменение энтальпии
при плавлении

$\theta, \text{К}$	$\Delta H_{\text{пл}},$ кДж · кг ⁻¹	Источник
453,7	436	[145]
455 ± 2,5	431 ± 10	[160]
451	416	[138]
453,69	432,3	[142]

Температурная зависимость
энтальпии [142]

$\theta, \text{К}$	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
200	336,9
298,15	667,5
400	1049,1
453,69	1270,9

Натрий

Изменение энтальпии
при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}},$ кДж · кг ⁻¹	Источ- ник
371,01	113,0	[142]
371	115	[145]
371 ± 0,2	112 ± 1	[160]
358,8	115	[138]

Температурная зависимость
энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
200	165,4
298,15	281,0
371,01	374,7

Калий

Изменение энтальпии
при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}},$ кДж · кг ⁻¹	Источ- ник
336,86	59,36	[142]
336,8 ± 0,2	60 ± 0,2	[160]
336,2	59,8	[138]

Температурная зависимость
энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
200	110,6
298,15	181,3
336,86	211,7

Рубидий

Изменение энтальпии
при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}},$ кДж · кг ⁻¹	Источ- ник
312,47	25,65	[142]
312 ± 0,5	25,5	[160]
311,2	25,72	[138]

Температурная зависимость
энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
200	54,52
298,15	87,62
312,47	92,93

Цезий

Изменение энтальпии
при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}},$ кДж · кг ⁻¹	Источ- ник
301,59	15,77	[142]
301,5 ± 0,4	15,9 ± 0,8	[160]
301,5	15,7	[138]

Температурная зависимость
энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
200	36,33
298,15	58,02
301,59	58,85

Медь

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1356,4	204,9	[138]
1357	205	[145]
1356 ± 3	213 ± 4	[160]

Температурная зависимость энтальпии [145]

θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	39,5	800	206	1200	388
500	79,9	900	250	1300	435
600	121	1000	295	1357	463
700	163	1100	341		

Серебро

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1233,8	106,0	[138]
1234	111	[145]

Температурная зависимость энтальпии [145]

θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	23,8	800	124	1200	235
500	48,1	900	150	1234	245
600	73,1	1000	178		
700	98,2	1100	206		

Золото

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1336	65,03	[138]
1336	62,7	[145]

Температурная зависимость энтальпии [145]

θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹
400	13,3	800	67,5	1200	126
500	26,4	900	81,7	1300	141
600	39,9	1000	96,1	1336	147
700	53,7	1100	111		

II группа периодической системы элементов

Бериллий

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}},$ кДж · кг ⁻¹	Источник
1560	1398,1	[142]
1560	1626	[138]
1560 ± 10	1090 ± 20	[160]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
200	68,68	700	1162,4	1200	2661,9
298,15	216,4	800	1438,7	1300	2995,6
400	422,1	900	1727,3	1400	3339,9
500	651,5	1000	2027,3	1500	3695,0
600	899,4	1100	2339,3	1560	4142,8

Магний

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}},$ кДж · кг ⁻¹	Источник
923	349,6	[142]
923 ± 0,5	372 ± 4	[160]
922	342	[138]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
200	109	500	422,1	800	778,2
298,15	205,6	600	536,2	900	906,1
400	312,5	700	654,9	923	936,1

Кальций

Изменение энтальпии при полиморфном превращении

θ, K	$\Delta H,$ кДж · кг ⁻¹	Источ- ник
723	25,0	[18]
733	25,0	[138]
713	28,2	[145]
716	23,2	[142]

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}},$ кДж · кг ⁻¹	Источник
1115	213,1	[142]
1124	233	[145]
1123	230	[18]
1112	216	[138]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
200	81,34	600	352,2	1000	718,4
298,15	143,0	700	430,5	1100	821,3
400	209,8	800	535,1	1115	837,3
500	278,8	900	623,1		

Стронций

$\Delta H = 9,54$ кДж · кг⁻¹ при 862 К [145]; 8,56 кДж · кг⁻¹ при 828 К [142]

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}},$ кДж · кг ⁻¹	Источник
1043	105	[145]
1043	96	[138]
1041	448,4	[142]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_\theta - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_\theta - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_\theta - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
200	45,51	600	171,9	1000	336,6
298,15	74,98	700	207,1	1041	354,8
400	106,4	800	243,9		
500	138,5	900	293,3		

Барий

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
983	55,7	[145]
1002	55,8	[138]
1000	51,8	[142]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_\theta - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_\theta - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_\theta - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
200	30,89	500	101,6	800	192,8
298,15	50,31	600	130,9	900	224,8
400	74,29	700	161,4	1000	257,4

Радий

$$\Delta H_{\text{пл}} = 42,61 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1233 \text{ K [18]}$$

Цинк

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
692,7	113	[145]
692,5	110	[138]

Температурная зависимость энтальпии [145]

θ, K	$(H_\theta - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹
400	40,0
500	81,2
600	124
692	165

Кадмий

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источ-ник
594	53,9	[145]
$594,4 \pm 0,3$	$53,59 \pm 1,67$	[160]
594	57,0	[138]

Температурная зависимость энтальпии [145]

θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	24,0
500	48,7
594	74,0

Ртуть

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
$234,29 \pm 0,03$	$11,93 \pm 0,12$	[160]
234,23	11,58	[138]

III группа периодической системы элементов

Алюминий

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
933 ± 1	393 ± 4	[160]
931,7	398	[145]
933,1	388	[138]
933,61	396,6	[142]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_0), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	263,8	800	680,7
500	360,9	900	799,7
600	462,3	933,61	841,4
700	568,5		

Галлий

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
302,7	80,24	[138]
$302,0 \pm 0,1$	80 ± 4	[160]
302,92	79,82	[142]

Индий

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
429,4	28,5	[138]
429	28	[160]
429,78	28,59	[142]

Таллий

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
577	21	[138]
576 ± 4	21 ± 2	[160]
576	10,79	[142]

Скандий

$\Delta H = 89,42 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$ при 1609 К; $\Delta H_{\text{пл}} = 313,6 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$ при 1814 К [142]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_0), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	174,6	1200	698,2
600	294,3	1400	854,9
800	419,9	1600	1024,5
1000	553,8	1814	1323,4

Иттрий

$\Delta H = 55,9 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$ при 1755 К [142]

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1801	127,3	[142]
1793	128,6	[138]
1773	193	[145]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
400	97,81	1200	368,3
600	160,4	1400	444,4
800	226,3	1600	523,9
1000	295,6	1801	661,8

Лантаноиды. Лантан

$\Delta H = 2,59 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$ при 550 К; $22,46 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$ при 1134 К [142]

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
993	60,3	[138]
1141	84,0	[145]
1193	44,63	[142]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
400	67,89	700	130,5	1000	197,4
500	87,66	800	151,9	1100	221,7
600	110,1	900	174,1	1193	269,5

Церий

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1071	37,3	[138]
1077	63,2	[145]

Температурная зависимость энтальпии [145]

θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹
400	20,0	800	115
500	41,2	900	143
600	63,8	1000	174
700	88,6		

Празеодим

$$\Delta H_{\text{пл}} = 9,5 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1071 \text{ К [145]}$$

Изменение энтальпии при плавлении

$\theta, \text{ К}$	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1208	71,2	[145]
1205	80,0	[138]

Температурная зависимость энтальпии [145]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	19,9	700	84,5	1000	158
500	40,6	800	108	1100	193
600	62,0	900	132	1200	217

Неодим

$$\Delta H_{\text{пл}} = 75,3 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1297 \text{ К [145]}$$

Температурная зависимость энтальпии [145]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	21,9	800	124	1200	251
500	45,2	900	154	1297	280
600	70,1	1000	185		
700	96,5	1100	217		

Прометий

$$\Delta H_{\text{пл}} = 86,5 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1573 \text{ К [145]}$$

Температурная зависимость энтальпии [145]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	19,3	1000	149
600	59,7	1200	198
800	103	1400	245

Самарий

Изменение энтальпии
при полиморфном превращении

$\theta, \text{ K}$	$\Delta H_f,$ кДж · кг ⁻¹	Источник
1190	20,6	[138]
1190	10,0	[145]

Изменение энтальпии
при плавлении

$\theta, \text{ K}$	$\Delta H_{пл},$ кДж · кг ⁻¹	Источник
1345	59,3	[138]
1325	73,7	[145]

Температурная зависимость энтальпии [145]

$\theta, \text{ K}$	$(H_\theta - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ K}$	$(H_\theta - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ K}$	$(H_\theta - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹
400	18,8	800	100	1200	204
500	38,1	900	123	1300	227
600	58,1	1000	146	1325	232
700	78,8	1100	170		

Европий

$$\Delta H_{пл} = 68,8 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1173 \text{ K [145]}$$

Температурная зависимость энтальпии [145]

$\theta, \text{ K}$	$(H_\theta - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ K}$	$(H_\theta - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹
400	18,2	800	95,2
500	36,6	900	116
600	55,6	1000	137
700	75,1		

Гадолиний

$$\Delta H_{пл} = 98,4 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1523 \text{ K [145]}$$

Температурная зависимость энтальпии [145]

$\theta, \text{ K}$	$(H_\theta - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ K}$	$(H_\theta - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ K}$	$(H_\theta - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹
400	20,7	900	119	1400	229
500	39,4	1000	140	1500	252
600	58,5	1100	162	1523	257
700	78,2	1200	183		
800	98,4	1300	206		

Тербий

$$\Delta H_{\text{пл}} = 103 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1638 \text{ К [145]}$$

Температурная зависимость энтальпии [145]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹
400	17,8	1200	174
600	54,1	1400	218
800	92,3	1600	264
1000	132		

Диспрозий

$$\Delta H_{\text{пл}} = 105 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1673 \text{ К [145]}$$

Температурная зависимость энтальпии [145]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹
400	17,2	1200	169
600	52,5	1400	211
800	89,5	1600	255
1000	128		

Гольмий

$$\Delta H_{\text{пл}} = 104 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1773 \text{ К [145]}$$

Температурная зависимость энтальпии [145]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹
400	17,0	1200	166
600	51,7	1400	208
800	88,2	1600	251
1000	126		

Эрбий

$$\Delta H_{\text{пл}} = 102 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1800 \text{ К [145]}$$

Температурная зависимость энтальпии [145]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹
400	17,2	1000	127	1600	250
600	52,4	1200	167	1800	294
800	89,0	1400	208		

Тулий

$$\Delta H_{\text{пл}} = 109 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1900 \text{ К [145]}$$

Температурная зависимость энтальпии [145]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298})_i$, кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298})_i$, кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298})_i$, кДж · кг ⁻¹
400	16,3	1000	121	1600	239
600	32,9	1200	159	1800	281
800	49,7	1400	198		

Иттербий

$$\Delta H_{\text{пл}} = 53,1 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1097 \text{ К [145]}$$

Температурная зависимость энтальпии [145]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298})_i$, кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298})_i$, кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298})_i$, кДж · кг ⁻¹
400	15,0	700	62,1	1000	114
500	30,2	800	78,7	1097	138
600	45,9	900	95,9		

Лютеций

$$\Delta H_{\text{пл}} = 110 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 2000 \text{ К [145]}$$

Температурная зависимость энтальпии [145]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298})_i$, кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298})_i$, кДж · кг ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298})_i$, кДж · кг ⁻¹
400	15,9	1000	117	1600	231
600	48,1	1200	153	1800	272
800	81,8	1400	191	2000	319

Актиноиды. Актиний

$$\Delta H_{\text{пл}} = 46 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1323 \pm 50 \text{ К [233]}$$

Торий

$$\Delta H = 12,1 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1673 \text{ К [145]; } 15,08 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1650 \text{ К [142]}$$

Изменение энтальпии при плавлении

$\theta, \text{ К}$	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1968	67,4	[145]
2000 ± 25	84—103	[160]
2023	59,48	[142]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
400	39,07	900	102,2	1400	174,8
500	50,92	1000	115,9	1500	190,5
600	63,16	1100	130,1	1600	206,6
700	75,78	1200	144,6	1800	253,4
800	88,78	1300	159,5	2023	290,4

Протактиний

$$\Delta H_{\text{пл}} = 72,29 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1825 \text{ K [18]}$$

Уран

Изменение энтальпии при полиморфном превращении

θ, K	$\Delta H, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник	θ, K	$\Delta H, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
935	12,0	[138]	1049	20,5	[18]
942	11,70	[142]	1043	20,49	[138]
938	11,7	[18]	1045	20,1	[145]
			1049	19,87	[142]

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1405	52,9	[18]
1405	56,2	[145]
1405	44,1	[138]
1408	36,63	[142]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
400	39,00	800	97,81	1200	199,4
500	51,94	900	116,2	1300	215,4
600	65,92	1000	146,5	1400	231,6
700	81,13	1100	183,3	1408	232,8

Нептуний

$$\Delta H_{\text{пл}} = 40,63 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 913 \text{ К [18]}$$

Плутоний

$$\Delta H_{\text{пл}} = 12,0 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 913 \text{ К [138]; } 11,40 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 913 \text{ К [142]}$$

Изменение энтальпии при полиморфном превращении [138]

$\theta, \text{ К}$	$\Delta H, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\Delta H, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
395	14,0	725	0,33
478	2,43	749	7,60
591	2,23		

Америций

$$\Delta H_{\text{пл}} = 41,56 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1200 \text{ К [18]}$$

IV группа периодической системы элементов

Титан

Изменение энтальпии при полиморфном превращении

$\theta, \text{ К}$	$\Delta H, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1155	83,0	[18]
1150	82,9	[145]
1155	72,7	[138]
1156	79,33	[142]

Изменение энтальпии при плавлении

$\theta, \text{ К}$	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1998	393	[145]
1940	392	[138]
2000	403	[18]
1944	304,8	[142]

Температурная зависимость энтальпии [142]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	155,6	1000	522,2	1600	1013,8
500	211,4	1100	596,4	1700	1087,5
600	269,7	1200	751,2	1800	1164,7
700	330,7	1300	812,3	1900	1245,6
800	393,2	1400	876,3	1944	1282,3
900	456,5	1500	943,5		

Цирконий

Изменение энтальпии при полиморфном превращении

θ, K	$\Delta H, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1140	47,81	[142]
1135	42,2	[18, 145]
1125	42,2	[138]

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
2133	169,2	[142]
2125	220	[138]
2125	225	[18]
2125	252	[145]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_0), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_0), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
200	38,1	900	285,3	1600	600,9
298,15	68,2	1000	326,0	1700	639,9
400	101,2	1100	368,0	1800	679,9
500	135,3	1200	454,7	1900	721,0
600	170,8	1300	489,7	2000	763,3
700	207,6	1400	526,0	2100	806,8
800	245,8	1500	563,0	2133	821,5

Гафний $\Delta H = 38,7 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$ при 2023 К [138]; $30,25 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$ при 2016 К [142]

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
2500	134,9	[138]
2488	141	[145]
2506	145,7	[142]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_0), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_0), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	47,57	1000	143,8	1600	256,5
500	62,51	1100	161,4	1700	276,9
600	77,88	1200	179,5	1800	297,7
700	93,67	1300	198,1	2000	319,1
800	109,9	1400	217,1	2300	428,6
900	126,6	1500	236,5	2506	470,3

Олово

$$\Delta H = 18,7 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 274,5 \text{ К [85, 138]}$$

Изменение энтальпии
при плавлении

$\theta, \text{ К}$	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источ- ник
504,9	59,7	[138]
505	60,6	[145]
505,118	60,6	[142]

Температурная зависимость
энтальпии [142]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
300	43,3
400	50,0
500	55,7

Свинец

Изменение энтальпии
при плавлении

$\theta, \text{ К}$	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источ- ник
600,65	23,2	[142]
600,4	24,0	[138]
600,5	24,7	[145]

Температурная зависимость
энтальпии [142]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
293,15	32,5	500	60,2
298,15	33,2	600	73,8
400	46,4	600,65	74,3

V группа периодической системы элементов

Ванадий

$$\Delta H_{\text{пл}} = 345 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 2190 \text{ К [145]; } 451,5 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 2200 \text{ К [142]}$$

Температурная зависимость энтальпии [142]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0), \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	140,1	1000	466,5	1600	848,9
500	191,2	1100	525,8	1700	919,7
600	243,7	1200	586,6	1800	992,9
700	297,4	1300	649,3	1900	1068,5
800	352,4	1400	713,8	2000	1146,8
900	408,8	1500	780,3	2220	1328,8

Ниобий

$$\Delta H_{\text{пл}} = 333,7 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 2750 \text{ К [142]}$$

Температурная зависимость энтальпии [142]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж \cdot кг $^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж \cdot кг $^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж \cdot кг $^{-1}$
400	83,61	1000	256,8	1600	446,9
500	111,4	1100	287,1	1700	480,1
600	139,6	1200	317,9	2000	586,9
700	168,3	1300	349,3	2300	700,8
800	208,2	1400	381,2	2700	866,9
900	226,9	1500	413,7	2750	888,9

Тантал

Изменение энтальпии при плавлении

$\theta, \text{ К}$	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
3253	137	[138]
3269	173	[145]
3295	199,0	[142]

Температурная зависимость энтальпии [142]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж \cdot кг $^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж \cdot кг $^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж \cdot кг $^{-1}$
400	45,82	1000	136,9	2300	347,7
500	60,36	1100	152,6	2500	401,5
600	75,21	1300	184,3	2800	440,2
700	90,34	1500	216,2	3000	482,0
800	105,7	1800	264,5	3200	528,5
900	121,2	2000	297,2	3295	551,5

Сурьма

Изменение энтальпии при плавлении

$\theta, \text{ К}$	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
903,5	164	[163]
903,5	163,4	[138]

Висмут

Изменение энтальпии
при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}},$ $\text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
544	52,11	[138]
544,5	52,0	[145]
$544,2 \pm 0,3$	50 ± 2	[160]

Температурная зависимость
энтальпии [145]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ $\text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	13,0
500	26,8
600	31,4

VI группа периодической системы элементов

Хром

$\Delta H = 0,27 \pm 0,03 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$ при 311,4 К [127]; $0,019 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
при 311,5 К [142]

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}},$ $\text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
2173	281	[145]
2133	402	[138]
2180	409,6	[142]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ $\text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ $\text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ $\text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	125,6	1000	449,6	1600	885,0
500	174,7	1100	512,7	1700	972,1
600	225,6	1200	579,2	1800	1063,5
700	278,1	1300	649,5	1900	1159,3
800	332,7	1400	723,8	2000	1259,2
900	389,8	1500	802,3	2180	1449,1

Молибден

$\Delta H_{\text{пл}} = 210 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$ при $2860 \pm 30 \text{ K}$ [160]; $416,9 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
при 2896 К [142]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ $\text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ $\text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ $\text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	73,98	1000	242,0	1600	429,8
500	100,8	1100	271,6	1700	463,9
600	128,1	1200	301,9	1800	498,9

Продолжение таблицы

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
700	155,9	1300	332,7	2000	572,2
800	184,2	1400	364,3	2500	777,4
900	212,8	1500	396,6	2896	966,6

Вольфрам

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}},$ кДж · кг ⁻¹	Источник
3650	191	[145]
3673	255	[138]
3695	250,2	[142]

Температурная зависимость энтальпии [142]

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
400	40,71	1000	125,9	2500	377,9
500	54,43	1100	140,7	2800	437,9
600	68,35	1300	171,2	3000	480,3
700	82,46	1500	202,6	3300	548,5
800	96,74	2000	286,1	3500	597,4
900	111,2	2300	340,1	3695	648,5

Полоний

$$\Delta H_{\text{пл}} = 47,62 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 525 \text{ K [18]}$$

VII группа периодической системы элементов

Марганец

Изменение энтальпии при полиморфном превращении

θ, K	$\Delta H,$ кДж · кг ⁻¹	Источник	θ, K	$\Delta H,$ кДж · кг ⁻¹	Источник
991	35,1	[138]	1374	41,5	[18, 145]
1000	40,7	[145]	1410	32,7	[145]
1000	40,8	[18]	1410	32,8	[18]
1373	41,9	[138]	1411	32,8	[138]

$$\Delta H_{\text{пл}} = 268 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1517 \text{ К [138, 145]}$$

Температурная зависимость энтальпии [145]

$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж \cdot кг $^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж \cdot кг $^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж \cdot кг $^{-1}$
400	52,5	800	283	1200	593
500	105	900	348	1300	663
600	168	1000	415	1400	778
700	220	1100	524	1500	896

Технеций

$$\Delta H_{\text{пл}} = 232,32 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 2400 \text{ К [18]}$$

Рений

$$\Delta H_{\text{пл}} = 177,76 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 3440 \text{ К [18]}$$

VIII группа периодической системы элементов

Железо

$$\Delta H = 16,3 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1184 \text{ К [291]}$$

Тепловые эффекты при альфа-гамма-превращении в углеродистых сталях [291]

Концентрация углерода, %	$\Delta H, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Концентрация углерода, %	$\Delta H, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
0,04	2,80	0,35	25,1
0,135	10,0	0,77	54,4
0,27	19,7		

$$\Delta H = 19,9 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \text{ при } 1665 \text{ К [291]}$$

Изменение энтальпии при плавлении

$\theta, \text{ К}$	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1809	272	[138]
1803	279	[145]
1809	247	[291]

Температурная зависимость энтальпии альфа-железа [115]

θ, K	$(H_\theta - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_\theta - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_\theta - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_\theta - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
20	0,03	480	169	960	480	1400	830
40	0,29	500	179	980	498	1420	844
60	1,41	520	190	1000	517	1440	858
80	3,81	540	201	1020	538	1460	873
100	7,53	560	212	1040	562	1480	887
120	12,4	580	227	1042,15	566	1500	901
140	18,1	600	234	1060	584	1520	916
160	24,6	620	245	1080	601	1540	930
180	31,6	640	257	1100	617	1560	945
200	39,1	660	269	1120	633	1580	959
220	47,0	680	281	1140	648	1600	974
240	55,1	700	293	1160	662	1620	989
260	63,6	720	305	1180	677	1640	1003
280	72,2	740	318	1184,15	679	1660	1018
298,15	80,2	760	331	1200	691	1665,15	1022
300	81,1	780	344	1220	704	1680	1033
320	90,1	800	358	1240	718	1700	1048
340	99,4	820	371	1260	732	1720	1063
360	109	840	386	1280	746	1740	1077
380	118	860	400	1300	760	1760	1092
400	128	880	415	1320	774	1780	1107
420	138	900	430	1340	788	1800	1123
440	148	920	446	1360	802	1809,15	1129
460	158	940	462	1380	816		

Температурная зависимость энтальпии гамма-железа [115]

θ, K	$(H_\theta - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_\theta - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_\theta - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_\theta - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
0	106	240	173	460	285	700	415
20	106	260	183	480	296	720	427
40	107	280	193	500	306	740	437
60	108	300	203	520	317	760	448
80	111	320	213	540	327	780	459
100	116	340	223	560	338	800	470
120	122	360	233	580	345	820	482
140	129	380	243	600	360	840	493
160	137	400	254	620	371	860	505
180	146	420	264	640	382	880	516
200	155	440	275	660	393	900	528
220	164			680	404	920	539

Продолжение таблицы

θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_0),$ кДж · кг ⁻¹
940	551	1180	693	1400	830	1640	985
960	562	1184,15	696	1420	843	1660	999
980	574	1200	706	1440	855	1665,15	1002
1000	586	1220	718	1460	868	1680	1012
1020	597	1240	730	1480	881	1700	1025
1040	609	1260	742	1500	894	1720	1039
1060	621	1280	755	1520	907	1740	1052
1080	633	1300	767	1540	920	1760	1065
1100	645	1320	778	1560	933	1780	1079
1120	657	1340	792	1580	946	1800	1093
1140	669	1360	805	1600	959	1809,15	1099
1160	682	1380	817	1620	972		

Температурная зависимость энтальпии стали 12Х18Н10Т [29]

θ, K	$(H_{\theta} - H_{298,15}),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298,15}),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298,15}),$ кДж · кг ⁻¹
400	51,6	740	233,3	1080	437,8
420	61,48	760	244,8	1100	450,3
440	71,47	780	256,3	1120	462,8
460	81,57	800	268,0	1140	475,5
480	91,78	820	279,7	1160	488,1
500	102,10	840	291,5	1180	500,8
520	112,50	860	303,3	1200	513,6
540	123,0	880	315,3	1220	526,3
560	133,6	900	327,2	1240	539,1
580	144,3	920	339,3	1260	551,9
600	155,1	940	351,4	1280	564,8
620	166,0	960	363,6	1300	577,6
640	177,0	980	375,8	1320	590,5
660	188,1	1000	388,1	1340	603,5
680	199,3	1020	400,4	1360	616,4
700	210,5	1040	412,8	1380	629,4
720	221,8	1060	425,3		

Изменение энтальпии сплавов на основе железа при переходе из аморфного состояния [236]

Сплав	θ, K	$\Delta H, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
2605 (80 % железа, 20 % бора)	697	$131,63 \pm 2,68$

Продолжение таблицы

Сплав	θ, K	$\Delta H, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
2826 (40 % железа, 40 % никеля, 14 % фосфора, 6 % бора)	677	83,99
2826 ^a (32 % железа, 36 % никеля, 14 % хрома, 12 % фосфора, 6 % бора)	680	73,84

Кобальт

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1763	258	[145]
1765	263	[138]

Температурная зависимость энтальпии [145]

θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}), \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$
400	45,4	900	311	1400	667
500	92,3	1000	373	1500	744
600	143	1100	439	1600	812
700	196	1200	510	1700	880
800	252	1300	586	1763	920

Никель

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1725	300	[145]
1765	301,7	[138]

Температурная зависимость энтальпии [145]

θ, K	$\Delta (H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹
400	47,4	900	317	1400	602
500	98,3	1000	371	1500	664
600	155	1100	427	1600	728
700	212	1200	483	1700	792
800	263	1300	542	1725	808

Рутений

Изменение энтальпии при полиморфном превращении

θ, K	$\Delta H, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
1308	1,41	[18]
1473	~0	[18]
1773	9,53	[18]

$\Delta H_{\text{пл}} = 252,3 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$ при 2700 К [18]

Родий

$\Delta H_{\text{пл}} = 211,8 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$ при 2240 К [18]

Палладий

$\Delta H_{\text{пл}} = 161,9 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$ при 1828 К [18]

Осмий

$\Delta H_{\text{пл}} = 140,9 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$ при 2970 К [18]

Иридий

Изменение энтальпии при плавлении [145]

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
2727	251,2	[160]
2727	143,6	[18]

Платина

Изменение энтальпии при плавлении

θ, K	$\Delta H_{\text{пл}}, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}$	Источник
2042,5	112	[160, 18]
2046,1	101	[138]

Температурная зависимость энтальпии [145]

θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹	θ, K	$(H_{\theta} - H_{298}),$ кДж · кг ⁻¹
400	13,8	1000	99,9	1600	196
500	27,5	1100	115	1700	213
600	41,2	1200	131	1800	230
700	55,3	1300	147	1900	248
800	69,9	1400	163	2000	265
900	84,7	1500	180		

8.2. Теплоемкость металлов и сплавов

I группа периодической системы элементов

Литий

Температурная зависимость теплоемкости

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
99,9 % [142, 160]			
86	2,269	400	3,919
293,15	3,545	453,7	4,148
98,5 % [120]			
20	0,0820	160	0,601
25	0,0837	170	0,607
30	0,104	180	0,610
40	0,312	190	0,612
50	0,146	200	0,615
60	0,333	210	0,621
70	0,480	220	0,628
80	0,501	230	0,631
90	0,522	240	0,634
100	0,544	250	0,636
110	0,555	260	0,637
120	0,565	273	0,640
130	0,575	280	0,641
140	0,585	293	0,643
150	0,594	300	0,644

Натрий

Температурная зависимость теплоемкости [142, 160]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
220	1,180	298,15	1,227
240	1,190	300	1,230
260	1,200	340	1,290
280	1,210	370,97	1,358
293,15	1,221		

Сплав натрия с 44 % калия $c_p = 1,17 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 292 К [160]**Калий**

Температурная зависимость теплоемкости [120, 142, 160]

$\theta, \text{ К}$	c_{p_i} кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	c_{p_i} кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	c_{p_i} кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
220	0,690	260	0,720	298,15	0,766
230	0,695	273	0,730	336,4	0,846
240	0,700	280	0,735		
250	0,710	293,15	0,760		

Сплав калия с 22 % натрия $c_p = 0,997 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 260 К [160]**Рубидий**

Температурная зависимость теплоемкости [142]

$\theta, \text{ К}$	c_{p_i} кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
200	0,321
298,15	0,363
312,47	0,379

Цезий

Температурная зависимость теплоемкости [142]

$\theta, \text{ К}$	c_{p_i} кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
200	0,209
298,15	0,242
301,59	0,245

Франций $c_p = 0,141 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 273 К [163]**Медь**

Температурная зависимость теплоемкости

$\theta, \text{ К}$	c_{p_i} кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	c_{p_i} кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	$\theta, \text{ К}$	c_{p_i} кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
99,99 % [120, 160, 233]					
1	0,000014	40	0,068	200	0,356
2	0,000030	50	0,099	250	0,376
3	0,000131	60	0,130	300	0,386
5	0,000161	70	0,161	373	0,399
8	0,00047	80	0,193	573	0,422
10	0,00086	90	0,226	873	0,456
20	0,007	100	0,254	1173	0,482
30	0,037	150	0,323	1300	0,502

Продолжение таблицы

θ, К	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹		θ, К	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹		θ, К	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	
	1	2		1	2		1	2

99,9 % [120]

1	0,0000201	20	0,00669	150	0,310
2	0,0000297	30	0,037	200	0,357
3	0,0000568	40	0,068	250	0,372
5	0,00016	50	0,099	293	0,385
10	0,00122	100	0,260		

99,7 % [120]

4	0,0000418	70	0,167	250	0,345
20	0,0075	80	0,178	273	0,363
30	0,0375	90	0,188	293	0,384
40	0,0690	100	0,197	300	0,385
50	0,0995	150	0,243		
60	0,135	200	0,297		

Сплавы меди

Температурная зависимость теплоемкости сплава меди с 1,8 % бериллия [233]

θ, К	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹		θ, К	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹		θ, К	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	
	1	2		1	2		1	2
300	0,460	0,460	500	0,247	0,502	700	0,477	0,569
350	0,464	0,464	550	0,268	0,531	750	0,599	0,669
400	0,490	0,469	600	0,444	0,573			
450	0,452	0,485	650	0,477	0,586			

Примечание. 1 — закаленное состояние, 2 — состаренное при 1290 К состояние.

Температурная зависимость теплоемкости сплава меди с цинком [233]

θ, К	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹				θ, К	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹			
	Концентрация цинка, %					Концентрация цинка, %			
	10	20	25	30—35		10	20	25	30—35
350	0,414	0,422	0,431	0,439	750	0,448	0,473	0,494	0,525
450	0,431	0,448	0,464	0,477	850	0,452	—	—	—
550	0,442	0,464	0,481	0,500	950	0,460	—	—	—
650	0,446	0,469	0,490	0,515					

Температурная зависимость теплоемкости сплава меди с алюминием [233]

θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$		θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	
	Концентрация алюминия, %			Концентрация алюминия, %	
	3	8		3	8
350	0,418	0,448	750	0,439	0,536
450	0,423	0,448	850	0,446	0,544
550	0,429	0,523	950	0,452	0,552
650	0,435	0,527			

Температурная зависимость теплоемкости сплава меди с марганцем [233]

θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$				θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$			
	Концентрация марганца, %					Концентрация марганца, %			
	10	12	28	43		10	12	28	43
400	0,431	0,444	0,476	0,477	700	0,477	0,477	0,565	0,523
500	0,452	0,468	0,540	0,510	800	—	0,473	0,473	0,473
600	0,464	0,536	0,556	0,615	900	—	—	—	0,444

Температурная зависимость теплоемкости сплавов меди с никелем (25—50 %) [233]

θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
273	0,410	400	0,427	600	0,456
300	0,414	500	0,444	700	0,469

Температурная зависимость теплоемкости сплава меди с 39—41 % никеля, 0,1—1 % марганца, до 1 % кобальта (константан) [120]

θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
70	0,153	110	0,258	150	0,333
80	0,184	120	0,279	160	0,341
90	0,213	130	0,294	170	0,349
100	0,238	140	0,310		

Температурная зависимость теплоемкости сплава меди с 2,5 — 3,5 % никеля, 11 — 13 % марганца, до 1 % кобальта (манганин) [120]

θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
2	0,00015	4	0,00038
3	0,00026	5	0,00050

Температурная зависимость теплоемкости сплава меди с 48,17 % цинка и 0,03 % свинца [233]

θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
300	0,389	600	0,515	750	0,561
400	0,397	700	0,699	800	0,490
500	0,431	730	1,025	900	0,494

Температурная зависимость теплоемкости сплава меди с 40,15 % цинка и 0,15 % железа (латунь Л62) [120]

θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
60	0,180	100	0,289	273	0,391
70	0,218	150	0,353	300	0,391
80	0,246	200	0,381		
90	0,269	250	0,391		

Температурная зависимость теплоемкости сплава меди с 0,4 — 1,0 % хрома и 0,01 % цинка (бронза БрХ0,8) [120]

θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
80	0,196	160	0,292	273	0,427
90	0,207	180	0,315	280	0,436
100	0,220	200	0,339	293	0,451
110	0,231	220	0,364	300	0,460
120	0,243	240	0,388		
140	0,268	260	0,412		

Температурная зависимость теплоемкости сплава меди с 40 % цинка, 1,23 % железа и 0,76 % марганца (латунь ЛЖМц 59-1-1) [120]

θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
10	0,0040	70	0,205	250	0,385
20	0,0201	80	0,234	273	0,385
30	0,0418	90	0,259	293	0,385
40	0,0795	100	0,280	300	0,385
50	0,125	150	0,343		
60	0,167	200	0,372		

Температурная зависимость теплоемкости сплава меди с 10,5 % кремния, 0,5 % железа и магния, 0,05 % марганца [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
3	0,000053	15	0,0029
5	0,000148	20	0,0073
7	0,000334	30	0,0266
10	0,000874		

Серебро

Температурная зависимость теплоемкости серебра (99,99 %) [160, 233]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
1	0,0000072	20	0,0155	250	0,232
2	0,0000239	30	0,0442	300	0,236
3	0,0000595	40	0,078	400	0,238
4	0,000124	50	0,108	500	0,244
5	0,000225	60	0,133	600	0,249
6	0,000390	70	0,151	700	0,252
7	0,000605	80	0,166	800	0,259
8	0,000910	90	0,177	900	0,264
9	0,00135	100	0,187	950	0,267
10	0,00180	150	0,212		
15	0,00640	200	0,225		

Температурная зависимость теплоемкости серебра (98 %) [160]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
3	0,0000616	15	0,00640
5	0,000230	20	0,0158
7	0,000597	30	0,0456
10	0,00175		

Сплав серебра

Температурная зависимость теплоемкости сплава серебра с 49,5 % цинка [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
530	0,360
870	0,434

Золото

Температурная зависимость теплоемкости золота (99,99 %) [104, 120]

θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
1	0,000006	8	0,00120	100	0,108
2	0,000025	9	0,00170	150	0,119
3	0,000070	10	0,00220	200	0,123
4	0,000160	20	0,0159	250	0,127
5	0,000290	30	0,0371	293	0,129
6	0,000500	40	0,0572	300	0,129
7	0,000740	50	0,0726	773	0,142

Температурная зависимость теплоемкости золота (97,8 %) [120]

θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
3	0,000068	7	0,000712	20	0,0153
5	0,000272	10	0,00206	30	0,0352

Сплав золота

Температурная зависимость теплоемкости сплава золота с 21,76 % никеля [233]

θ, K	c_P , кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	c_P , кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
25	0,021	200	0,192
50	0,071	300	0,201
100	0,188		

II группа периодической системы элементов

Бериллий

Температурная зависимость теплоемкости бериллия

θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
99,9 % [120, 142]					
100	1,50	220	1,72	700	2,72
110	1,52	230	1,73	800	2,82
120	1,54	240	1,74	900	2,93
130	1,56	250	1,75	1000	3,04
140	1,58	260	1,77	1100	3,17
150	1,60	273	1,78	1200	3,28
160	1,62	280	1,80	1300	3,39
170	1,64	293	1,86	1400	3,50
180	1,66	300	1,90	1500	3,60
190	1,68	400	2,21	1560	3,63
200	1,70	500	2,45		
210	1,71	600	2,60		

Продолжение таблицы

θ, K	$c_{p'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{p'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{p'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
99,5 % [120]					
1	0,000025	30	0,00450	100	0,199
2	0,000051	40	0,00996	150	0,624
3	0,000079	50	0,0192	200	1,11
4	0,000109	60	0,0341	250	1,56
5	0,000144	70	0,0562	293	1,91
10	0,000389	80	0,0906	300	1,97
20	0,00161	90	0,139		
98,5 % [120]					
20	0,0820	70	0,480	200	0,615
30	0,104	80	0,501	250	0,636
40	0,312	90	0,522	293	0,643
50	0,146	100	0,544	300	0,644
60	0,333	150	0,594		

Сплавы бериллия

Сплав бериллия с 24 % алюминия: $c_p = 1,69$ кДж · кг⁻¹ · К⁻¹ при 300 К [120]; с 33 % алюминия: $c_p = 1,67$ кДж · кг⁻¹ · К⁻¹ при 300 К [120].

Магний

Температурная зависимость теплоемкости магния

θ, K	$c_{p'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{p'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{p'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
99,97 % [120, 142]					
50	0,418	150	0,837	600	1,16
60	0,464	200	0,932	700	1,21
70	0,509	250	0,982	800	1,25
80	0,565	300	1,02	900	1,29
90	0,601	400	1,08	923	1,30
100	0,649	500	1,12		
99,9 % [120]					
1	0,000055	10	0,00190	100	0,646
2	0,000117	20	0,0150	150	0,837
3	0,000190	30	0,0590	200	0,932
4	0,000290	40	0,138	250	0,982
5	0,000440	50	0,235	293	0,01
7	0,000850	70	0,430	300	1,02

6 Сплавы магния

Теплоемкость литейных магниевых сплавов при 298 К [120]

Сплав	Химический состав, %, остальное — магний											Ср. кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
	Алюминий	Кальций	Медь	Железо	Лантан	Марганец	Никель	Кремний	Торий	Цинк	Цирконий	
Мл2	≤0,1	—	≤0,1	≤0,08	—	1—2	≤0,01	≤0,1	—	0,05	—	1,05
Мл3	2,5—3,5	—	≤0,1	≤0,08	—	0,15—0,5	≤0,01	≤0,25	—	0,5—1,5	—	1,05
Мл4	5—7	—	≤0,1	≤0,08	—	0,15—0,5	≤0,01	≤0,25	—	2—3	—	1,05
Мл5	7,5—9	—	≤0,1	≤0,08	—	0,15—0,5	≤0,01	≤0,25	—	0,2—0,8	—	1,05
Мл6	9—10,2	—	≤0,1	≤0,08	—	0,1—0,5	≤0,01	≤0,25	—	0,6—1,2	—	1,05
Мл7-1	5—6,5	0,2—0,5	≤0,1	≤0,08	—	0,3—0,6	≤0,01	≤0,25	—	0,3—0,7	—	1,05
Мл11	≤0,03	—	≤0,03	≤0,03	—	—	≤0,01	≤0,03	—	0,2—0,7	0,4—0,8	1,05
Мл12	≤0,03	—	≤0,03	≤0,01	—	—	≤0,01	≤0,03	—	4—5	0,6—1,1	1,05
Мл14	1,7—2,3	—	≤0,03	≤0,01	—	—	≤0,005	≤0,02	2,6—3,8	—	0,5—1,0	1,05
Мл15	≤0,03	—	≤0,03	≤0,01	0,6—1,2	—	≤0,01	≤0,03	—	4—5	0,7—1,0	1,05
ВМл1	—	—	≤0,03	≤0,01	—	—	≤0,005	≤0,02	2,5—4	—	0,5—1	1,05

Температурная зависимость теплоемкости сплава магния с 5,78 % цинка, 0,74 % циркония, 0,05 % марганца, 0,03 % алюминия [233]

θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
430	1,063	700	1,305
500	1,117	790	1,397
600	1,205		

Температурная зависимость теплоемкости сплава магния с 2,98 % редкоземельных элементов, 1,4 % марганца, 0,05 % циркония, 0,03 % алюминия [233]

θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
470	1,075	600	1,200	800	1,410
500	1,105	700	1,301	870	1,498

Температурная зависимость теплоемкости сплава магния с 3 % алюминия, 1 % циркония, 0,4 % марганца [233]

θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
70	0,682	400	1,067	800	1,314
100	0,728	500	1,138	850	1,339
200	0,879	600	1,203		
300	0,983	700	1,261		

Температурная зависимость теплоемкости сплава магния с 2 % тория и 0,5 % марганца [233]

θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$, кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
470	1,100	600	1,201	800	1,372
500	1,117	700	1,289	880	1,456

Температурная зависимость теплоемкости деформируемого сплава магния МА2-1 (3,8 — 5,0 % алюминия, 0,4 — 0,8 % марганца, 0,8 — 1,5 % цинка) [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
80	0,561
293	1,25

Кальций

Температурная зависимость теплоемкости [142]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
200	0,613	600	0,758
298,15	0,647	700	0,809
400	0,670	800	0,844
500	0,711	1000	0,991

Температурная зависимость теплоемкости при низких температурах [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
1	0,000081	10	0,0238	100	0,980
2	0,000289	20	0,155	150	1,08
3	0,000760	30	0,364	200	1,14
4	0,00160	40	0,544	250	1,19
5	0,00298	50	0,695	293	1,23
7	0,00860	70	0,860	300	1,24

Стронций

Температурная зависимость теплоемкости [142]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
200	0,268	500	0,327	900	0,425
298,15	0,306	600	0,343	1000	0,441
400	0,314	700	0,360	1041	0,448

Барий

Температурная зависимость теплоемкости [142]

θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
200	0,192	400	0,259	800	0,318
298,15	0,205	600	0,300	1000	0,329

Цинк

Температурная зависимость теплоемкости цинка (99,995 %) [120]

θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
1	0,000011	20	0,026	140	0,337
2	0,000028	30	0,076	160	0,350
3	0,000058	40	0,125	180	0,360
4	0,00011	50	0,171	200	0,367
5	0,00020	60	0,208	220	0,373
6	0,00029	70	0,236	240	0,378
7	0,00060	80	0,258	260	0,382
8	0,00096	90	0,277	280	0,386
9	0,0010	100	0,293	293	0,388
10	0,0025	120	0,319	300	0,390

Цинк Ц1 (99,94 %), горячекатанный: $c_P = 0,377$ кДж · кг⁻¹ · К⁻¹
при 300 К [120]

Кадмий

Температурная зависимость теплоемкости [120, 160]

θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹	θ, K	$c_{P'}$ кДж · кг ⁻¹ · К ⁻¹
1	0,000008	30	0,0860	180	0,219
2	0,000033	40	0,117	200	0,222
3	0,000090	50	0,141	220	0,224
4	0,000210	60	0,159	240	0,226
5	0,000750	70	0,172	260	0,228
6	0,00130	80	0,182	280	0,229
7	0,00280	90	0,190	293	0,229
8	0,00430	100	0,196	300	0,230
9	0,00590	120	0,205	373	0,239
10	0,00800	140	0,211	473	0,243
20	0,0460	160	0,215		

Ртуть

Температурная зависимость теплоемкости [160]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
100	0,141
200	0,139

III группа периодической системы элементов**Алюминий**

Температурная зависимость теплоемкости алюминия

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
--------------------	--	--------------------	--	--------------------	--

99,994 % [120, 142]

2	0,00011	90	0,431	240	0,848
4	0,00030	100	0,481	250	0,858
6	0,00050	110	0,523	260	0,869
8	0,00090	120	0,565	273	0,881
10	0,0014	130	0,603	280	0,887
15	0,0046	140	0,640	293,15	0,901
20	0,0089	150	0,675	298,15	0,904
25	0,038	160	0,713	400	0,951
30	0,067	170	0,750	500	0,992
40	0,130	180	0,762	600	1,037
50	0,142	190	0,779	700	1,090
60	0,256	200	0,797	800	1,154
70	0,318	210	0,810	900	1,228
80	0,376	220	0,824	933,61	1,256

АД1 (99,5 %) [120]

20	0,00502	110	0,520	200	0,775
30	0,0301	120	0,560	210	0,790
40	0,0800	130	0,608	220	0,812
50	0,138	140	0,632	230	0,819
60	0,205	150	0,670	240	0,828
70	0,280	160	0,700	250	0,844
80	0,348	170	0,720	260	0,868
90	0,418	180	0,740	280	0,885
100	0,473	190	0,762	293	0,895

Сплавы алюминия

Температурная зависимость теплоемкости сплава алюминия с 40 % серебра [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
370	0,649	460	0,711	530	0,523
410	0,627	470	0,753	560	0,732
420	0,657	500	0,510	620	0,795
450	0,941	520	0,209	670	0,837

Температурная зависимость теплоемкости сплава алюминия с 4,5 % меди, 1,5 % магния и 0,6 % марганца [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
70	0,481	300	0,866	600	1,038
100	0,536	400	0,946	700	1,163
200	0,732	500	0,979	780	1,289

Температурная зависимость теплоемкости сплава алюминия с 5,5 % цинка, 2,5 % магния, 1,5 % меди, 0,3 % хрома, 0,2 % марганца [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
70	0,661	370	0,782	670	0,711
170	0,787	470	0,761	740	0,736
270	0,816	570	0,724		

Температурная зависимость теплоемкости сплава алюминия АМц (1,67% цинка, 1,38 % марганца, 0,34 % железа, 0,20 % магния) [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
10	0,005	80	0,371	200	0,788
20	0,019	90	0,436	220	0,818
30	0,042	100	0,490	240	0,840
40	0,079	120	0,580	260	0,856
50	0,140	140	0,644	280	0,870
60	0,211	160	0,703	300	0,879
70	0,295	180	0,752		

Температурная зависимость теплоемкости сплава алюминия АМг5 (5,7 % магния, 0,58 % марганца, 0,49 % кремния, 0,34 % железа) [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
10	0,00498	80	0,375	200	0,820
20	0,0190	90	0,442	220	0,852
30	0,040	100	0,501	240	0,882
40	0,086	120	0,595	260	0,907
50	0,149	140	0,674	280	0,932
60	0,221	160	0,732	293	0,950
70	0,301	180	0,780		

Температурная зависимость теплоемкости сплава алюминия АМг6 (6,2 % магния, 0,6 % марганца, 0,29 % железа, 0,22 % кремния) [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
20	0,00695	80	0,368	180	0,750
30	0,0314	90	0,435	200	0,790
40	0,0840	100	0,505	220	0,815
50	0,139	120	0,590	240	0,838
60	0,210	140	0,660	260	0,868
70	0,293	160	0,718		

Температурная зависимость теплоемкости сплава алюминия АМг3 (3 % магния, 0,2 % хрома, 0,1 % марганца) [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
20	0,0089	100	0,486	180	0,753
30	0,033	110	0,531	190	0,775
40	0,083	120	0,576	200	0,795
50	0,134	130	0,623	210	0,815
60	0,210	140	0,649	220	0,837
70	0,290	150	0,675	230	0,849
80	0,360	160	0,702	240	0,863
90	0,417	170	0,727	260	0,890

Температурная зависимость теплоемкости сплава алюминия Д16 (4,5 % меди, 1,5 % магния, по 0,1 % железа, марганца, кремния и ванадия) [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
20	0,00555	100	0,450	180	0,740
30	0,0314	110	0,500	190	0,767

Продолжение таблицы

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
40	0,0800	120	0,550	200	0,785
50	0,140	130	0,600	210	0,806
60	0,210	140	0,630	220	0,826
70	0,280	150	0,660	230	0,840
80	0,347	160	0,702	240	0,850
90	0,409	170	0,720	260	0,862

Галлий

Температурная зависимость теплоемкости [120, 160]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
220	0,330	250	0,338	280	0,344
230	0,333	260	0,340	293	0,345
240	0,336	273	0,342	300	0,346

Индий

Температурная зависимость теплоемкости [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
1	0,000029	40	0,141	180	0,223
2	0,000138	50	0,162	190	0,224
3	0,000410	60	0,176	200	0,225
4	0,000950	70	0,186	210	0,226
5	0,00227	80	0,193	220	0,227
6	0,00359	90	0,198	230	0,228
7	0,00602	100	0,203	240	0,229
8	0,00855	110	0,207	250	0,229
9	0,0120	120	0,211	260	0,229
10	0,0155	130	0,214	273	0,230
15	0,0365	140	0,217	293	0,232
20	0,0608	150	0,218	300	0,233
25	0,0857	160	0,220		
30	0,108	170	0,222		

Галлий

Температурная зависимость теплоемкости [120, 160]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
100	0,124	180	0,126	260	0,129
110	0,124	190	0,126	273	0,130

Продолжение таблицы

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
120	0,124	200	0,127	280	0,130
130	0,125	210	0,127	293	0,130
140	0,125	220	0,127	300	0,130
150	0,125	230	0,128	500 альфа	0,130
160	0,125	240	0,128	500 бета	0,142
170	0,126	250	0,129	550	0,145

Скандий

Температурная зависимость теплоемкости [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
1	0,000267	40	0,0954	180	0,504
2	0,000505	50	0,147	190	0,512
3	0,000747	60	0,198	200	0,520
4	0,00100	70	0,226	210	0,527
5	0,00130	80	0,289	220	0,533
6	0,00170	90	0,353	230	0,538
7	0,00210	100	0,364	240	0,544
8	0,00250	110	0,400	250	0,549
9	0,00290	120	0,417	260	0,553
10	0,00331	130	0,436	273	0,560
15	0,00700	140	0,455	293	0,568
20	0,0139	150	0,469	300	0,573
25	0,0259	160	0,482		
30	0,0477	170	0,493		

Иттрий

Температурная зависимость теплоемкости [120, 160]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
280	0,222
293	0,283

Лантаноиды. Лантан

Температурная зависимость теплоемкости [160, 233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
10	0,0033	100	0,169	200	0,189
50	0,159	150	0,180	293	0,200

Церий

Температурная зависимость теплоемкости [120, 233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
20	0,047	300	0,192	750	0,240
30	0,088	350	0,195	800	0,247
40	0,124	400	0,201	850	0,254
50	0,146	450	0,206	900	0,259
100	0,194	500	0,211	950	0,265
150	0,213	550	0,216	1000	0,270
180	0,216	600	0,221	1050	0,270
200	0,209	650	0,227	1070	0,270
250	0,192	700	0,234		

Празеодим

Температурная зависимость теплоемкости [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
10	0,019	250	0,197	700	0,234
15	0,060	300	0,198	750	0,243
20	0,094	350	0,201	800	0,251
30	0,151	400	0,203	850	0,259
40	0,174	450	0,206	900	0,271
50	0,179	500	0,210	950	0,280
100	0,188	550	0,215	1000	0,292
150	0,192	600	0,220	1050	0,303
200	0,194	650	0,226	1100	0,314

Неодим

Температурная зависимость теплоемкости [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
5	0,004	300	0,206	750	0,245
10	0,038	350	0,208	800	0,254
20	0,073	400	0,210	850	0,263
40	0,127	450	0,213	900	0,272
60	0,163	500	0,216	950	0,282
100	0,186	550	0,220	1000	0,292
150	0,197	600	0,224	1050	0,303
200	0,201	650	0,230	1100	0,313
250	0,204	700	0,238	1150	0,324

Самарий

Температурная зависимость теплоемкости [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
270	0,175	770	0,287	1190	0,318
370	0,218	870	0,295	1200	0,312
470	0,244	970	0,303	1370	0,312
570	0,262	1070	0,310		
670	0,276	1130	0,314		

Европий

Изменение теплоемкости при температурах, близких к комнатной

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	Источник
273	0,170	[163]
280	0,178	[120]
293	0,165	[160]

Гадолиний

Температурная зависимость теплоемкости [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
15	0,013	150	0,209	300	0,251
30	0,046	200	0,230	350	0,199
50	0,121	250	0,268	400	0,192
100	0,184	280	0,372		

Тербий

Температурная зависимость теплоемкости [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
15	0,018	50	0,138	230	0,477
20	0,028	100	0,201	250	0,201
30	0,067	150	0,234	300	0,182
40	0,108	200	0,296	350	0,180

Диспрозий

Температурная зависимость теплоемкости [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
15	0,015	80	0,218	200	0,180
20	0,036	95	0,205	250	0,174
30	0,075	100	0,215	300	0,175
40	0,115	150	0,272		
50	0,142	180	0,354		

Гольмий

Температурная зависимость теплоемкости [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
15	0,042	135	0,301	250	0,204
30	0,092	140	0,180	300	0,207
50	0,130	150	0,163		
100	0,230	200	0,201		

Эрбий

Температурная зависимость теплоемкости [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
25	0,0922	130	0,148	230	0,160
30	0,117	140	0,149	240	0,161
40	0,142	150	0,151	250	0,161
50	0,167	160	0,153	260	0,162
60	0,176	170	0,155	273	0,163
70	0,185	180	0,157	280	0,165
80	0,187	190	0,158	293	0,167
90	0,190	200	0,159	300	0,168
100	0,192	210	0,159		
120	0,146	220	0,160		

Тулий

$c_p = 0,160 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ в диапазоне 280—293 К [120, 160]

Иттербий

$c_p = 0,145 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ при 293 К [160]

Лютеций

$c_p = 0,154 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ при 293 К [120, 160]

Актиноиды. Торий

Температурная зависимость теплоемкости [160, 233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
15	0,017	250	0,116	700	0,238
30	0,043	300	0,118	900	0,300
40	0,061	350	0,130	1100	0,361
50	0,078	400	0,150	1300	0,424
100	0,100	450	0,162	1500	0,484
150	0,109	500	0,176	1700	0,545
200	0,112	600	0,207	1900	0,608

Уран

Температурная зависимость теплоемкости урана (99,7%) [120, 160]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
20	0,125	350	0,137	940	0,190
100	0,126	400	0,140	1030	0,202
200	0,130	450	0,142	1050	0,205
220	0,131	500	0,145	1100	0,213
250	0,132	600	0,153	1200	0,232
273	0,133	700	0,162	1300	0,250
293	0,133	800	0,173		
300	0,134	900	0,185		

Сплавы урана

Теплоемкость сплавов урана с алюминием при 300 K [120, 160]

Концентрация алюминия, %	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	Концентрация алюминия, %	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
5	0,171	50	0,565
10	0,218	70	0,735
20	0,305	80	0,825
30	0,385	90	0,912

Теплоемкость сплавов урана с цирконием при 300 K [120, 160]

Концентрация циркония, %	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	Концентрация циркония, %	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
5	0,113	30	0,159
10	0,121	50	0,193
20	0,142	70	0,226

Теплоемкость сплавов урана с хромом при 300 К [120, 160]

Концентрация хрома, %	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	Концентрация хрома, %	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
5	0,126	30	0,209
10	0,142	50	0,276
20	0,176	70	0,343

Температурная зависимость теплоемкости сплава урана с 5,6 % хрома [233]

θ , К	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
270	0,128	670	0,181
370	0,140	770	0,194
470	0,154	870	0,207
570	0,167	900	0,209

Теплоемкость сплавов урана с молибденом при 300 К [120, 160]

Концентрация молибдена, %	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	Концентрация молибдена, %	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
5	0,118	50	0,120
10	0,118	60	0,120
20	0,119	70	0,121
30	0,119	80	0,121
40	0,119	90	0,121

Температурная зависимость теплоемкости сплавов урана с 7—22 % молибдена [233]

θ , К	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
500	0,167	850	0,301	1000	0,176
600	0,167	880	0,732	1100	0,197
700	0,167	900	0,577		
800	0,184	950	0,198		

Теплоемкость сплавов урана с железом при 300 К [120, 160]

Концентрация железа, %	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	Концентрация железа, %	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
5	0,127	30	0,210
10	0,147	50	0,280
20	0,179	70	0,348

Плутоний

Температурная зависимость теплоемкости [160]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
300	0,134	450	0,815	700	1,970
350	0,350	500	1,050	800	2,430
400	0,586	600	1,500	900	2,900

IV группа периодической системы элементов

Титан

Температурная зависимость теплоемкости титана

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
--------------------	--	--------------------	--	--------------------	--

99,9 % [120]

1	0,0000710	50	0,0992	190	0,455
2	0,000146	60	0,147	200	0,465
3	0,000226	70	0,189	210	0,472
4	0,000317	80	0,230	220	0,480
5	0,000420	90	0,267	230	0,486
6	0,000540	100	0,300	240	0,493
7	0,000690	110	0,326	250	0,498
8	0,000840	120	0,352	260	0,504
9	0,000980	130	0,370	273	0,509
10	0,00126	140	0,391	280	0,514
15	0,00330	150	0,406	293	0,518
20	0,00700	160	0,422	300	0,522
30	0,0245	170	0,434		
40	0,0571	180	0,446		

Монокристаллический титан (99,85 %) [120]

10	0,00122	70	0,191	250	0,501
20	0,00708	80	0,232	273	0,515
30	0,0266	100	0,304	293	0,525
40	0,0568	120	0,358	300	0,529
50	0,0998	150	0,413		
60	0,146	200	0,465		

Температурная зависимость теплоемкости титана технической чистоты [120, 160, 233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
100	0,543	260	0,559	923	0,612
110	0,545	273	0,560	973	0,615
120	0,547	280	0,561	1023	0,617
130	0,548	293	0,562	1073	0,620
140	0,548	300	0,563	1123	0,622
150	0,549	373	0,569	1173	0,624
160	0,550	423	0,573	1223	0,627
170	0,550	473	0,578	1273	0,628
180	0,551	523	0,582	1323	0,631
190	0,552	573	0,586	1373	0,632
200	0,553	623	0,590	1423	0,634
210	0,554	673	0,594	1473	0,636
220	0,555	723	0,598	1600	0,702
230	0,557	773	0,602	1700	0,753
240	0,557	823	0,606	1800	0,820
250	0,558	873	0,609	1900	0,912

Сплавы титана

Температурная зависимость теплоемкости сплава титана с 2,71 % хрома и 1,4 % железа [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
300	0,543	580	0,598	920	0,803
420	0,554	730	0,682	1040	0,900

Температурная зависимость теплоемкости сплавов титана с кислородом [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ Концентрация кислорода, %		θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ Концентрация кислорода, %		θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ Концентрация кислорода, %	
	2	10		2	10		2	10
50	0,063	0,117	600	0,649	0,611	1100	0,808	0,731
100	0,222	0,293	700	0,711	0,636	1200	0,837	0,753
200	0,460	0,472	800	1,151	0,669	1300	0,862	0,838
300	0,544	0,523	850	0,766	0,678	1350	0,874	1,163
400	0,565	0,556	900	0,774	0,688	1400	0,891	1,046
500	0,619	0,586	1000	0,787	0,703	1450	0,941	0,933

Температурная зависимость теплоемкости технического титана ВТ1 (не-легированного) [27, 120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
15	0,0342	120	0,352	240	0,499
20	0,0712	130	0,374	250	0,504
25	0,0130	140	0,393	260	0,508
30	0,0246	150	0,410	273	0,512
40	0,0540	160	0,425	280	0,514
50	0,0930	170	0,438	293	0,518
60	0,146	180	0,450	300	0,520
70	0,193	190	0,461	473	0,548
80	0,233	200	0,470	573	0,565
90	0,265	210	0,479	673	0,586
100	0,295	220	0,483	773	0,632
110	0,326	230	0,493	873	0,669

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава ВТ5 (5 % алюминия) [27]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
373	0,548	573	0,632	773	0,711
473	0,586	673	0,669	873	0,757

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава ВТ5-1 (5% алюминия, 2,5% олова) [27, 120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
10	0,003	120	0,370	250	0,548
15	0,006	130	0,394	260	0,556
20	0,010	140	0,416	273	0,562
25	0,015	150	0,435	280	0,566
30	0,030	160	0,453	293	0,573
40	0,061	170	0,466	300	0,576
50	0,104	180	0,481	673	0,586
60	0,150	190	0,493	773	0,631
70	0,200	200	0,504	873	0,669
80	0,244	210	0,516	973	0,711
90	0,282	220	0,525	1073	0,795
100	0,315	230	0,534		
110	0,344	240	0,542		

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава ОТ4-0 (0,8% алюминия, 0,8 % марганца)

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
373	0,544	673	0,669	973	0,841
473	0,586	773	0,711	1073	0,879
573	0,632	873	0,757	1173	0,920

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава ОТ4-1 (1,5% алюминия, 1,0 % марганца) [27]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
373	0,502	573	0,632	773	0,757
473	0,565	673	0,669	873	0,841

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава ОТ4 (3,5 % алюминия и 1,5 % марганца) [27]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
373	0,502	673	0,669
473	0,565	773	0,757
573	0,632		

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава ВТ4 (5% алюминия и 1,5 % марганца) [27]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
373	0,502	573	0,611
473	0,565	673	0,669

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава ОТ4-2
(6 % алюминия, 1,5 % марганца) [27]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
373	0,418	673	0,632	973	0,837
473	0,481	773	0,711	1073	0,879
573	0,548	873	0,757	1173	0,962

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава АТ2
(2 % циркония, 1 % молибдена) [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
10	0,0020	110	0,325	220	0,478
15	0,0031	120	0,350	230	0,484
20	0,0085	130	0,370	240	0,488
25	0,0126	140	0,390	250	0,492
30	0,0280	150	0,408	260	0,498
40	0,060	160	0,422	273	0,502
50	0,100	170	0,434	280	0,504
70	0,140	180	0,446	293	0,511
80	0,215	190	0,456	300	0,523
90	0,252	200	0,464		
100	0,290	210	0,472		

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава ВТ20
(6 % алюминия, 2 % циркония, 1 % молибдена, 1 % ванадия) [27]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
373	0,548	673	0,669	973	0,841
473	0,586	773	0,711	1073	0,883
573	0,632	873	0,757	1173	0,925

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава ВТ6С
(5 % алюминия, 4 % ванадия) [27]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
373	0,548	673	0,669	973	0,795
473	0,586	773	0,711	1073	0,883
573	0,632	873	0,757	1173	0,925

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава ВТ6
(6 % алюминия, 4 % ванадия) [27, 120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
20	0,0082	130	0,378	250	0,514
25	0,0163	140	0,399	260	0,520
30	0,0287	150	0,416	273	0,526
40	0,0584	160	0,433	280	0,530
50	0,0986	170	0,446	293	0,536
60	0,144	180	0,458	300	0,539
70	0,188	190	0,469	373	0,548
80	0,229	200	0,478	473	0,586
90	0,267	210	0,488	573	0,669
100	0,301	220	0,495	673	0,711
110	0,330	230	0,503	773	0,795
120	0,357	240	0,508	873	0,883

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава ВТ3-1
(6 % алюминия, 2,5 % молибдена, 2 % хрома, 0,3 % кремния,
0,5 % железа) [27]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
373	0,460	573	0,548	773	0,669
473	0,502	673	0,619	873	0,711

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава ВТ14
(4,5 % алюминия, 3 % молибдена, 1 % ванадия) [27, 120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
20	0,00787	130	0,372	250	0,504
25	0,0152	140	0,392	260	0,510
30	0,0260	150	0,408	273	0,518
40	0,0573	160	0,425	280	0,521
50	0,0984	170	0,437	293	0,526
60	0,143	180	0,449	300	0,529
70	0,186	190	0,459	473	0,548
80	0,226	200	0,469	573	0,586
90	0,264	210	0,476	673	0,632
100	0,297	220	0,484	773	0,669
110	0,324	230	0,491	873	0,711
120	0,352	240	0,498	973	0,837

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава ВТ16
(2,5 % алюминия, 5 % молибдена, 5 % ванадия) [27]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
373	0,481	673	0,586	973	0,795
473	0,502	773	0,669	1073	0,841
573	0,548	873	0,711	1173	0,883

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава BT22
(5 % алюминия, 5% молибдена, 5 % ванадия, 1 % железа, 1 % хрома) [27]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
373	0,544	673	0,669	973	0,837
473	0,586	773	0,711	1073	0,874
573	0,632	873	0,753	1173	0,920

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава BT23
(4,5 % алюминия, 2 % молибдена, 4,5 % ванадия, 0,6 % железа,
1 % хрома) [27]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
373	0,548	673	0,669	973	0,925
473	0,586	773	0,757	1073	0,971
573	0,632	873	0,816	1173	0,992

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава BT15
(3 % алюминия, 7 % молибдена, 11 % хрома) [27]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
373	0,502	673	0,632	973	0,757
473	0,548	773	0,669	1073	0,795
573	0,586	873	0,711	1173	0,841

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава
(6 % алюминия и 4 % ванадия) * [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
20	0,00841	110	0,330	210	0,487
25	0,0182	120	0,361	220	0,494
30	0,0271	130	0,380	230	0,500
40	0,0584	140	0,401	240	0,509
50	0,0995	150	0,416	250	0,516
60	0,147	160	0,434	260	0,522
70	0,187	170	0,446	273	0,526
80	0,229	180	0,458	280	0,529
90	0,266	190	0,469	293	0,534
100	0,301	200	0,480	300	0,539

* Сплав производится за рубежом.

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава
(4 % алюминия, 3 % молибдена и 1 % ванадия) * [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
20	0,00777	110	0,324	220	0,477
25	0,0173	120	0,351	230	0,491
30	0,0259	140	0,370	240	0,498
40	0,0575	150	0,392	250	0,503
50	0,0987	160	0,408	260	0,509
60	0,142	170	0,425	273	0,517
70	0,185	180	0,437	280	0,521
80	0,226	190	0,450	293	0,527
90	0,264	200	0,459	300	0,530
100	0,297	210	0,469		

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава
(2,5 % алюминия, 16 % ванадия) * [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
20	0,0135	110	0,333	210	0,483
25	0,0255	120	0,365	220	0,491
30	0,0372	130	0,384	230	0,497
40	0,0723	140	0,404	240	0,503
50	0,115	150	0,419	250	0,508
60	0,160	160	0,435	260	0,513
70	0,204	170	0,451	273	0,518
80	0,244	180	0,458	280	0,522
90	0,280	190	0,467	293	0,527
100	0,312	200	0,476	300	0,531

Температурная зависимость теплоемкости титанового сплава
(3 % алюминия, 11 % хрома и 13 % ванадия) * [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
20	0,0122	110	0,334	210	0,480
25	0,0231	120	0,362	220	0,487
30	0,0351	130	0,376	230	0,494
40	0,0698	140	0,400	240	0,501
50	0,112	150	0,416	250	0,506
60	0,157	160	0,432	260	0,511
70	0,200	170	0,443	273	0,515
80	0,241	180	0,455	280	0,519
90	0,277	190	0,465	293	0,524
100	0,309	200	0,476	300	0,528

* Сплав производится за рубежом.

Цирконий

Температурная зависимость теплоемкости [142, 160, 233]

$\theta, \text{ K}$	$c_p, \text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	$\theta, \text{ K}$	$c_p, \text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	$\theta, \text{ K}$	$c_p, \text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
15	0,012	293,15	0,274	800	0,344
25	0,029	298,15	0,276	900	0,356
50	0,125	400	0,295	1000	0,367
100	0,205	500	0,308	1100	0,378
123	0,229	600	0,321	1140	0,383
223	0,267	700	0,333		

Сплавы циркония

Температурная зависимость теплоемкости сплавов циркония с серебром [233]

$\theta, \text{ K}$	$c_p, \text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$		$\theta, \text{ K}$	$c_p, \text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$		$\theta, \text{ K}$	$c_p, \text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	
	Концентрация серебра, %			Концентрация серебра, %			Концентрация серебра, %	
	0,9	5,4		0,9	5,4		0,9	5,4
300	0,280	—	700	0,305	0,318	1090	0,381	0,418
400	0,287	0,294	800	0,318	0,328	1100	0,417	0,301
500	0,293	0,302	900	0,334	0,340	1200	0,301	0,301
600	0,297	0,310	1000	0,351	0,360			

Температурная зависимость теплоемкости сплава циркония с 7,8 % индия [233]

$\theta, \text{ K}$	$c_p, \text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	$\theta, \text{ K}$	$c_p, \text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	$\theta, \text{ K}$	$c_p, \text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
300	0,291	700	0,307	1100	0,341
400	0,292	800	0,314	1140	0,345
500	0,293	900	0,322	1160	0,404
600	0,300	1000	0,331		

Температурная зависимость теплоемкости сплава циркония с 34,4 % титана [233]

$\theta, \text{ K}$	$c_p, \text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	$\theta, \text{ K}$	$c_p, \text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	$\theta, \text{ K}$	$c_p, \text{ кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
470	0,385	800	0,669	980	0,460
570	0,410	840	0,502	1070	0,392
670	0,460	905	0,502	1170	0,383

Температурная зависимость теплоемкости сплава циркония с 17,5 % ниобия [233]

θ, K	$c_{p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$	θ, K	$c_{p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$	θ, K	$c_{p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$
370	0,293	700	0,297	1000	0,293
500	0,294	800	0,299	1100	0,293
600	0,295	900	0,310		

Гафний

Температурная зависимость теплоемкости [160]

θ, K	$c_{p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$	θ, K	$c_{p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$	θ, K	$c_{p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$
13	0,0008	50	0,091	110	0,129
20	0,0031	70	0,123	200	0,140
30	0,014	90	0,127	210	0,140
40	0,038	100	0,127	300	0,147

Олово белое

Температурная зависимость теплоемкости [120, 160]

θ, K	$c_{p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$	θ, K	$c_{p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$	θ, K	$c_{p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$
1	0,000017	50	0,130	190	0,213
2	0,000047	60	0,148	200	0,214
3	0,000109	70	0,162	210	0,215
4	0,000245	80	0,173	220	0,216
5	0,000540	90	0,182	230	0,217
6	0,00127	100	0,189	240	0,218
7	0,00270	110	0,194	250	0,219
8	0,00420	120	0,198	260	0,220
9	0,00600	130	0,201	273	0,220
10	0,00810	140	0,204	280	0,221
15	0,0226	150	0,206	293	0,221
20	0,0400	160	0,208	373	0,243
30	0,0760	170	0,210		
40	0,106	180	0,212		

Сплавы олова

Температурная зависимость теплоемкости сплава олова с 50 % свинца [120]

θ, K	$c_{p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$	θ, K	$c_{p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$	θ, K	$c_{p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$
20	0,0459	110	0,155	210	0,171
25	0,0613	120	0,158	220	0,172
30	0,0763	130	0,160	230	0,173
40	0,0995	140	0,162	240	0,174
50	0,116	150	0,163	250	0,174
60	0,128	160	0,165	260	0,175
70	0,137	170	0,166	273	0,176
80	0,143	180	0,168	280	0,177
90	0,148	190	0,169	293	0,178
100	0,152	200	0,170	300	0,179

Свинец

Температурная зависимость теплоемкости [120, 142]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
1	0,000026	50	0,103	200	0,125
2	0,00012	60	0,108	210	0,125
3	0,00033	70	0,112	220	0,126
4	0,00070	80	0,114	230	0,126
5	0,00150	90	0,116	240	0,127
6	0,00290	100	0,118	250	0,127
7	0,00480	110	0,119	260	0,128
8	0,00730	120	0,120	273	0,129
9	0,0105	130	0,120	280	0,129
10	0,0137	140	0,121	293	0,130
15	0,0335	150	0,122	300	0,130
20	0,0531	160	0,123	400	0,132
25	0,0681	170	0,123	500	0,137
30	0,0796	180	0,124	600	0,142
40	0,0944	190	0,124		

Сплав свинца

Температурная зависимость теплоемкости сплава свинца с 25 % олова и 1,7 % сурьмы [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
2	0,00006	6	0,00270	10	0,0117
3	0,00020	7	0,00440	20	0,0475
4	0,00055	8	0,00670		
5	0,00117	9	0,0095		

V группа периодической системы элементов**Ванадий**

Температурная зависимость теплоемкости [120, 160]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
100	0,480	220	0,501	673	0,563
110	0,482	230	0,501	773	0,590
120	0,484	240	0,502	873	0,607
130	0,486	250	0,502	973	0,620
140	0,488	260	0,502	1073	0,630
150	0,489	273	0,502	1173	0,650
160	0,491	280	0,502	1273	0,670
170	0,493	293	0,502	1373	0,700
180	0,495	300	0,502	1473	0,720
190	0,497	373	0,523	1573	0,755
200	0,499	473	0,540	1673	0,780
210	0,500	573	0,560	1773	0,816

Ниобий

Температурная зависимость теплоемкости [120, 160]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
1	0,00009	70	0,152	240	0,261
2	0,00018	80	0,173	250	0,262
3	0,00028	90	0,189	260	0,264
4	0,00040	100	0,202	273	0,265
5	0,00056	110	0,212	280	0,266
6	0,00057	120	0,221	293	0,267
7	0,00102	130	0,227	300	0,268
8	0,0014	140	0,234	400	0,270
9	0,0017	150	0,239	600	0,281
10	0,0022	160	0,243	800	0,293
15	0,0055	170	0,246	1000	0,304
20	0,0113	180	0,249	1200	0,316
25	0,0210	190	0,251	1500	0,333
30	0,0350	200	0,254	1800	0,350
40	0,0680	210	0,256	2100	0,368
50	0,0990	220	0,258	2400	0,385
60	0,127	230	0,259	2700	0,425

Тантал

Температурная зависимость теплоемкости [120, 160, 233]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
1	0,000032	80	0,0976	260	0,138
2	0,000068	90	0,105	273	0,138
3	0,000112	100	0,111	280	0,139
4	0,000171	110	0,115	293	0,139
5	0,000260	120	0,119	300	0,140
6	0,000333	130	0,122	400	0,141
7	0,000450	140	0,125	600	0,145
8	0,000648	150	0,126	800	0,148
9	0,000930	160	0,128	1000	0,152
10	0,00117	170	0,129	1200	0,156
15	0,00360	180	0,131	1500	0,163
20	0,00823	190	0,132	1800	0,169
25	0,0153	200	0,134	2100	0,178
30	0,0240	210	0,135	2400	0,188
40	0,0430	220	0,136	2700	0,200
50	0,0604	230	0,136	3000	0,217
60	0,0754	240	0,137		
70	0,0879	250	0,137		

Сурьма $c_p = 0,189 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ в диапазоне 273—903,5 К [163]**Висмут** $c_p = 0,127 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ при 293 К [160]

Сплав висмута

Температурная зависимость теплоемкости сплава Вуда
(50 % висмута, 25 % свинца, 12,5 % кадмия, 12,5 % олова) [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
1	0,00002	5	0,00139	9	0,0105
2	0,00006	6	0,00290	10	0,0134
3	0,00024	7	0,00470	15	0,0297
4	0,00062	8	0,00760	20	0,0460

VI группа периодической системы элементов

Хром

Температурная зависимость теплоемкости [120, 160, 233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
1	0,0000285	80	0,127	270	0,436
2	0,0000580	90	0,161	280	0,441
3	0,0000890	100	0,193	293	0,446
4	0,000124	110	0,221	300	0,450
5	0,000165	120	0,249	400	0,462
6	0,000206	130	0,273	500	0,478
7	0,000259	140	0,296	600	0,500
8	0,000312	150	0,314	700	0,524
9	0,000383	160	0,332	800	0,550
10	0,000451	170	0,347	900	0,584
15	0,00102	180	0,361	1000	0,608
20	0,00210	200	0,385	1200	0,668
25	0,00392	210	0,395	1400	0,728
30	0,00683	220	0,404	1600	0,879
40	0,0171	230	0,411	1800	1,025
50	0,0358	240	0,419	1930	1,121
60	0,0621	250	0,425		
70	0,0930	260	0,431		

Сплав хрома

Температурная зависимость теплоемкости сплава хрома
с 43—45 % железа, 1 % кремния, 0,1 % алюминия,
0,33—0,04 % углерода [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
350	0,485	650	0,594	900	0,636
400	0,485	700	0,602	950	0,619
450	0,481	750	0,611	1000	0,636
500	0,519	800	0,678	1050	0,652
550	0,552	820	0,711	1100	0,720
600	0,577	850	0,694	1150	0,753

Молибден

Температурная зависимость теплоемкости [120, 160, 233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
1	0,0000229	80	0,104	260	0,240
2	0,0000472	90	0,123	273	0,241
3	0,0000745	100	0,139	280	0,243
4	0,000106	110	0,153	293	0,244
5	0,000148	120	0,168	300	0,246
6	0,000191	130	0,178	400	0,257
7	0,000254	140	0,187	600	0,263
8	0,000317	150	0,193	800	0,267
9	0,000399	160	0,202	1000	0,274
10	0,000498	170	0,207	1200	0,280
15	0,00131	180	0,213	1500	0,286
20	0,00287	190	0,217	1800	0,320
25	0,00577	200	0,222	2100	0,396
30	0,00960	210	0,225	2400	0,460
40	0,0236	220	0,229	2700	0,462
50	0,0410	230	0,233	2800	0,508
60	0,0619	240	0,236	2860	0,523
70	0,0838	250	0,238		

Вольфрам

Температурная зависимость теплоемкости вольфрама (99,92 %) [120, 160]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
100	0,131	210	0,132	600	0,140
110	0,131	220	0,133	800	0,144
120	0,131	230	0,133	1000	0,148
130	0,131	240	0,133	1200	0,152
140	0,131	250	0,133	1500	0,158
150	0,131	260	0,133	1800	0,164
160	0,132	273	0,134	2100	0,169
170	0,132	280	0,134	2400	0,175
180	0,132	293	0,134	2700	0,186
190	0,132	300	0,134		
200	0,132	400	0,136		

Температурная зависимость теплоемкости вольфрама В4 [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
1	0,0000074	6	0,0000783	15	0,000725
2	0,0000158	7	0,000110	20	0,00189
3	0,0000262	8	0,000141	25	0,00421
4	0,0000393	9	0,000186	30	0,00783
5	0,0000592	10	0,000234	40	0,0184

Продолжение таблицы

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
50	0,0332	140	0,110	230	0,129
60	0,0483	150	0,113	240	0,130
70	0,0605	160	0,117	250	0,131
80	0,0715	170	0,119	260	0,132
90	0,0810	180	0,122	273	0,133
100	0,0888	190	0,123	280	0,134
110	0,0950	200	0,125	293	0,135
120	0,101	210	0,126	300	0,136
130	0,104	220	0,128		

VII группа периодической системы элементов

Марганец

Температурная зависимость теплоемкости [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
50	0,109	400	0,510	1000	0,686
100	0,268	500	0,544	1100	0,699
150	0,393	600	0,577	1200	0,703
200	0,444	700	0,602	1300	0,703
250	0,460	800	0,628	1400	0,820
300	0,485	900	0,661	1500	0,862

Сплав марганца

Температурная зависимость теплоемкости сплава марганца с 36,9 % меди [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
300	0,962	500	1,071
350	0,992	550	1,100
400	1,021	600	1,130
450	1,050		

Рений

Температурная зависимость теплоемкости [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
20	0,004	230	0,136	2100	0,347
50	0,046	270	0,138	2400	0,364
100	0,084	1500	0,305	2700	0,381
170	0,129	1800	0,328		

VIII группа периодической системы элементов

Железо

Температурная зависимость теплоемкости альфа-железа [115]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
0	0	620	0,575	1220	0,688
20	0,004	640	0,584	1240	0,690
40	0,028	660	0,593	1260	0,692
60	0,086	680	0,604	1280	0,694
80	0,154	700	0,615	1300	0,697
100	0,216	720	0,626	1320	0,699
120	0,267	740	0,640	1340	0,701
140	0,308	760	0,653	1360	0,704
160	0,339	780	0,667	1380	0,706
180	0,364	800	0,682	1400	0,709
200	0,384	820	0,697	1420	0,711
220	0,401	840	0,715	1440	0,713
240	0,415	860	0,734	1460	0,715
260	0,428	880	0,755	1480	0,718
280	0,438	900	0,779	1500	0,720
298,15	0,447	920	0,807	1520	0,722
300	0,448	940	0,839	1540	0,724
320	0,457	960	0,879	1560	0,727
340	0,465	980	0,927	1580	0,729
360	0,474	1000	0,994	1600	0,731
380	0,482	1020	1,102	1620	0,733
400	0,491	1040	1,493	1640	0,736
420	0,499	1042,15	1,611	1660	0,738
440	0,507	1060	0,900	1665,15	0,739
460	0,515	1080	0,838	1680	0,740
480	0,522	1100	0,797	1700	0,742
500	0,530	1120	0,765	1720	0,745
520	0,537	1140	0,739	1740	0,747
540	0,544	1160	0,718	1760	0,749
560	0,551	1180	0,701	1780	0,751
580	0,559	1184,15	0,698	1800	0,754
600	0,567	1200	0,690	1809,15	0,755

Температурная зависимость теплоемкости гамма-железа [115]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
0	0	160	0,414	320	0,504
20	0,007	180	0,435	340	0,508
40	0,040	200	0,452	360	0,512
60	0,112	220	0,465	380	0,515
80	0,199	240	0,476	400	0,518
100	0,286	260	0,485	420	0,521
120	0,348	280	0,492	440	0,524
140	0,385	300	0,499	460	0,526

Продолжение таблицы

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
480	0,528	960	0,583	1400	0,633
500	0,530	980	0,585	1420	0,635
520	0,533	1000	0,587	1440	0,638
540	0,535	1020	0,590	1460	0,640
560	0,537	1040	0,592	1480	0,642
580	0,539	1060	0,595	1500	0,644
600	0,542	1080	0,597	1520	0,647
620	0,544	1100	0,599	1540	0,650
640	0,547	1120	0,602	1560	0,652
660	0,549	1140	0,604	1580	0,654
680	0,551	1160	0,606	1600	0,656
700	0,554	1180	0,608	1620	0,659
720	0,556	1184,15	0,608	1640	0,661
740	0,558	1200	0,611	1660	0,663
760	0,560	1220	0,613	1665,15	0,664
780	0,563	1240	0,615	1680	0,665
800	0,565	1260	0,617	1700	0,668
820	0,567	1280	0,620	1720	0,670
840	0,569	1300	0,622	1740	0,672
860	0,571	1320	0,624	1760	0,674
880	0,574	1340	0,626	1780	0,677
900	0,576	1360	0,629	1800	0,679
920	0,578	1380	0,631	1809,15	0,680
940	0,581				

Температурная зависимость теплоемкости железа

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
[120, 160]					
1	0,000090	80	0,154	250	0,422
2	0,000183	90	0,186	260	0,428
3	0,000279	100	0,216	273	0,434
4	0,000382	110	0,241	280	0,439
5	0,000498	120	0,267	293	0,443
6	0,000615	130	0,287	300	0,447
7	0,000760	140	0,307	350	0,468
8	0,000900	150	0,323	400	0,491
10	0,00124	160	0,339	500	0,535
15	0,00249	170	0,351	600	0,580
20	0,00450	180	0,364	700	0,625
25	0,00750	190	0,374	800	0,670
30	0,0124	200	0,384	900	0,715
40	0,0290	210	0,392	1000	0,758
50	0,0550	220	0,401	1200	0,557
60	0,0870	230	0,408	1300	0,592
70	0,121	240	0,415	1400	0,626

Продолжение таблицы

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
99,99 % [120]					
200	0,418	240	0,430	280	0,437
210	0,421	250	0,432	293	0,438
220	0,424	260	0,434	300	0,439
230	0,427	273	0,436		

Температурная зависимость теплоемкости карбонильного железа (0,07 % серы, 0,02 % марганца, 0,02 % кремния, 0,01 % углерода, 0,01 % фосфора) [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
100	0,358	170	0,385	240	0,420
110	0,361	180	0,390	250	0,425
120	0,365	190	0,397	260	0,433
130	0,368	200	0,403	273	0,437
140	0,372	210	0,407		
150	0,375	220	0,413	293	0,445
160	0,380	230	0,418	300	0,446

Оценочные значения теплоемкости железа для различных диапазонов температур [160]

θ, K	Тип решетки	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
273—1033	Альфа	$0,31335 + 0,4438 \cdot 10^{-3} \theta$
1033—1181	Бета	0,6747
1181—1674	Гамма	$0,1397 + 0,3493 \cdot 10^{-3} \theta$
1674—1810	Дельта	0,7870

Сплавы железа

Температурная зависимость теплоемкости нелегированных сталей перлитного класса [160]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, для стали марки			
	Ст20	Ст35	Ст45	У8
300	0,461	0,462	0,469	0,462
400	0,504	0,504	0,506	0,500
600	0,586	0,562	0,521	0,562
800	0,691	0,670	0,660	0,606
1000	0,512	0,644	0,616	0,636
1200	0,673	0,564	0,577	0,662

Температурная зависимость теплоемкости углеродистых сталей для отливок 15Л, 20Л, 25Л, 30Л, 35Л, 40Л, 45Л, 50Л, 55Л [120, 160]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
300	0,457
800	0,485

Теплоемкость чугуна при 293 К [120]

Марка чугуна	Концентрация легирующих элементов, %			
	Углерод	Хром	Медь	Марганец
СЧ 00	3,0—3,5	$\leq 0,15$	—	0,6—1,0
АЧВ-1	2,8—3,5	—	$\leq 0,7$	0,5—1,2
АЧК-1	2,6—3,0	$\leq 0,06$	—	0,3—0,6
ЖЧНДХ-15-7-2	2,5—3,0	1,5—2,5	6—8,5	0,5—1,2

Продолжение таблицы

Марка чугуна	Концентрация легирующих элементов, %			$c_p, \text{кДж} \times \text{Xкг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
	Никель	Сера	Кремний	
СЧ 00	$\leq 0,5$	$\leq 0,15$	1,8—2,4	0,502
АЧВ-1	—	$\leq 0,03$	1,8—2,5	0,555
АЧК-1	—	$\leq 0,12$	0,8—1,3	0,502
ЖЧНДХ-15-7-2	14—17	1,5—3,0	$\leq 0,08$	0,505

Температурная зависимость теплоемкости низко- и среднелегированных сталей перлитного класса [160]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, для стали марки				
	Ст 65Г	13Н2ХА, 15ХА, 15Х, 20Х	30ХГС, 30ХГСА	15ХМ, 15ХМА	30ХМ, 30ХМА
300	0,454	0,452	0,461	0,460	0,461
400	0,468	0,466	—	—	—
600	0,506	0,504	—	—	—
800	0,556	0,552	0,489	—	0,496
1000	0,614	0,612	—	—	—
1200	0,674	0,672	—	—	—

Продолжение таблицы

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, для стали марки			
	35ХМ	1Х11МФ, 1Х12ВИМФ	12Х1МФ	25Х2МФА
300	0,463	0,483	0,475	0,481
400	—	—	—	—
600	—	—	—	—
800	—	0,955	—	0,506
1000	—	—	—	—
1200	—	—	—	—

Температурная зависимость теплоемкости низкоуглеродистой электротехнической стали (3 % кремния, 0,1 % марганца, 0,005 % углерода) [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
73	0,356	223	0,418
123	0,377	273	0,427
177	0,397		

Температурная зависимость теплоемкости нержавеющей жаростойких и жаропрочных сталей мартенситного, мартенситно-ферритного и ферритного классов [160]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, для стали марки				
	X5M	1X13 (ЭЖ1, Ж1)	2X1213МБФР (ЭИ993)	4X13 (ЭЖ4, Ж4)	1X12В2МФ (ЭИ756)
200	0,476	0,475	0,480	0,480	0,480
300	0,482	0,480	—	0,485	0,485
400	—	0,485	—	0,490	—
500	0,500	0,502	—	0,495	0,495
600	—	0,533	—	0,505	—
700	0,540	0,550	—	0,520	0,520
800	—	0,570	—	0,546	—
900	0,580	0,580	—	0,583	0,583
1000	—	0,600	—	0,598	—
1200	0,640	0,640	0,620	0,620	0,620
1400	0,660	0,670	0,645	0,645	0,645

Теплоемкость хромомолибденовых и хромовольфрамовых сталей при 300 К [120]

Марка стали	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	Марка стали	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
15ХМ	0,460	30ХМА	0,463
30ХМ	0,461	35ХМ	0,463

Температурная зависимость теплоемкости нержавеющей и жаропрочных сталей аустенитного класса [160]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, для стали марки			
	1X18Н9Т (ЭЯ1Т)	0X18Н12Б (ЭИ402)	0X23Н18 (ЭИ417)	X17Н13М2Т (ЭИ448)
200	0,500	0,500	0,480	0,476
300	0,505	0,505	0,495	0,510
400	0,520	—	—	0,530
500	0,535	0,535	0,500	0,550
600	0,550	—	—	0,570
700	0,575	0,575	0,550	0,590
800	0,600	—	—	0,610
900	0,615	0,610	0,580	0,630
1000	0,630	—	—	0,650
1200	0,660	0,660	0,650	—
1400	0,690	0,700	0,675	—

Продолжение таблицы

θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹ , для стали марки			
	1Х16Н13М2Б (ЭИ680), 3Х19Н9МВБТ (ЭИ572)	Х16Н25М6 (ЭИ395)	ХН35ВТ (ЭИ612), ХН35ВТР (ЭИ725), ХН35ВМТ (ЭИ692)	Х22Н26, ВЖ100
200	0,500	0,480	0,490	0,475
300	0,504	0,490	0,495	0,485
400	—	0,500	0,505	0,495
500	0,545	—	—	—
600	—	0,525	0,530	0,510
700	0,575	—	—	—
800	—	0,560	0,555	0,525
900	0,602	—	—	—
1000	—	0,600	0,570	0,535
1200	0,674	0,640	0,580	0,545
1400	0,705	0,660	0,585	0,550

Температурная зависимость теплоемкости стали 12Х18Н10Т [29]

θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
400	0,4911	740	0,5726	1080	0,6254
420	0,4967	760	0,5765	1100	0,6276
440	0,5022	780	0,5803	1120	0,6298
460	0,5076	800	0,5841	1140	0,6318
480	0,5129	820	0,5877	1160	0,6337
500	0,5181	840	0,5912	1180	0,6355
520	0,5232	860	0,5946	1200	0,6372
540	0,5282	880	0,5979	1220	0,6388
560	0,5331	900	0,6011	1240	0,6403
580	0,5379	920	0,6042	1260	0,6418
600	0,5426	940	0,6072	1280	0,6431
620	0,5472	960	0,6101	1300	0,6443
640	0,5516	980	0,6129	1320	0,6454
660	0,5561	1000	0,6156	1340	0,6464
680	0,5604	1020	0,6182	1360	0,6473
700	0,5646	1040	0,6207	1380	0,6482
720	0,5687	1060	0,6231		

Температурная зависимость теплоемкости высоколегированных коррозионно-стойких, жаростойких и жаропрочных сталей при низких температурах [120]

θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹ , для стали марки				
	12Х18Н9Т	12Х18Н10Т	20Х23Н18	10Х17Н13М2Т	12Х13
200	0,500	0,417	0,480	0,476	0,475
210	0,500	0,424	0,482	0,480	0,475
220	0,501	0,432	0,484	0,485	0,476
230	0,501	0,440	0,486	0,488	0,476
240	0,502	0,448	0,488	0,493	0,477
250	0,502	0,456	0,489	0,497	0,477

Продолжение таблицы

θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹ , для стали марки				
	12X18H9T	12X18H10T	20X23H18	10X17H13M2T	12X13
260	0,503	0,465	0,490	0,501	0,479
273	0,503	—	0,492	0,506	0,479
280	0,504	—	0,493	0,507	0,479
293	0,504	—	0,494	0,509	0,480
300	0,505	—	0,495	0,510	0,480

Температурная зависимость теплоемкости углеродистых сталей (0,2—0,6 % углерода, до 1 % марганца, до 0,1 % кремния, до 0,1 % фосфора и 0,05 % серы) * [233]

θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
80	0,234	700	0,627	1300	0,660
200	0,356	800	0,750	1400	0,660
300	0,420	900	0,920	1500	0,662
400	0,473	1000	0,088	1600	0,665
500	0,510	1100	0,711	1700	0,670
600	0,565	1200	0,661	1780	0,673

Температурная зависимость теплоемкости углеродистых сталей (0,1—1,5 % углерода, до 0,3 % марганца, до 0,4 % кремния, до 0,02 % фосфора и до 0,03 % серы) * [233]

θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
300	0,460	600	0,586	900	0,812
400	0,502	700	0,628	1000	1,004
500	0,544	800	0,682	1130	1,059

Температурная зависимость теплоемкости малолегированной стали (0,79 % углерода, 0,51 % молибдена, 0,19 % кремния, 0,12 % марганца) * [233]

θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹		θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹		θ, К	с _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	
	1	2		1	2		1	2
680	0,602	—	900	0,808	0,661	1030	1,276	0,690
800	0,711	0,640	1000	1,088	0,686	1130	—	0,711

Примечание. 1 — в перлитном, 2 — в аустенитном состоянии.

* Сталь производится за рубежом.

Температурная зависимость теплоемкости малолегированной стали (0,79 % углерода, 1,91 % кобальта, 0,22 % кремния, 0,12 % марганца, 0,014 % серы, 0,005 % фосфора) * [233]

θ, К	c _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹		θ, К	c _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹		θ, К	c _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	
	1	2		1	2		1	2
700	0,628	—	1000	1,130	0,681	1130	—	0,720
800	0,711	0,640	1030	1,276	0,690			
900	0,808	0,661	1100	—	0,799			

Примечание. 1 — в перлитном, 2 — в аустенитном состоянии.

Температурная зависимость теплоемкости высоколегированной стали AIS1446 (27,61 % хрома, 0,066 % углерода, 0,01 % молибдена) * [233]

θ, К	c _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ, К	c _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ, К	c _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
300	0,456	800	0,711	1300	0,711
400	0,502	900	0,920	1400	0,722
500	0,548	1000	0,983	1500	0,741
600	0,598	1100	0,698		
700	0,649	1200	0,705		

Температурная зависимость теплоемкости высоколегированных сталей AIS1316 (16—18 % хрома, 10—14 % никеля, 2—3 % молибдена, до 2 % марганца, до 0,1 % углерода) и AIS1347 (17—19 % хрома, 9—12 % никеля, 0,08 % углерода, 0,8 % ниобия) * [233]

θ, К	c _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ, К	c _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ, К	c _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
600	0,522	1000	0,613	1400	0,690
700	0,562	1100	0,628	1500	0,711
800	0,573	1200	0,653	1600	0,732
900	0,590	1300	0,671		

Температурная зависимость теплоемкости высоколегированной стали 17-7 PH (17,3 % хрома, 7,06 % никеля, 1,18 % алюминия, 0,6 % марганца, 0,74 % углерода) * [233]

θ, К	c _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ, К	c _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	θ, К	c _p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
70	0,293	600	0,531	1200	0,619
100	0,314	700	0,548	1300	0,628
200	0,397	800	0,569	1400	0,642
300	0,456	900	0,577	1500	0,659
400	0,490	1000	0,598		
500	0,510	1100	0,607		

* Сталь производится за рубежом.

Стальная оцинкованная проволока для проводов и кабелей

$c_p = 0,502 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 293 К [120]

Температурная зависимость теплоемкости сплавов железа с кремнием [233]

θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$		θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$		θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	
	Концентрация кремния, %			Концентрация кремния, %			Концентрация кремния, %	
	1	4,4		1	4,4		1	4,4
370	0,510	0,502	670	0,628	0,594	970	0,979	0,866
470	0,536	0,526	770	0,703	0,657	1020	1,063	—
570	0,561	0,552	870	0,828	0,753	1050	—	0,992

Температурная зависимость теплоемкости сплавов со значительным количеством кремния [233]

θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$		θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	
	Концентрация кремния, %			Концентрация кремния, %	
	36,4	44,4		36,4	44,4
1070	0,736	0,770	1230	0,775	0,872
1130	0,737	0,771	1270	0,776	0,873
1170	0,738	0,774			

Температурная зависимость теплоемкости сплавов железа с хромом [233]

θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$			
	Концентрация хрома, %			
	29—35	37	43	48
300	0,490	—	—	—
400	0,552	0,565	0,602	0,556
500	0,623	0,617	0,634	0,636
600	0,711	0,669	0,646	0,669
700	0,794	0,753	0,636	0,728
800	1,172	1,088	0,628	0,983
850	1,841	1,569	—	1,109
900	0,996	0,837	0,711	0,795
950	—	0,803	0,669	0,728
1000	0,837	0,866	0,720	0,782
1100	0,841	—	0,816	0,941
1200	0,845	—	—	—

Температурная зависимость теплоемкости сплавов железа с кобальтом [232]

t, К	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹			
	Концентрация кобальта, %			
	20	31	42	47
600	0,686	0,607	0,636	0,649
700	0,724	0,628	0,669	0,690
780	0,816	0,586	0,669	0,690
850	0,791	0,816	0,941	0,836
880	0,794	0,879	0,962	1,088
970	0,858	0,753	1,674	1,778
980	0,879	0,750	1,464	1,966
1000	0,980	0,774	0,920	1,004
1050	1,004	0,837	0,920	0,933

Температурная зависимость теплоемкости сплава железа с 9,1 % никеля [233]

t, К	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	t, К	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹	t, К	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
450	0,515	650	0,590	1500	0,661
500	0,527	700	0,620	1600	0,703
550	0,546	1350	0,619	1650	0,761
600	0,569	1400	0,636		

Температурная зависимость теплоемкости инварных железоникелевых сплавов [84]

t, К	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹ , при концентрации никеля, %							
	49,8	44,1	41,2	40,0	39,3	37,4	35,6	34,2
300	0,457	0,446	0,450	0,457	0,442	0,453	0,452	0,476
350	0,483	—	—	—	—	—	—	—
400	0,506	0,491	0,506	0,506	0,491	0,509	0,502	0,524
450	0,528	—	—	—	—	—	—	—
500	0,547	0,532	0,547	0,551	0,539	0,547	0,547	0,554
550	0,569	—	—	—	—	0,562	0,543	0,537
600	0,592	0,577	0,584	0,588	0,577	0,562	0,528	0,509
650	0,618	—	0,605	0,599	0,584	0,539	—	—
700	0,644	0,629	0,587	0,573	0,554	0,529	0,536	0,518
750	0,700	0,641	—	0,543	—	—	—	—
800	0,745	0,612	0,547	0,547	0,536	0,539	0,543	0,528
850	0,590	—	—	—	—	—	—	—
900	0,588	0,575	0,566	0,566	0,569	0,551	0,554	0,536
1000	0,622	0,592	0,584	0,584	0,554	0,558	0,562	0,543
1100	0,652	0,608	0,603	0,599	0,588	0,573	0,571	0,554
1200	0,682	0,629	0,622	0,618	0,607	0,581	0,581	0,562
1300	—	0,644	0,644	0,637	0,626	0,592	0,592	0,575

Температурная зависимость теплоемкости сплава железа с 16—18 % хрома и 6—8 % никеля [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
70	0,303	470	0,533	870	0,598
170	0,385	570	0,556	970	0,610
270	0,450	670	0,575	1070	0,628
370	0,498	770	0,586	1120	0,640

Температурная зависимость теплоемкости сплава железа с 27 % никеля и 12 % алюминия [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
570	0,498	830	0,582
630	0,519	870	0,615
670	0,529	930	0,653
770	0,573		

Теплоемкость сплавов железа для термобиметаллов при 293 К [120]

Марка	Концентрация легирующих элементов, %					$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
	Хром	Никель	Марганец	Титан	Алюминий	
40ХН	5,0—6,5	44—46	—	—	—	0,502
20НГ	—	19—21	5,5—6,5	—	—	0,501
24НХ	2—3	23—55	—	—	—	0,501
19НХ	10—12	18—20	—	—	—	0,501
28НХТЮ	8—9	28—30	—	2,2—2,6	0,4—0,8	0,502
45НТЮ	—	44,5— 46,5	—	2,2—2,6	0,4—0,8	0,501

Кобальт

Температурная зависимость теплоемкости [120, 160]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
100	0,410	250	0,427	820	0,560
110	0,411	260	0,429	870	0,578
120	0,412	273	0,431	920	0,595
130	0,413	280	0,433	970	0,613
140	0,414	293	0,435	1020	0,633
150	0,415	340	0,440	1070	0,654
160	0,416	370	0,450	1120	0,678
170	0,417	420	0,460	1170	0,700
180	0,418	470	0,468	1220	0,730
190	0,419	520	0,480	1270	0,762
200	0,420	570	0,494	1370	0,830
210	0,421	620	0,500	1470	0,870
220	0,423	670	0,515	1570	0,897
230	0,424	720	0,530	1670	0,940
240	0,425	770	0,543		

Сплавы кобальта

Температурная зависимость теплоемкости сплавов кобальта с железом [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, при концентрации железа, %			
	22	33	39	49
570	0,586	—	0,586	0,607
630	0,672	0,586	0,672	0,672
670	0,669	0,678	0,628	0,628
730	0,711	0,690	0,711	0,669
780	0,690	0,690	0,690	0,753
830	0,657	0,732	0,745	1,088
870	0,636	0,837	0,774	0,983
930	0,632	0,632	1,040	1,067
950	0,642	0,623	1,172	1,297
980	0,669	0,628	0,682	1,674
1000	0,682	0,628	0,675	2,134
1030	—	—	0,669	—

Температурная зависимость теплоемкости сплава кобальта с 26,69 % хрома, 5,42 % молибдена, 2,38 % никеля, 1,54 % железа, 0,26 % углерода [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
800	0,576	1300	0,703
980	0,619	1480	0,753
1150	0,663		

Никель

Температурная зависимость теплоемкости никеля

θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
99,99 % [160]					
100	0,423	623	0,510	1123	0,570
123	0,430	673	0,518	1173	0,575
223	0,442	723	0,524	1223	0,578
293	0,457	773	0,530	1273	0,580
343	0,464	823	0,535	1323	0,581
373	0,470	873	0,540	1373	0,582
423	0,480	923	0,548	1423	0,583
473	0,488	973	0,551	1473	0,584
523	0,498	1023	0,560	1523	0,585
573	0,502	1073	0,565	1573	0,586
99,85 % [120]					
1	0,000120	50	0,0682	190	0,374
2	0,000242	60	0,103	200	0,383
3	0,000369	70	0,139	210	0,390
4	0,000503	80	0,173	220	0,397
5	0,000670	90	0,204	230	0,404
6	0,000820	100	0,232	240	0,410
7	0,000885	110	0,255	250	0,416
8	0,00119	120	0,278	260	0,422
9	0,00140	130	0,296	273	0,427
10	0,00162	140	0,314	280	0,433
15	0,00310	150	0,328	293	0,439
20	0,00580	160	0,342	300	0,445
30	0,0167	170	0,354		
40	0,0381	180	0,365		
99,97 % [247]					
453	0,501	618	0,613	733	0,525
463	0,505	623	0,625	753	0,525
473	0,510	625	0,632	773	0,528
483	0,515	627	0,641	823	0,530
493	0,520	629	0,655	873	0,541
503	0,526	630,2	0,668	923	0,548
513	0,533	631	0,651	973	0,551
523	0,540	633	0,594	1023	0,563
533	0,547	635	0,576	1073	0,570
543	0,553	638	0,563	1123	0,577
553	0,559	643	0,551	1173	0,584
563	0,566	648	0,545	1223	0,592
573	0,572	653	0,540	1273	0,600
583	0,579	663	0,533	1323	0,610
593	0,586	673	0,530	1373	0,623
603	0,594	693	0,528	1423	0,638
613	0,605	713	0,526		

Никель (99,3 %)

$$c_p = 0,469 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1} \text{ при } 293 \text{ К [120]}$$

Сплавы никеля
Температурная зависимость теплоемкости сплава никеля с 50 % меди [233]

$\theta, \text{ К}$	$c_p, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$c_p, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
300	0,406	600	0,458
400	0,430	650	0,460
500	0,448		

Температурная зависимость теплоемкости сплава монель (30 % меди, 1,8 % железа, 1 % марганца) [120, 233]

$\theta, \text{ К}$	$c_p, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$c_p, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$c_p, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
1	0,00011	70	0,150	230	0,391
2	0,00022	80	0,180	240	0,401
3	0,00034	90	0,210	250	0,402
4	0,00047	100	0,240	260	0,410
5	0,00053	110	0,261	273	0,411
6	0,00078	120	0,280	280	0,422
7	0,00099	130	0,292	293	0,423
8	0,0012	140	0,310	300	0,430
9	0,0015	150	0,320	350	0,435
10	0,0017	160	0,341	400	0,448
15	0,0037	170	0,350	450	0,456
20	0,0071	180	0,361	500	0,464
30	0,021	190	0,362	550	0,473
40	0,045	200	0,370	600	0,481
50	0,078	210	0,380		
60	0,110	220	0,390		

Температурная зависимость теплоемкости сплава К-монель (29 % меди, 2,8 % алюминия, 0,9 % железа) [233]

$\theta, \text{ К}$	$c_p, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$c_p, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$c_p, \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
70	0,264	470	0,473	870	0,536
170	0,343	570	0,490	970	0,565
270	0,406	670	0,502	1070	0,611
370	0,448	770	0,515	1130	0,640

Теплоемкость жаростойких и жаропрочных сплавов на хромоникелевой основе [120, 160]

Сплав	Концентрация легирующих элементов, %				
	Алюминий	Углерод	Хром	Железо	Марганец
ХН78Т	≤0,15	≤0,12	19—22	—	≤0,7
ХН77ТЮР	0,55—0,95	≤0,06	19—22	≤4,0	≤0,4
ХН80ТБЮ	0,5—1,0	≤0,08	15—18	≤3,0	≤1,0
ХН70ВМЮТ	1,7—2,2	0,1—0,16	14—16	≤3,0	≤0,5
ХН60Ю	2,6—3,5	≤0,1	15—18	21—27	≤0,3
ХН60В	≤0,5	≤0,1	23—26	≤4,0	≤0,5

Продолжение таблицы

Сплав	Концентрация легирующих элементов, %				c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹ , при θ , К	
	Титан	Молибден	Ниобий	Вольфрам	200	300
ХН78Т	0,15—0,35	—	—	—	—	0,454
ХН77ТЮР	2,3—2,7	—	—	—	0,439	0,454
ХН80ТБЮ	1,8—2,3	—	1—1,5	—	—	0,453
ХН70ВМЮТ	1,0—1,4	3—5	4—6	—	—	0,455
ХН60Ю	—	—	—	—	—	0,455
ХН60В	0,3—0,7	—	—	13—16	0,452	0,455

Теплоемкость горячекатанных жаростойких никелевых сплавов при 293 К [120]

Марка	Концентрация легирующих элементов, %			c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹
	Хром	Железо	Марганец	
Ферронихром	15—20	14—18	1—2	0,460
Нихром	20—23	—	—	0,460

Температурная зависимость теплоемкости сплавов никеля с хромом [233]

θ , К	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹ , при концентрации хрома, %		θ , К	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹ , при концентрации хрома, %		θ , К	c_p , кДж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹ , при концентрации хрома, %	
	3,4	10—50		3,4	10—50		3,4	10—50
370	0,431	0,460	670	0,469	0,523	900	0,515	0,598
470	0,452	0,473	770	0,481	0,556	1000	0,544	0,628
570	0,452	0,498	840	0,494	0,628	1100	0,565	—

Температурная зависимость теплоемкости никелевого сплава хастеллой С (15,8 % хрома, 14,6 % молибдена, 4,9 % железа, 4,4 % вольфрама, 0,07 % углерода) [233]

θ, К	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, К	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, К	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
800	0,513	1100	0,598	1400	0,682
900	0,537	1200	0,619	1500	0,711
1000	0,564	1300	0,649		

Температурная зависимость теплоемкости никелевого сплава хастеллой В (23,8 % молибдена, 5 % железа, 0,02 % углерода) [233]

θ, К	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, К	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, К	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
800	0,513	1100	0,569	1400	0,634
900	0,524	1200	0,594	1500	0,657
1000	0,548	1300	0,615		

Температурная зависимость теплоемкости никелевого сплава нихром V (19,5 % хрома, 1,4 % кремния, 0,6 % марганца, 0,5 % железа, 0,04 % углерода) [233]

θ, К	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, К	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, К	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
300	0,439	700	0,541	1100	0,636
400	0,469	800	0,565	1200	0,661
500	0,492	900	0,588		
600	0,505	1000	0,611		

Температурная зависимость теплоемкости сплавов никеля инконель (15 % хрома, 7 % железа) и инконель X (15 % хрома, 7 % железа, 2,5 % титана) [233]

θ, К	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, К	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, К	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
70	0,264	500	0,490	1000	0,607
100	0,292	600	0,515	1100	0,636
200	0,376	700	0,531	1200	0,669
300	0,431	800	0,556		
400	0,464	900	0,577		

Температурная зависимость теплоемкости никелевого сплава хастеллой Р-235 (14—17 % хрома, 9—11 % железа, 4,5—6,5 % молибдена, 2,25—2,75 % титана, до 2,5 % кобальта, 1,75—2,25 % алюминия, до 0,16 % углерода) [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
530	0,427	920	0,598	1250	0,741
700	0,502	1030	0,644	1360	0,791
810	0,544	1150	0,690		

Температурная зависимость теплоемкости сплава никеля с 23,9 % железа, 15,7 % хрома, 1,1 % кремния, 0,05 % углерода [233]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
800	0,559	1100	0,690	1400	0,816
900	0,598	1200	0,732	1500	0,866
1000	0,640	1300	0,782		

Рутений

$c_p = 0,238 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ при 298 К [163]

Родий

Температурная зависимость теплоемкости родия (99,5 %) [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
1	0,000048	50	0,0489	190	0,216
2	0,000097	60	0,0724	200	0,220
3	0,000147	70	0,0940	210	0,223
4	0,000201	80	0,114	220	0,226
5	0,000260	90	0,132	230	0,229
6	0,000320	100	0,147	240	0,232
7	0,000395	110	0,159	250	0,234
8	0,000470	120	0,171	260	0,236
9	0,000560	130	0,180	273	0,239
10	0,000650	140	0,189	280	0,240
15	0,00135	150	0,196	293	0,242
20	0,00271	160	0,202	300	0,243
30	0,0106	170	0,207		
40	0,0266	180	0,212		

Палладий

Температурная зависимость теплоемкости палладия (99,95 %) [120]

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
1	0,000099	50	0,0777	190	0,224
2	0,000208	60	0,101	200	0,227
3	0,000318	70	0,122	210	0,229
4	0,000447	80	0,139	220	0,232
5	0,000669	90	0,154	230	0,234
6	0,000891	100	0,167	240	0,236
7	0,00115	110	0,177	250	0,237
8	0,00141	120	0,188	260	0,239
9	0,00210	130	0,195	273	0,240
10	0,00276	140	0,202	280	0,241
15	0,00471	150	0,207	293	0,242
20	0,00922	160	0,213	300	0,243
30	0,0258	170	0,217		
40	0,0507	180	0,221		

Осмий $c_p = 0,130 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ при 298 К [163]**Иридий**

Температурная зависимость теплоемкости иридия

θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
99,6 % [120]					
25	0,00418	120	0,102	220	0,125
30	0,0166	130	0,105	230	0,126
40	0,0290	140	0,109	240	0,127
50	0,0377	150	0,113	250	0,127
60	0,0540	160	0,115	260	0,128
70	0,0710	170	0,117	273	0,131
80	0,0780	180	0,118	280	0,132
90	0,0850	190	0,119	293	0,133
100	0,0920	200	0,121	300	0,134
110	0,0970	210	0,123		
99,95 % [53]					
400	0,138	1400	0,165	2400	0,222
600	0,141	1600	0,174	2500	0,229
800	0,145	1800	0,184	2600	0,236
1000	0,150	2000	0,195	2700	0,244
1200	0,157	2200	0,208	2707	0,245

Платина

Температурная зависимость теплоемкости платины (99,999 %) [16, 120]

θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	θ, K	$c_p, \text{кДж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
1	0,000035	90	0,094	273	0,132
2	0,000074	100	0,100	280	0,132
3	0,000122	110	0,104	293	0,133
4	0,000186	120	0,109	300	0,133
5	0,000278	130	0,112	373	0,135
6	0,000370	140	0,116	473	0,138
7	0,000520	150	0,118	573	0,140
8	0,000670	160	0,121	673	0,143
9	0,000890	170	0,123	773	0,146
10	0,00112	180	0,125	873	0,148
15	0,00830	190	0,126	973	0,151
20	0,00740	200	0,127	1073	0,153
30	0,0212	210	0,128	1173	0,156
40	0,038	220	0,129	1273	0,158
50	0,055	230	0,130	1373	0,161
60	0,068	240	0,130	1473	0,163
70	0,079	250	0,131	1573	0,166
80	0,088	260	0,131	1673	0,168

ПЛОТНОСТЬ И ТЕПЛОЕ РАСШИРЕНИЕ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Плотность металлов и сплавов приведена при 293 К для модификации, стабильной при этой температуре (исключения оговорены). Относительное изменение объема при полиморфном превращении и плавлении указаны для температур превращений при нормальном давлении. Кроме линейного коэффициента теплового расширения для большинства металлов и сплавов приведено относительное изменение длины с температурой. Концентрация легирующих элементов дана в массовых долях (%).

9.1. Плотность металлов и сплавов

I группа периодической системы элементов

Литий

$D = 539 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $534 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 160]; $562 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 0 К [150]; кубическая объемно-центрированная решетка. Полиморфное превращение: при 78 К кубическая объемно-центрированная модификация переходит в гексагональную плотноупакованную; $\Delta V/V = -42 \cdot 10^{-4}$ [85]; при 454 К $\Delta V_{\text{пл}}/V = 165 \cdot 10^{-4}$ [138].

Натрий

$D = 972,7 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $970 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; $971 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 280 К [160]; кубическая объемно-центрированная решетка. Полиморфное превращение: при 5 К кубическая объемно-центрированная модификация переходит в гексагональную плотноупакованную; $\Delta V/V = 34 \cdot 10^{-4}$ [85]; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 271 \cdot 10^{-4}$ при $371,0 \pm 0,2 \text{ К}$ [160]; $250 \cdot 10^{-4}$ при 370,8 К [138].

Калий

$D = 862,9 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 273 К [163]; $860 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; $869 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 280 К [160]; кубическая объемно-центрированная решетка; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 255 \cdot 10^{-4}$ при 336,2 К [138]; $250 \cdot 10^{-4}$ [104].

Рубидий

$D = 1534,8 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 273 К [163]; $1530 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; кубическая объемно-центрированная решетка; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 250 \cdot 10^{-4}$ при $312 \pm 0,5 \text{ К}$ [104, 160]; $250 \cdot 10^{-4}$ при 311,8 К [138].

Цезий

$D = 1903,9 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 273 К [163]; $1880 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 300 К [160]; $1870 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; кубическая объемно-центрированная решетка; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 260 \cdot 10^{-4}$ при $301,5 \pm 0,4 \text{ К}$ [138, 160]; $250 \cdot 10^{-4}$ [104].

Франций $D = 2440 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163].**Медь**

$D = 8940 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; $8960 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; $8900\text{--}8952,8 \text{ кг} / \text{м}^{-3}$ для меди чистотой от 99,96 до 99,999 % [233]; кубическая гранцентрированная решетка; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 420 \cdot 10^{-4}$ при 1356,4 К [138]; $425 \cdot 10^{-4}$ [104].

Сплавы меди

Плотность сплавов меди с цинком [104, 233]

Концентрация цинка, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Концентрация цинка, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$
10	8800	36	8460
20	8660	37	8410
30	8530		

Сплав меди с 12 % алюминия: $D = 7300 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; с 42,8 % урана: $D = 10\,600 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; с 0,8 % циркония: $D = 8800 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; с 11 % олова: $D = 6400 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233].

Плотность сплавов меди со свинцом [233]

Концентрация свинца, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Концентрация свинца, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$
10	9130	40	9740
20	9370	50	10000
30	9500	80	10750

Плотность сплавов меди с титаном [233]

Концентрация титана, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Концентрация титана, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$
10	8730	40	8270
20	8610	50	8140
30	8450		

Плотность технических сплавов меди [160]

Марка	Концентрация легирующих элементов, %					$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$
	Никель	Железо	Марганец	Цинк	Кобаль	
ТП (МНО, 6)	0,57—0,63	—	—	—	< 1,0	8060
ТБ (МН16)	15,7—16,3	—	—	—	< 1,0	9020
Мельхиор	29—33	0,6—1,0	0,8—1,3	—	< 1,0	8900
Константан	39—41	—	1—2	—	< 1,0	8900
Копель	43—44	—	0,1—1,0	—	< 1,0	8900
Монель	65—70	2—3	1,2—1,8	—	< 1,0	8800
Нейзильбер	13,5—16,5	—	—	18—20	< 1,0	8700
Манганин	2,5—3,5	—	11—13	—	< 1,0	8400

Серебро

$D = 10\,500 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 163]; $10\,499,4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; кубическая гра-
нецентрированная решетка; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 380 \cdot 10^{-4}$ при $1233,8 \text{ К}$ [138];
 $340 \cdot 10^{-4}$ [104].

Сплавы серебра

Плотность сплавов серебра с цинком [233]

Концентрация цинка, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Концентрация цинка, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$
5	10300	25	9490
10	10050	30	9330
15	9850	34	9200
20	9670		

Плотность сплавов серебра с алюминием [233]

Концентрация алюминия, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Концентрация алюминия, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$
3	9750	25	6160
5	9270	30	5680
6	9030	35	5280
8	8870	40	4800
9	8560	45	4560
10	8310	50	4270
15	7280	60	3810
20	6700	75	3200

Золото

$D = 19\,320 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $19\,300 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 233]; кубическая гра-
нецентрированная решетка; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 510 \cdot 10^{-4}$ при 1336 К [138];
 $503 \cdot 10^{-4}$ [104].

Сплавы золота

Сплавы золота с $34,5\%$ кадмия: $D = 13\,911 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; с $36,5\%$
кадмия: $D = 13\,960 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, кубическая решетка; $14\,490 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, тетра-
гональная решетка [233]; с $9,3\%$ урана: $D = 18\,600 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233];
с $8,6\%$ марганца: $D = 15\,860 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; с $9,9\%$ железа: $D =$
 $= 16\,290 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233].

Плотность сплава золота с никелем [233]

Концентрация никеля, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$
5,1	18 070
10,3	17 060

II группа периодической системы элементов

Бериллий

$D = 1845,6 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $1848 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 160]; $1730\text{--}1865 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ для бериллия чистотой от 96,5 до 98,5 % [233]; гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение: при 1527 К гексагональная плотноупакованная модификация переходит в объемно-центрированную кубическую, $\Delta V/V = -358 \cdot 10^{-4}$ [85].

Температурная зависимость плотности порошкового спеченного бериллия (99,9 %) [160]

θ, К	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$		θ, К	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$		θ, К	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	
	1	2		1	2		1	2
100	1802	1846	500	1792	1835	900	1782	1823
200	1800	1843	600	1790	1831	1000	1780	1821
300	1797	1840	700	1787	1829	1200	1775	1815
400	1795	1838	800	1785	1827	1500	1770	1807

Примечание. 1 — холодная, 2 — горячая прессовки.

Магний

$D = 1740 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 163, 233]; $1738 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [160]; гексагональная плотноупакованная решетка; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 412 \cdot 10^{-4}$ при 922 К [138]; $(397\text{--}420) \cdot 10^{-4}$ при $923 \pm 0,5 \text{ К}$ [160].

Сплавы магния

Сплав магния с 3 % алюминия, 1 % циркония, 0,5 % марганца: $D = 1780 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; с 3 % тория, 0,7 % циркония: $D = 1860 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233].

Плотность сплавов магния с торием [233]

Концентрация тория, %	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Концентрация тория, %	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
9	1880	38	2590
16	2060	45,5	2870
23	2160	48,5	3000
28,5	2310		

Кальций

$D = 1540 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 160]; $1500 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; кубическая гранецентрированная решетка. Полиморфное превращение: при 737 К кубическая гранецентрированная модификация переходит в кубическую объемно-центрированную; $\Delta V/V = -27 \cdot 10^{-4}$ [85].

Стронций

$D = 2630 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $2600 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 233]; кубическая гранецентрированная решетка. Полиморфные превращения: при 488 К кубическая гранецентрированная модификация переходит в гексагональную; $\Delta V/V = 8 \cdot 10^{-4}$; при 878 К гексагональная модификация переходит в кубическую объемно-центрированную; $\Delta V/V = -16 \cdot 10^{-4}$ [85].

Барий

$D = 3760 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $3500 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 233]; кубическая объемно-центрированная решетка.

Радий

$D = 5000 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 163, 233].

Цинк

$D = 7132 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $7140 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 160]; гексагональная плотноупакованная решетка; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 470 \cdot 10^{-4}$ при $692,5 \text{ К}$ [104, 138].

Кадмий

$D = 8650 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [160, 163]; $8640 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; гексагональная решетка; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 400 \cdot 10^{-4}$ при $593,9 \text{ К}$ [138]; $472 \cdot 10^{-4}$ [104].

Ртуть

$D = 14\,600 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 100 К ; $13\,980 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 200 К [160]; жидкое состояние: $D = 13\,545,9 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $13\,546 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 370 \cdot 10^{-4}$ при $234,13 \text{ К}$ [138].

III группа периодической системы элементов**Алюминий**

$D = 2700 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [160, 163]; $2710 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; кубическая граничноцентрированная решетка; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 650 \cdot 10^{-4}$ при $933,1 \text{ К}$ [138]; $626 \cdot 10^{-4}$ [104].

Температурная зависимость плотности [160]

$\theta, \text{ К}$	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$	$\theta, \text{ К}$	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$	$\theta, \text{ К}$	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$
100	2713	400	2678	700	2616
200	2702	500	2665	800	2565
300	2684	600	2645	900	2515

Сплавы алюминия

Сплавы алюминия с 4—10 % меди, до 1,8 % магния, до 1,5 % никеля и железа, до 1 % кремния: $D = 2780 \div 2940 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233].

Плотность сплавов алюминия с серебром [233]

Концентрация серебра, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Концентрация серебра, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$
10	2880	50	4310
30	3440	70	5700

Сплав алюминия с 10 % магния, 0,4 % марганца: $D = 2690 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; с 5 % цинка, 2,5 % магния, 1,6 % меди: $D = 2800 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233].

Галлий

$D = 5903,7 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 300 К [163]; $5910 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; орторомбическая решетка; $\Delta V_{\text{пл}}/V = -320 \cdot 10^{-4}$ при $302,7 \text{ К}$ [138]; $-324 \cdot 10^{-4}$ [104].

Температурная зависимость плотности [160]

θ, К	D, кг · м ⁻³	θ, К	D, кг · м ⁻³
263	5960	283	5920
273	5940	300	5900

Индий

$D = 7310 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [139, 160, 163]; $7300 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; тетрагональная гранецентрированная решетка; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 200 \cdot 10^{-4}$ при 429,4 К [138].

Таллий

$D = 11850 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 139, 160, 163]; гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение: при 505 К гексагональная плотноупакованная модификация переходит в объемно-центрированную кубическую; $\Delta V/V = -350 \cdot 10^{-4}$ [85]; $\Delta V/V_{\text{пл}} = 220 \cdot 10^{-4}$ при 577 К [138].

Температурная зависимость плотности [160]

θ, К	D, кг · м ⁻³	θ, К	D, кг · м ⁻³
100	12 280	300	11 850
200	12 120	400	11 620

Скандий

$D = 2985 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [133, 160]; $3020 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 298 К [163, 233]; гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение: при 1076 К гексагональная плотноупакованная модификация переходит в объемно-центрированную кубическую [163].

Иттрий

$D = 4472 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $4478 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [133, 160]; $4550 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; $4250 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ в диапазоне 1763—1783 К (оценена по данным о параметрах решетки [163]); гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение: при 1755 ± 25 К гексагональная плотноупакованная модификация переходит в кубическую объемно-центрированную [85, 139].

Лантаноиды. Лантан

$D = 6174 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [133, 160]; $6162 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $6160 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; $6190 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 583 ± 5 К, $5970 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 1173 К [85, 163]; гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфные превращения: при 583 ± 5 К гексагональная плотноупакованная модификация переходит в кубическую гранецентрированную; $\Delta V/V = -50 \cdot 10^{-4}$; при 1173 К кубическая гранецентрированная модификация переходит в кубическую объемно-центрированную; $\Delta V/V = (130 \pm 40) \cdot 10^{-4}$ [85, 163].

Церий

$D = 6771 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [133, 150, 160]; $6768 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; $6750 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; $6678 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163].

Плотность модификаций церия [150]

Модификация	Тип кристаллической решетки	θ , К	D , кг·м ⁻³
Альфа-церий	Кубическая гранецентрированная	77	8230
Бета-церий	Гексагональная плотноупакованная	273	6660
Гамма-церий	Кубическая гранецентрированная	293	6771
Дельта-церий	Кубическая объемно-центрированная	1003	6670

Кубическая гранецентрированная решетка. Полиморфные превращения: при охлаждении от комнатной температуры, начиная с 263 ± 5 К, гамма-церий частично переходит по мартенситному механизму в бета-церий, $\Delta V/V = 1650 \cdot 10^{-4}$; при 95 ± 5 К неперешедшая часть гамма-церия превращается в альфа-церий. При температуре ниже 77 К бета-церий также переходит в альфа-церий, однако этот переход не завершается даже при 4,2 К; полный переход достигается пластическим деформированием при 77 К. При 373 ± 5 К бета-церий переходит в гамма-церий; $\Delta V/V = 180 \cdot 10^{-4}$; при 998 К гамма-церий переходит в дельта-церий; $\Delta V/V = (10 \pm 70) \cdot 10^{-4}$ [85, 163]. Прямые и обратные превращения в церии характеризуются большим гистерезисом по температуре и давлению.

Празеодим

$D = 6772$ кг·м⁻³ [163]; 6670 кг·м⁻³ [233]; 6782 кг·м⁻³ [160] 6640 кг·м⁻³ при 1073 К [150]; гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение: при 1065 К гексагональная плотноупакованная модификация переходит в кубическую объемно-центрированную; $\Delta V/V = (50 \pm 70) \cdot 10^{-4}$ [85].

Неодим

$D = 7097$ кг·м⁻³ [163]; 7004 кг·м⁻³ [160]; 7000 кг·м⁻³ [233]; 6800 кг·м⁻³ при 1135 К [150]; гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение: при 1135 К гексагональная плотноупакованная модификация переходит в кубическую объемно-центрированную; $\Delta V/V = (10 \pm 60) \cdot 10^{-4}$ [85].

Прометий

$D = 7260$ кг·м⁻³ [163]; гексагональная плотноупакованная решетка.

Самарий

$D = 7536$ кг·м⁻³ [160]; 7540 кг·м⁻³ [233]; ≈ 7400 кг·м⁻³ при 1190 К (оценена по данным о параметре решетки [150]); ромбоэдрическая решетка. Полиморфное превращение: при 1190 К ромбоэдрическая модификация переходит в кубическую объемно-центрированную; $\Delta V/V = -40 \cdot 10^{-4}$ [85].

Европий

$D = 5259$ кг·м⁻³ [133, 160]; 5260 кг·м⁻³ [163]; 5170 кг·м⁻³ [233]; кубическая объемно-центрированная решетка.

Гадолиний

$D = 7895$ кг·м⁻³ [133, 160]; 7898 кг·м⁻³ [163]; 7870 кг·м⁻³ [233]; 7800 кг·м⁻³ при $\theta > 1539$ К [150]; гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение: при 1539 К гексагональная плотноупакованная модификация переходит в объемно-центрированную кубическую [163].

Тербий

$D = 8234 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 298 К [163]; $8250 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; $8272 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [160]; $\approx 8120 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при $\Theta > 1560 \text{ К}$ (оценена по данным о параметре решетки [150]); гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение: при 1560 К гексагональная плотноупакованная модификация переходит в объемно-центрированную кубическую.

Диспрозий

$D = 8540 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $8536 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [160]; $8556 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 300 К [233]; гексагональная плотноупакованная решетка.

Гольмий

$D = 8781 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $8799 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; $8803 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [160]; гексагональная плотноупакованная решетка.

Эрбий

$D = 9045 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $9051 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [160]; $9060 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; гексагональная плотноупакованная решетка.

Тулий

$D = 9332 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [133, 150, 160]; $9318 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; $9314 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 298 К [163]; гексагональная плотноупакованная решетка.

Иттербий

$D = 6972 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $6977 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [160]; $6520 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при $\Theta > 1071 \text{ К}$ [150]; кубическая гранецентрированная решетка. Полиморфное превращение; при 1071 К кубическая гранецентрированная модификация переходит в кубическую объемно-центрированную.

Лютеций

$D = 9840 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $9842 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [133, 160]; $9850 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение происходит при $\Theta \approx 1643 \text{ К}$ [163].

Актиноиды. Актиний

$D = 10100 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $10070 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; кубическая гранецентрированная решетка.

Торий

$D = 11720 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 298 К [163]; $D = 11700 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; кубическая гранецентрированная решетка. Полиморфное превращение: при 1673 К кубическая гранецентрированная модификация переходит в кубическую объемно-центрированную; $\Delta V/V = -12 \cdot 10^{-4}$ [85].

Температурная зависимость плотности [160]

$\Theta, \text{ К}$	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$	$\Theta, \text{ К}$	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$	$\Theta, \text{ К}$	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$
100	11617	500	11584	1300	11520
200	11608	700	11568	1500	11504
300	11604	900	11552	1700	11488
400	11592	1100	11536	1900	11473

Протактиний

$D = 15\,370 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163, 233]; тетрагональная решетка. Полиморфное превращение: при 1443 К тетрагональная модификация переходит в кубическую объемно-центрированную [163].

Уран

$D = 19\,050 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $19\,100 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; ромбическая решетка. Полиморфные превращения: при 941 К ромбическая модификация переходит в тетрагональную; $\Delta V/V = 115 \cdot 10^{-4}$; при 1048 К тетрагональная модификация переходит в объемно-центрированную кубическую; $\Delta V/V = 71 \cdot 10^{-4}$ [85].

Температурная зависимость плотности [160]

т, К	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	т, К	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	т, К	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
20	18840	450	18610	1030	18080
100	18800	500	18600	1050	17940
200	18750	600	18550	1100	17910
250	18700	700	18500	1200	17750
300	18680	800	18440	1300	17620
350	18650	900	18400	1400	16630
400	18620	940	18170		

Сплавы урана**Плотность сплавов урана с молибденом [233]**

Концентрация молибдена, %	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Концентрация молибдена, %	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
5	18 000	20	15 900
10	17 130	25	15 250
15	16 570		

Сплав урана с 47 % свинца: $D = 13\,700 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; с 47 % висмута: $D = 13\,600 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233].

Плотность сплавов урана с марганцем [233]

Концентрация марганца, %	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
4	17 800
31,6	12 570

Плотность сплавов урана с цирконием [233]

Концентрация циркония, %	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Концентрация циркония, %	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
5	17 350	40	10 770
10	16 400	45	10 270
15	14 710	50	9 690
20	13 530	55	9 300
25	12 620	60	8 780
30	12 000	70	8 000
35	11 380	80	7 350

Сплав урана с 10,7 % железа: $D = 15\,800 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233].

Плотность сплавов урана с кобальтом [233]

Концентрация кобальта, %	D , $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
4	17 700
20	15 370

Сплав урана с 3,9 % никеля: $D = 17\,600 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233].

Нептуний

$D = 20\,450 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $20\,500 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; $19\,460 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 586 К; $18\,000 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 873 К [85, 163]; ромбическая решетка. Полиморфные превращения: при 553 К ромбическая модификация переходит в тетрагональную; $\Delta V/V = 160 \cdot 10^{-4}$; при 850 К тетрагональная модификация переходит в объемно-центрированную кубическую; $\Delta V/V = 280 \cdot 10^{-4}$ [85, 163].

Плутоний

$D = 19\,800 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; моноклинная решетка. Полиморфные превращения: при 395 К моноклинная модификация переходит в моноклинную объемно-центрированную; $\Delta V/V = 1000 \cdot 10^{-4}$; при 479 К моноклинная объемно-центрированная модификация переходит в ромбическую гранецентрированную; $\Delta V/V = 250 \cdot 10^{-4}$; при 592 К ромбическая гранецентрированная модификация переходит в кубическую гранецентрированную; $\Delta V/V = 700 \cdot 10^{-4}$; при 724 К кубическая гранецентрированная модификация переходит в тетрагональную объемно-центрированную; $\Delta V/V = -20 \cdot 10^{-4}$; при 749 К тетрагональная объемно-центрированная модификация переходит в кубическую объемно-центрированную; $\Delta V/V = -200 \cdot 10^{-4}$ [85].

Температурная зависимость плотности [160]

θ , К	D , $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ , К	D , $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ , К	D , $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
0	22800	350	19300	700	16000
100	21700	400	18800	800	15100
200	20800	450	18400	900	14000
250	20300	500	17900	1000	13200
300	19800	600	16900		

Плотность модификаций плутония [160]

Тип кристаллической решетки	θ , К	D , $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
Моноклинная	294	19 860
Моноклинная объемно-центрированная	366	17 650
Ромбическая гранецентрированная	408	17 190
Кубическая гранецентрированная	593	15 920
Тетрагональная объемно-центрированная	738	16 000
Кубическая объемно-центрированная	763	16 480

Сплавы плутония

Температурная зависимость плотности сплава плутония с 2,25 % железа [160]

θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
273	16 770	470	16 400	602	15 960
383	16 610	495	16 320	673	15 800
410	16 490	569	16 230		

Температурная зависимость плотности сплава плутония с 2,36 % железа [160]

θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
298	16 857	466	16 380	601	15 900
411	16 500	498	16 260	685	15 810
422	16 470	581	16 080		

Америций

$D = 13 671 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $\approx 13 760 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при $\theta > 873 \text{ K}$ (оценена по данным о параметре решетки [163]); гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение: при 873 K гексагональная плотноупакованная модификация переходит в гранецентрированную кубическую.

Кюрий

$D = 19200 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение: при высоких температурах гексагональная плотноупакованная модификация переходит в гранецентрированную кубическую.

IV группа периодической системы элементов

Титан

$D = 4500 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [133, 138, 160]; $4510 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 298 K [163]; $4600 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; $4320 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 1173 K [150]; гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение: при 1156 K гексагональная плотноупакованная модификация переходит в кубическую объемно-центрированную; $\Delta V/V = -55 \cdot 10^{-4}$ [85].

Сплавы титана

Плотность сплавов титана с ванадием [233]

Концентрация ванадия, %	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Концентрация ванадия, %	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
10	4630	50	5200
20	4760	60	5370
30	4890	70	5540
40	5050	80	5630

Плотность сплавов титана с марганцем [233]

Концентрация марганца, %	D , кг · м ⁻³	Концентрация марганца, %	D , кг · м ⁻³
10	4690	52	5930
20	5000	65	6310
31	5435	80	6730
41	5660		

Плотность сплавов титана с водородом [233]

Концентрация водорода, %	D , кг · м ⁻³	Концентрация водорода, %	D , кг · м ⁻³
0,5	4570	1,95	4340
1,1	4470	2,7	4270

Плотность сплавов титана с танталом [233]

Концентрация тантала, %	D , кг · м ⁻³	Концентрация тантала, %	D , кг · м ⁻³
5	4680	40	6480
10	4950	50	7030
20	5500	60	7920
30	5850		

Плотность сплавов титана с вольфрамом [233]

Концентрация вольфрама, %	D , кг · м ⁻³	Концентрация вольфрама, %	D , кг · м ⁻³
1	4880	4	6600
2	5410	5	7280
3	5950		

Плотность промышленных титановых сплавов [27]

Марка	Концентрация легирующих элементов, %	D , кг · м ⁻³
BT1-0	Нелегированный титан	4520
BT5	5 алюминия	4400
BT5-1	5 алюминия, 2,5 олова	4420
OT4-0	0,8 алюминия, 0,8 марганца	4510
OT4-1	1,5 алюминия, 1,0 марганца	4550
OT4	3,5 алюминия, 1,5 марганца	4550
BT4	5 алюминия, 1,5 марганца	4520
OT4-2	6 алюминия, 1,6 марганца	4460
AT-2	2 циркония, 1 молибдена	4550
AT-3	3 алюминия, 1,5 железа, хрома, кремния, бора	4500
AT-4	4 алюминия, 1,5 железа, хрома, кремния, бора	4530
BT20	6 алюминия, 2 циркония, 1 молибдена, 1 ванадия	4450

Марка	Концентрация легирующих элементов, %	D , кг · м ⁻³
СТ5	5 алюминия, 2 циркония, 3 олова, 2 ванадия	4470
ВТ6С	5 алюминия, 4 ванадия	4450
ВТ6	6 алюминия, 4 ванадия	4430
ВТЗ-1	6 алюминия, 2,5 молибдена, 2,0 хрома, 0,3 кремния, 0,5 железа	4500
ВТ14	4,5 алюминия, 3 молибдена, 1 ванадия	4520
ВТ16	2,5 алюминия, 5 молибдена, 5 ванадия	4650
ВТ22	5 алюминия, 5 молибдена, 5 ванадия, 1 железа, 1 хрома	4650
ВТ23	4,5 алюминия, 2 молибдена, 4,5 ванадия, 0,6 железа, 1 хрома	4570
ВТ15	3 алюминия, 5 молибдена, 6 ванадия, 11 хрома	4890
ТС6	3 алюминия, 5 молибдена, 6 ванадия, 11 хрома	4800
4201	33 молибдена	5690

Цирконий

Температурная зависимость плотности [60]
 $D = 6510 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $6500 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [133, 233]; $6490 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138];
 гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение:
 при $1135 \pm 5 \text{ К}$ гексагональная плотноупакованная модификация переходит
 в кубическую объемно-центрированную; $\Delta V/V = -66 \cdot 10^{-4}$ [85].

Температурная зависимость плотности [160]

θ , К	D , кг · м ⁻³	θ , К	D , кг · м ⁻³	θ , К	D , кг · м ⁻³	θ , К	D , кг · м ⁻³
100	6550	573	6450	973	6370	1373	6300
123	6540	623	6440	1023	6370	1423	6290
223	6520	673	6430	1073	6360	1473	6280
293	6510	723	6420	1123	6350	1573	6260
373	6490	773	6420	1173	6340	1673	6240
423	6480	823	6410	1223	6330	1773	6220
473	6470	873	6400	1273	6320	1873	6200
523	6460	923	6380	1323	6310		

Сплавы циркония

Плотность сплавов циркония с оловом [233]

Концентрация олова, %	D , кг · м ⁻³	Концентрация олова, %	D , кг · м ⁻³
1,36	6478,9	1,54	6516,4
1,40	6539,9	1,58	6478,9
1,46	6488,0		

Плотность сплавов циркония с бором [233]

Концентрация бора, %	D , кг · м ⁻³	Концентрация бора, %	D , кг · м ⁻³
0,44	6505,5	1,21	6479,6
0,78	6494,0	1,71	6448,9

Гафний

$D = 13\,310 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 163]; $13\,290 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [160]; $13\,090 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [133]; $\approx 12\,700 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при $\Theta > 2033 \text{ К}$ (оценена по данным о параметре решетки [163]); гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение: при $2033 \pm 25 \text{ К}$ гексагональная плотноупакованная модификация переходит в объемно-центрированную кубическую, $\Delta V/V = -105 \cdot 10^{-4}$ [85].

Олово

$D = 7300 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 273 К [138, 163]; $7310 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [160]; тетрагональная решетка. Полиморфное превращение: при $274,5 \text{ К}$ тетрагональная модификация может переходить в кубическую со структурой типа алмаза; $\Delta V/V = -2640 \cdot 10^{-4}$ [85]; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 230 \cdot 10^{-4}$ при $504,9 \text{ К}$ [138]; $260 \cdot 10^{-4}$ [104].

Свинец

$D = 11\,340 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $11\,680 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; кубическая гранецентрированная решетка; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 350 \cdot 10^{-4}$ при $600,4 \text{ К}$ [138]; $338 \cdot 10^{-4}$ [104].

Сплавы свинца

Плотность сплавов свинца с сурьмой [104]

Концентрация сурьмы, %	D , кг · м ⁻³	Концентрация сурьмы, %	D , кг · м ⁻³
10	10700	60	7900
20	10000	70	7500
30	9300	80	7200
40	8800	90	6900
50	8300		

V группа периодической системы элементов

Ванадий

$D = 6110 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [160, 163]; $6100 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [133, 138]; кубическая объемно-центрированная решетка.

Температурная зависимость плотности [160]

Θ , К	D , кг · м ⁻³	Θ , К	D , кг · м ⁻³
293	6110	1273	6090
773	6100	1773	6070

Ниобий

$D = 8570 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [133, 233]; $8600 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; кубическая объемно-центрированная решетка.

Температурная зависимость плотности [160]

θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
300	8570	1800	8520
800	8550	2700	8490
1200	8540		

Сплавы ниобия

Плотность сплавов ниобия с молибденом и титаном [233]

Концентрация легирующих элементов, %		$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Концентрация легирующих элементов, %		$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
Молибден	Титан		Молибден	Титан	
10	10	7250	30	20	6900
20	10	7370	20	30	6300
10	20	6740	10	40	5120
30	10	7550	40	20	6800
20	20	6850	30	30	6500
10	30	6120	20	40	6150
40	10	7350			

Тантал

$D = 16\,650 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $16\,600 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [133, 138, 233]; кубическая объемно-центрированная решетка.

Температурная зависимость плотности [160]

θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
300	16 600	1800	16 510
800	16 570	2700	16 440
1200	16 540		

Сурьма

$D = 6690 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $6680 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; тригональная решетка; $\Delta V/V_{\text{пл}} = 140 \cdot 10^{-4}$ [163]; $80 \cdot 10^{-4}$ при $903,5 \text{ K}$ [138].

Висмут

$D = 9800 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 163]; ромбоэдрическая решетка; $\Delta V_{\text{пл}}/V = -335 \cdot 10^{-4}$ при 544 K [138]; $-330 \cdot 10^{-4}$ [104].

VI группа периодической системы элементов

Хром

$D = 7190 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [133, 163]; $7160 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; $7100 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; кубическая объемно-центрированная решетка. Полиморфное превращение: при $311,4 \text{ K}$ $\Delta V/V = 8 \cdot 10^{-4}$ [76, 127].

Температурная зависимость плотности [160]

θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
300	7190	700	7180
600	7183	1000	7172

Сплавы хрома

Плотность сплавов хрома [233]

Концентрация легирующих элементов, %				$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
Вольфрам	Железо	Молибден	Углерод	
29	23	3	0,05	8925,1
29	23	3	0,029	8925,2
27	23	3	0,026	8783,1
24	22	2	0,018	8624,4
22	22	2	0,021	8429,0
22	20	2	0,018	8416,4
22	21	—	0,021	8454,1
—	23	20	0,018	7747,6
20	20	2	0,018	8268,8
20	19	2	0,016	8310,0
—	25	15	—	7630,0
—	15	25	—	7870,0
30	—	—	0,026	8680,0

Молибден

$D = 10220 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $10240 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; $10200 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; кубическая объемно-центрированная решетка.

Температурная зависимость плотности [160]

θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
300	10200	1800	10150
800	10190	2700	10100
1200	10180		

Сплавы молибдена

Плотность сплавов молибдена с ниобием и титаном [233]

Концентрация легирующих элементов, %		$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Концентрация легирующих элементов, %		$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
Ниобий	Титан		Ниобий	Титан	
10	10	8450	40	10	7350
10	20	7550	30	20	7100
30	10	7620	20	30	6800
20	20	7000	10	40	6320
10	30	6680			

Сплав молибдена с 31 % никеля и 15 % меди: $D = 9100 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233].

Вольфрам

$D = 19\,350 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $19\,300 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 233]; кубическая объемно-центрированная решетка.

Температурная зависимость плотности [160]

θ, К	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ, К	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
300	19 250	1800	19 250
800	19 310	2700	19 180
1200	19 290		

Сплавы вольфрама

Сплав вольфрама с 7,5 % никеля и 2,5 % меди: $D = 17\,000 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]

Плотность сплавов вольфрама с никелем и железом [233]

Концентрация легирующих элементов, %		
Никель	Железо	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
7	3	17150
4,9	2,1	17750
3,5	1,5	18180

Полоний

$D = 9196 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$; простая кубическая решетка. Полиморфное превращение: при 309 К простая кубическая модификация переходит в простую ромбоэдрическую [163].

VII группа периодической системы элементов

Марганец

$D = 7470 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ при 293 К [163]; сложная объемно-центрированная кубическая решетка. Полиморфные превращения: при $990 \pm 10 \text{ К}$ сложная кубическая объемно-центрированная решетка (альфа-марганец) переходит в сложную кубическую решетку (бета-марганец); $\Delta V/V = 340 \cdot 10^{-4}$; при $1360 \pm 10 \text{ К}$ сложная кубическая решетка (бета-марганец) переходит в гранецентрированную кубическую решетку (гамма-марганец); $\Delta V/V = 80 \cdot 10^{-4}$; при $1410 \pm 5 \text{ К}$ гранецентрированная кубическая решетка (гамма-марганец) переходит в объемно-центрированную кубическую решетку (дельта-марганец); $\Delta V/V = 80 \cdot 10^{-4}$ [85]; $\Delta V/V_{\text{пл}} = 170 \cdot 10^{-4}$ при 1517 К [138].

Плотность модификаций марганца [163]

Модификация	θ, К	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
Альфа-марганец	293	7470
Бета-марганец	293	7260
Гамма-марганец	293	7210
	1373	6370
Дельта-марганец	1416	6280

Технеций

$D = 11500 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; гексагональная плотноупакованная решетка.

Рений

$D = 21010 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [163]; $21020 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [133]; $21000 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; $21100 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; гексагональная плотноупакованная решетка.

VIII группа периодической системы элементов**Железо**

$D = 7870 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138]; $7874 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233]; кубическая объемно-центрированная решетка. Полиморфные превращения: при 1183 К кубическая объемно-центрированная модификация переходит в кубическую гранецентрированную; $\Delta V/V = -77 \cdot 10^{-4}$; при 1665 К кубическая гранецентрированная модификация переходит в кубическую объемно-центрированную; $\Delta V/V = 48 \cdot 10^{-4}$ [85]; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 350 \cdot 10^{-4}$ при 1809 К [138].

Температурная зависимость плотности [160]

$\theta, \text{ К}$	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$	$\theta, \text{ К}$	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$
100	7868	500	7852
200	7864	1000	7835
300	7860	1400	7820
400	7856		

Плотность модификаций железа [163]

Модификация	$\theta, \text{ К}$	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$
Альфа-железо	293	7909
Дельта (бета-железо)	1173	7642
Гамма-железо	1183	7709
Дельта-железо	1673	7409

Сплавы железа

Плотность углеродистых сталей [104]

Концентрация углерода, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Концентрация углерода, %	$D, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$
0	7867,8	0,8	7739,9
0,2	7837,0	1,0	7707,1
0,4	7806,4	1,2	7677,5
0,6	7773,0		

Температурная зависимость плотности углеродистых сталей [160]

Марка	D , кг · м ⁻³ , при θ , К	
	300	1200
Ст 20	7845	7814
Ст 35	7796	7766
Ст 45	7788	7754
У 8	7768	7736

Плотность фаз, присутствующих в углеродистых сталях в различных состояниях (приведенная к 293 К) [174]

Фаза	D , кг · м ⁻³	Фаза	D , кг · м ⁻³
Феррит (альфа-железо)	7869,1	Мартенсит (альфа-твердый раствор)	
Аустенит (гамма-твердый раствор)		с 0,0 % углерода	7869,1
с 0,0 % углерода	8178,6	с 0,2 % углерода	7836,4
с 0,2 % углерода	8150,0	с 0,4 % углерода	7805,2
с 0,4 % углерода	8121,5	с 0,6 % углерода	7774,2
с 0,6 % углерода	8093,2	с 0,8 % углерода	7742,9
с 0,8 % углерода	8065,2	с 1,0 % углерода	7713,1
с 1,0 % углерода	8037,3	с 1,4 % углерода	7656,4
с 1,4 % углерода	7985,3	Цементит (карбид Fe ₃ C)	7678,7

Плотность чугуна [160]

Вид чугуна	D , кг · м ⁻³
Высокоуглеродистый серый наименее плотный	6600—6950
Обычный серый средней прочности	7000—7300
Малоуглеродистый высококачественный	7400—7500
Высоколегированный аустенитного класса	7500—7700

Температурная зависимость плотности низко- и среднелегированных сталей перлитного класса [160]

Марка	D , кг · м ⁻³ , при θ , К	
	300	1200
13Н2ХА, 15ХА, 15Х, 20Х	7850	7822
65Г	7850	7825
30ХГС, 30ХГСА	7850	7819
15ХМ, 15ХМА	7820	7786
30ХМ, 30ХМА	7820	7788
1Х11МФ, 1Х12ВИМФ	7800	7770
12Х1МФ	7800	7768
25Х2МФА	7800	7769

Температурная зависимость плотности сталей мартенситного, мартенситно-ферритного и ферритного классов [160]

Марка стали	D , кг · м ⁻³ , при θ , К	
	300	1400
X5M	7810	7770
1X13 (ЭЖ1, Ж1)	7750	7715
2X1213МБФР	7840	7815
4X13 (ЭЖ4, Ж4)	7680	7655
1X12В2МФ (ЭИ756)	7850	7823

Температурная зависимость плотности нержавеющей сталей аустенитного класса [160]

Марка стали	D , кг · м ⁻³ , при θ , К	
	300	1000
X18Н9Т (1X18Н9Т, ЭЯ1Т)*	7900	7860
1X18Н9ТЛ*	7900	7855
ОХ1812Б (X18Н11Б, ЭИ402)	7900	7810
X23Н13 (ЭИ417)	7900	7795
X17Н13М2Т (ОХ18Н12М2Т, ЭИ448)	7900	7800
X16Н25М6 (ЭИ395)	8100	8020
1X16Н13М2Б (ЭИ680) 3X19Н9МВБТ (ЭИ572)	7900	7800
ХН35ВТ (ЭИ612, ЭИ612К), ХН35ВТР (ЭИ725, ЭИ725А), ХН35ВМТ (ЭИ692)	8200	8180
X22Н26, ВЖ100	8100	7995

* Сталь имеет метастабильную кубическую гранцентрированную решетку

Плотность быстрорежущих сталей (в отожженном состоянии) [32]

Марка стали	D , кг · м ⁻³	Марка стали	D , кг · м ⁻³
P6M3	8000	P9K10	8300
P9Ф5	8100	P10K5Ф5	8130
P14Ф4	8420	P18K5Ф2	8700

Плотность сплавов железа с алюминием [233]

Концентрация алюминия, %	D , кг · м ⁻³	Концентрация алюминия, %	D , кг · м ⁻³
2	7650	10	6810
4	7450	13	6670
6	7220	15	6550
8	7020	17	6450

Сплав железа с 21 % хрома, 9 % никеля: $D = 7750 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233];
с 28,7—30,1 % никеля, 25,4—27,4 % хрома, 1,9—2,0 % титана:
 $D = 7700 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [233].

Кобальт

$D = 8900 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$ [138, 163, 233]; гексагональная плотноупакованная решетка. Полиморфное превращение: при 723 К гексагональная плотноупакованная модификация переходит в кубическую гранецентрированную; $\Delta V/V = 36 \cdot 10^{-4}$ [211]; $\Delta V_{\text{пл}}/V = 350 \cdot 10^{-4}$ при 1765 К [138].

Сплавы кобальта

Плотность сплавов кобальта с хромом и другими элементами [233]

Номер сплава	Концентрация легирующих элементов, %					
	Хром	Молибден	Никель	Железо	Вольфрам	Марганец
1	25—30	4,5—6,5	1,5—3,5	<2	—	—
2	23—29	—	<1,5	<2	4—7	—
3	19—21	—	9—11	<2	14—16	1—2
4	23—29	5—7	13—17	<2	—	—
5	23—28	—	9—12	<2	6—9	—
6	17,5—19,5	—	9—11	<2	14—15	1—1,5
7	30	—	—	—	6	—
8	23—28	—	9—12	<2	6—9	—
9	19,1	2,2	10,5	—	—	0,77
10	26,7	5,4	2,4	1,5	—	—

Продолжение таблицы

Номер сплава	Концентрация легирующих элементов, %				D , $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
	Кремний	Ниобий	Ванадий	Углерод	
1	—	—	—	0,2—0,35	8300
2	—	—	—	0,35—0,5	8540
3	<1	—	—	0,15	9150
4	—	—	—	0,35—0,50	8310
5	—	—	—	0,45—0,60	8610
6	0,35—0,65	—	—	0,35—0,45	9040
7	—	—	—	—	8440
8	—	—	—	0,45—0,60	8080
9	0,52	1,4	3,0	0,27	8260
10	—	—	—	0,26	8190

Плотность сплавов кобальта с никелем [233]

Концентрация никеля, %	D , кг · м ⁻³	Концентрация никеля, %	D , кг · м ⁻³
10	8850	32	8840
22	8860	55	8870
27,5	8720	80	8900
31	8630		

Никель

$D = 8900$ кг · м⁻³ [138, 163, 233]; кубическая гранецентрированная решетка; $\Delta V_{пл}/V = 450 \cdot 10^{-4}$ при 1728 К [138].

Температурная зависимость плотности [160]

θ , К	D , кг · м ⁻³	θ , К	D , кг · м ⁻³
293	8900	1073	8860
473	8890	1273	8850
673	8870	1573	8830
773	8870		

Сплавы никеля

Сплав никеля с 30 % меди, 3 % алюминия: $D = 8456$ кг · м⁻³ [233]; с 15,8 % хрома, 14,6 % молибдена, 4,9 % железа, 4,4 % вольфрама: $D = 8921$ кг · м⁻³ [233]; с 17 % молибдена, 16,5 % хрома, 6 % железа, 4 % вольфрама: $D = 8940$ кг · м⁻³ [233]; с 28 % молибдена, 6 % железа: $D = 9240$ кг · м⁻³ [233]; с 24 % железа, 16 % хрома, 1,1 % кремния: $D = 8150$ кг · м⁻³ [233].

Плотность сплавов никеля с кобальтом, хромом, молибденом и другими элементами [233]

Номер сплава	Концентрация легирующих элементов, %					
	Кобальт	Хром	Молибден	Вольфрам	Тантал	Алюминий
1	18—22	10—12	4,5—5,5	—	—	4—6
2	25,4	14,6	5,0	4,75	1,3	—
3	25,5	14,8	5,2	4,5	—	—
4	25,1	14,9	4,9	4,54	4,88	—
5	24,5	14,6	4,46	4,7	—	—
6	30,0	23—29	5—7	—	—	—

Продолжение таблицы

Номер сплава	Концентрация легирующих элементов, %					D , кг · м ⁻³
	Железо	Титан	Марганец	Кремний	Углерод	
1	<2	1—2	—	<0,5	<0,3	8040
2	13,8	—	0,54	0,45	0,04	8734
3	13,7	1,08	0,62	0,40	0,04	8629
4	—	—	0,53	0,49	0,04	8875
5	15,4	—	0,71	0,44	0,03	8590
6	2	—	—	—	0,35—0,50	8210

Плотность сплавов никеля с кобальтом [233]

Концентрация кобальта, %	D , кг · м ⁻³	Концентрация, кобальта, %	D , кг · м ⁻³
0	8900	69	8650
20	8880	72,5	8750
40	8875	78	8870
68	8870	80	8870

Плотность сплавов никеля с хромом, железом и другими элементами [233]

Номер сплава	Концентрация легирующих элементов, %					
	Хром	Железо	Титан	Кобальт	Ниобий	Вольфрам
1	14—17	6—10	—	—	—	—
2	14—16	5—9	2,2—2,7	—	0,7—1,2	—
3	14,65	6,97	2,44	—	1,01	—
4	14,62	5,8	—	—	—	—
5	15,15	8,24	0,35	0,09	—	—
6	14,04	7,93	2,73	—	0,57	—
7	19,79	17,95	0,19	1,58	—	0,13

Продолжение таблицы

Номер сплава	Концентрация легирующих элементов, %					D , кг · м ⁻³
	Молибден	Алюминий	Марганец	Кремний	Углерод	
1	—	—	—	—	—	8470
2	—	0,4—1,0	0,3—1,0	—	—	8254
3	—	0,93	0,54	0,46	0,03	8250
4	—	—	0,23	0,19	0,09	8470
5	—	—	0,30	0,23	0,08	8400
6	—	0,56	0,67	0,41	0,06	8200
7	7,43	—	0,81	0,86	0,11	8150

Плотность сплавов никеля с хромом и другими элементами [233]

Хром	Концентрация легирующих элементов, %							D , кг · м ⁻³
	Алюминий	Медь	Молибден	Железо	Вольфрам	Кремний	Углерод	
20	2,5	2,5	—	—	—	—	—	8100
19,33	—	—	—	0,17	—	0,64	0,31	8350
15,83	—	—	14,57	4,94	4,41	—	0,07	8921

Плотность специальных сплавов никеля [160]

Сплав	Концентрация легирующих элементов, %						D, кг · м ⁻³
	Алюминий	Кремний	Марганец	Хром	Железо	Кобальт	
Алюмель	1,8—2,5	0,85—1,15	1,8—2,2	—	—	<1	8480
Хромель	—	—	—	9—10	—	<1	8710
Нихром	—	—	—	19—21	—	<1	8340
Ферро-нихром	—	—	1—2	14—16	14—18	<1	8370

Рутений

D = 12450 кг · м⁻³ [163]; 12200 кг · м⁻³ [138]; гексагональная плотноупакованная решетка.

Родий

D = 12410 кг · м⁻³ [163]; 12400 кг · м⁻³ [138]; 12450 кг · м⁻³ [233]; 12500 кг · м⁻³ [133]; кубическая гранецентрированная решетка.

Палладий

D = 12020 кг · м⁻³ [163]; 12000 кг · м⁻³ [138]; 11400 кг · м⁻³ [233]; кубическая гранецентрированная решетка.

ОсмиЙ

D = 22610 кг · м⁻³ [163]; 22500 кг · м⁻³ [133, 138]; 22480 кг · м⁻³ [233]; гексагональная плотноупакованная решетка.

Иридий

D = 22500 кг · м⁻³ [163, 233]; 22400 кг · м⁻³ [133, 138]; кубическая гранецентрированная решетка.

Платина

D = 22450 кг · м⁻³ [16, 138, 163]; 21500 кг · м⁻³ [133, 138]; кубическая гранецентрированная решетка.

9.2. Тепловое расширение металлов и сплавов

I группа периодической системы элементов

Литий

Линейный коэффициент теплового расширения [119, 120]

θ, К	1	2	3		θ, К	1	2	3	
	$\alpha \cdot 10^6$	$\alpha \cdot 10^6$	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$		$\alpha \cdot 10^6$	$\alpha \cdot 10^6$	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
80	34,9	16,9	4,5	2,3	110	—	—	5,8	2,6
90	—	—	5,0	2,4	120	37,8	27,2	6,2	2,7
100	36,4	22,5	5,3	2,5	130	—	—	6,7	2,8

Продолжение таблицы

θ, К	1		2		3		θ, К	1		2		3	
	$\alpha \cdot 10^6$	$\alpha \cdot 10^6$	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	$\alpha \cdot 10^6$	$\alpha \cdot 10^6$		$\alpha \cdot 10^6$	$\alpha \cdot 10^6$	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	$\alpha \cdot 10^6$	$\alpha \cdot 10^6$
140	39,2	31,0	7,2	2,9	220	44,3	41,0	11,2	4,3				
150	—	—	7,7	3,1	230	—	—	11,7	4,5				
160	40,5	34,1	8,2	3,2	240	45,4	42,8	12,2	4,8				
170	—	—	8,7	3,3	250	—	—	12,7	5,1				
180	41,8	36,7	9,2	3,5	260	46,3	44,4	13,2	5,3				
190	—	—	9,7	3,7	280	46,9	45,8	14,0	6,0				
200	43,1	39,0	10,2	3,9	293	—	—	—	6,5				
210	—	—	10,7	4,1	300	47,1	47,1	—	6,8				

Примечание. 1, 2 — образцы, испытывавшие до различных степеней полиморфное превращение; 3 — выплавленный зонной плавкой монокристалл гексагональной плотноупакованной модификации.

Натрий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
80	38,5	180	62,5	280	70,3
100	45,7	200	64,7	300	71,5
120	51,7	220	66,4	320	72,7
140	56,1	240	67,8	340	74,0
160	59,7	260	69,1		

Калий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
100	63	260	72
200	66	300	83,3

Рубидий

$\alpha = 90 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ при 300 К [119]; $(60,7 - 63,2) \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ в диапазоне 183 — 233 К [163].

Цезий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
280	97	320	97
300	97	370	97

Франций $\alpha = 102 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при 300 К (расчетное значение) [119].**Медь**

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
10	-0,3	300	0,02	650	0,60	1000	1,35
50	-0,3	350	0,07	700	0,73	1050	1,45
100	-0,25	400	0,15	750	0,82	1100	1,57
150	-0,21	450	0,25	800	0,97	1150	1,68
200	-0,17	500	0,32	850	1,05	1200	1,83
250	-0,10	550	0,45	900	1,15	1250	1,96
273	0	600	0,50	950	1,25	1300	2,10

Линейный коэффициент теплового расширения [119, 120]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
6	0,008	90	9,47	230	15,7	700	19,4
7	0,011	100	10,45	240	15,9	750	19,7
8	0,016	110	11,35	250	16,1	800	20,1
9	0,022	120	12,0	260	16,2	850	20,5
10	0,03	130	12,6	273	16,4	900	20,9
15	0,10	140	13,2	280	16,5	950	21,4
20	0,32	150	13,6	300	16,7	1000	21,8
25	0,62	160	14,1	350	17,0	1050	22,3
30	0,93	170	14,4	400	17,3	1100	22,8
40	2,15	180	14,7	450	17,6	1150	23,3
50	3,65	190	15,0	500	17,9	1200	23,8
60	5,66	200	15,2	550	18,3	1250	24,4
70	6,87	210	15,4	600	18,6		
80	8,28	220	15,6	650	19,0		

Сплавы меди

Относительное изменение длины с температурой сплава меди с 7 % серебра [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
273	0	450	0,29	650	0,61	800	0,91
300	0,02	500	0,37	670	0,61	850	1,02
350	0,11	550	0,45	700	0,65	900	1,13
400	0,20	600	0,54	750	0,77	970	1,30

Относительное изменение длины с температурой сплава меди с 34 % золота [287]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
293	0	548	0,44	823	0,92
398	0,18	623	0,56	873	1,00
448	0,25	723	0,74		

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава меди с 35 % цинка [287]

θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶
293	0	17,5	700	0,808	21,7
400	0,194	18,9	800	1,028	22,5
500	0,380	20,0	900	1,258	23,5
600	0,595	20,9			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава меди с 10 % олова [287]

θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶
293	0	17,0	600	0,589	20,5
400	0,192	18,8	700	0,796	20,8
500	0,387	20,0	750	0,901	21,3

Относительное изменение длины с температурой сплава меди с 0,65 % теллура [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
273	0	350	0,11	450	0,28	550	0,47
300	0,01	400	0,20	500	0,37	570	0,51

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава меди с 20 % марганца [287]

θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶
293	0	20,3	600	0,660	23,1
400	0,220	20,8	700	0,892	23,4
500	0,435	22,0			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава меди с 35 % никеля [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
100	-0,256	11,2	400	0,169	16,4	700	0,702	18,8
200	-0,132	13,4	500	0,338	17,4	800	0,802	19,2
293	0	16,0	600	0,517	18,2			

Сплав меди с 2,15 % бериллия, 0,35 % никеля: $\Delta L/L = 0,14 \%$ в диапазоне 180 — 273 К [233].

Относительное изменение длины с температурой сплава меди с 15 % цинка, 10 % свинца [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
273	0	450	0,29	650	0,68	850	1,13
300	0,01	500	0,38	700	0,78	890	1,19
350	0,11	550	0,48	750	0,88		
400	0,20	600	0,58	800	0,99		

Относительное изменение длины с температурой сплава меди с 22 % цинка и 11 % никеля [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
273	0	500	0,36	750	0,82	1000	1,37
300	0,04	550	0,44	800	0,92	1050	1,50
350	0,10	600	0,53	850	1,02	1100	1,62
400	0,18	650	0,62	900	1,14	1150	1,76
450	0,27	700	0,72	950	1,26	1200	1,88

Относительное изменение длины с температурой сплавов меди с 5 — 12 % алюминия и добавками никеля, железа, кремния [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
200	-0,15	400	0,17	650	0,65	900	1,15
250	-0,07	450	0,25	700	0,75	950	1,25
273	0	500	0,35	750	0,85	1000	1,35
300	0,02	550	0,45	800	0,95	1050	1,45
350	0,10	600	0,55	850	1,05	1100	1,50

Относительное изменение длины с температурой сплавов меди с 3 — 4,5 % кремния и добавками цинка, марганца, железа [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
273	0	550	0,43	850	1,06	1150	1,76
300	0,01	600	0,53	900	1,17	1200	1,96
350	0,08	650	0,63	950	1,29	1250	2,26
400	0,17	700	0,73	1000	1,40	1270	2,44
450	0,26	750	0,83	1050	1,52		
500	0,34	800	0,94	1100	1,63		

Относительное изменение длины с температурой сплавов меди с 7 — 10 % олова, 2 — 4 % цинка [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
273	0	400	0,20	500	0,40	600	0,59
300	0,01	450	0,30	550	0,48	650	0,68

Относительное изменение длины с температурой сплавов меди с 10 — 20 % свинца, до 10 % олова [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
273	0	500	0,40	700	0,79
300	0,01	600	0,60	800	0,91
400	0,21				

Относительное изменение длины с температурой сплавов меди с 1 — 30 % никеля, 1 — 18 % цинка [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
200	-0,14	400	0,18	650	0,62	900	1,12
250	-0,06	450	0,27	700	0,72	950	1,24
273	0	500	0,36	750	0,82	1000	1,36
300	0,02	550	0,44	800	0,92	1050	1,44
350	0,10	600	0,53	850	1,02	1100	1,56

Линейный коэффициент теплового расширения технических сплавов меди при 300 К [160]

Марка	Концентрация легирующих элементов, %					α · 10 ⁶
	Никель	Железо	Марганец	Цинк	Кобальт	
ТП (МНО, 6)	0,57—0,63	—	—	—	<1,0	12,0
ТВ (МН16)	15,3—16,3	—	—	—	<1,0	15,3
Мельхиор	29—33	0,6—1,0	0,8—1,3	—	<1,0	16,0
Константан	39—41	—	1—2	—	<1,0	14,4
Копель	43—44	—	0,1—1,0	—	<1,0	14,0
Монель	65—70	2—3	1,2—1,8	—	<1,0	14,0
Нейзильбер	13,5—16,5	—	—	18—20	<1,0	18,4
Манганин	2,5—3,5	—	11—13	—	<1,0	16,0

Серебро

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$
70	-0,35	350	0,13	700	0,81	1050	1,64
100	-0,34	400	0,21	750	0,92	1100	1,77
150	-0,25	450	0,32	800	1,04	1150	1,90
200	-0,15	500	0,41	850	1,15	1200	2,03
250	-0,07	550	0,51	900	1,26		
273	0	600	0,60	950	1,37		
300	0,02	650	0,71	1000	1,52		

Линейный коэффициент теплового расширения [119, 120]

θ, K	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha \cdot 10^6$
5	0,02	70	11,7	210	17,9	600	21,0
6	0,03	80	12,9	220	18,1	650	21,5
7	0,04	90	13,9	230	18,2	700	22,0
8	0,06	100	14,7	240	18,3	750	22,5
9	0,08	110	15,0	250	18,4	800	23,1
10	0,11	120	15,6	260	18,5	850	23,7
15	0,48	130	16,0	273	18,6	900	24,3
20	1,26	140	16,4	280	18,7	950	25,0
25	2,18	150	16,7	300	18,8	1000	25,6
30	3,28	160	17,0	350	19,2	1050	26,2
35	4,58	170	17,2	400	19,5	1100	26,9
40	5,76	180	17,4	450	19,8	1150	27,5
50	8,03	190	17,6	500	20,2	1200	28,1
60	10,2	200	17,8	550	20,6		

Сплавы серебра

Относительное изменение длины с температурой сплавов серебра с 7—40 % меди [233]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$
273	0	450	0,34	570	0,50	700	0,76
300	0,01	500	0,44	580	0,52	800	0,96
350	0,13	550	0,50	600	0,56	900	1,16
400	0,23	560	0,50	650	0,63	930	1,20

Относительное изменение длины с температурой сплавов серебра с золотом [233]

θ, К	ΔL/L, %, при концентрации золота, %		θ, К	ΔL/L, %, при концентрации золота, %	
	10	40		10	40
273	0	0	800	1,01	0,91
400	0,21	0,19	1000	1,46	1,32
600	0,59	0,52	1060	1,62	1,46

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава серебра с 30 % кадмия [287]

θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶
293	0	23,2	600	0,724	24,4
350	0,134	23,3	700	0,971	24,9
400	0,250	23,4	800	1,275	25,6
500	0,485	23,8			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплавов серебра с индием [287]

θ, К	ΔL/L, %		α · 10 ⁶		θ, К	ΔL/L, %		α · 10 ⁶	
	Концентрация индия, %					Концентрация индия, %			
	10		18			10		18	
293	0	19,5	0	21,5	700	0,882	23,4	0,971	25,6
400	0,216	20,8	0,240	22,8	800	1,120	24,1	1,231	26,2
500	0,429	21,9	0,474	24,0	900	1,366	25,1	1,495	26,7
600	0,652	22,7	0,719	24,9	1000	1,623	26,3	1,765	27,0

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплавов серебра с 5—10 % олова [287]

θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶
293	0	20,0	600	0,641	22,3
400	2,17	20,3	700	0,868	22,9
500	0,424	21,2			

Относительное изменение длины с температурой сплава серебра с 5 % свинца [233]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$
250	-0,08	400	0,20	550	0,54
273	0	500	0,40	570	0,64
300	0,01	530	0,48	650	0,80

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава серебра с 4 % сурьмы [287]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	20,2	600	0,641	21,7
400	0,217	20,5	650	0,752	22,4
500	0,425	21,1			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава серебра с 5 % марганца [287]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	18,6	600	0,640	23,0
400	0,209	20,5	700	0,880	23,7
500	0,420	22,0	750	0,999	24,0

Золото

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$
50	-0,30	350	0,07	700	0,61	1050	1,23
100	-0,25	400	0,14	750	0,69	1100	1,32
150	-0,20	450	0,23	800	0,78	1150	1,41
200	-0,12	500	0,30	850	0,86	1200	1,50
250	-0,06	550	0,36	900	0,95	1250	1,60
273	0	600	0,45	950	1,04		
300	0,01	650	0,52	1000	1,12		

Линейный коэффициент теплового расширения [119, 120]

θ, K	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha \cdot 10^6$
5	0,026	70	10,05	210	13,4	600	15,5
6	0,046	80	10,7	220	13,5	650	15,7
7	0,075	90	11,2	230	13,6	700	16,0
8	0,116	100	11,5	240	13,7	750	16,2
9	0,168	110	11,8	250	13,8	800	16,5
10	0,228	120	12,0	260	13,9	850	16,8
15	0,77	130	12,2	273	14,0	900	17,1
20	2,25	140	12,5	280	14,0	950	17,4
25	3,44	150	12,6	300	14,1	1000	17,7
30	4,52	160	12,8	350	14,2	1050	18,1
35	5,14	170	12,9	400	14,5	1100	18,4
40	6,37	180	13,0	450	14,7	1150	18,8
50	7,95	190	13,2	500	15,0	1200	19,1
60	9,15	200	13,3	550	15,2	1250	19,5

Сплавы золота

Относительное изменение длины с температурой сплавов золота с медью [287]

θ, K	$\Delta L/L, \%$, при концентрации меди, %		θ, K	$\Delta L/L, \%$, при концентрации меди, %	
	5	44		5	44
293	0	0	673	0,62	0,70
393	0,15	0,20	773	0,80	0,95
493	0,31	0,38	873	0,94	1,12
573	0,45	0,52			

Относительное изменение длины с температурой сплавов золота с серебром [233]

θ, K	$\Delta L/L, \%$, при концентрации серебра, %		θ, K	$\Delta L/L, \%$, при концентрации серебра, %		θ, K	$\Delta L/L, \%$, при концентрации серебра, %	
	20	40		20	40		20	40
273	0	0	600	0,47	0,50	900	0,95	1,02
400	0,16	0,18	700	0,64	0,68	1000	1,06	1,22
500	0,32	0,34	800	0,80	0,85	1100	1,34	1,43

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава золота с 50 % палладия [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	12	700	0,490	12
400	0,129	12	800	0,610	12
500	0,249	12	900	0,730	12
600	0,369	12			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава золота с 10 % платины [287]

θ, К	$\frac{\Delta L/L, \%}{\%}$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\frac{\Delta L/L, \%}{\%}$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\frac{\Delta L/L, \%}{\%}$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	11,8	600	0,398	14,0	900	0,818	14,1
400	0,130	12,7	700	0,538	14,1	1000	0,939	14,1
500	0,261	13,4	800	0,678	14,1	1050	1,029	14,1

II группа периодической системы элементов

Бериллий

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
273	0	500	0,30	800	0,90	1100	1,56
300	0,02	600	0,42	900	1,10	1200	1,84
400	0,16	700	0,68	1000	1,34	1300	2,26

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
80	0,7	0,17	170	5,96	3,84	350	13,8	10,5	800	20,2	15,9
90	1,03	0,36	180	6,61	4,31	400	14,9	11,5	850	20,6	16,3
100	1,48	0,66	190	7,26	4,78	450	16,0	12,2	900	20,9	16,8
110	2,01	1,02	200	7,89	5,25	500	16,9	12,9	950	21,1	17,2
120	2,60	1,44	220	9,08	6,18	550	17,6	13,4	1000	21,4	17,6
130	3,23	1,92	240	10,1	7,06	600	18,3	14,0	1050	21,8	18,1
140	3,91	2,40	260	11,0	7,86	650	18,9	14,5	1100	22,2	18,5
150	4,63	2,88	280	11,8	8,58	700	19,4	15,0	1150	22,9	19,0
160	5,31	3,36	300	12,4	9,20	750	19,9	15,4	1200	23,4	19,5

Сплавы бериллия

Относительное изменение длины с температурой сплава бериллия с 2 % меди [287]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
273	-0,037	403	0,185	501	0,250	611	0,413
351	0,115	451	0,213	578	0,363	664	0,473

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава бериллия с 40 % алюминия [287]

θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶
293	0	11,9	600	0,538	19,4	800	0,935	20,2
400	0,170	16,8	700	0,734	19,9	900	1,139	20,3
500	0,347	18,4	750	0,834	20,2			

Магний

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
273	0	500	0,51	650	1,03
350	0,15	550	0,73	700	1,28
400	0,29	600	0,86	770	1,45
450	0,40				

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	α _⊥ · 10 ⁶	α _∥ · 10 ⁶	θ, К	α _⊥ · 10 ⁶	α _∥ · 10 ⁶	θ, К	α _⊥ · 10 ⁶	α _∥ · 10 ⁶	θ, К	α _{ср} · 10 ⁶
5	0,011	0,007	24	0,65	0,60	110	16,1	17,4	300	25,8
6	0,016	0,010	26	0,85	0,81	120	17,2	18,4	350	26,5
7	0,021	0,013	28	1,09	1,05	130	18,1	19,4	400	27,3
8	0,028	0,018	30	1,35	1,35	140	18,9	20,2	450	28,1
10	0,05	0,03	40	3,0	3,20	150	19,6	20,9	500	29,0
12	0,08	0,05	50	5,34	5,91	160	20,3	21,6	550	30,0
14	0,13	0,08	60	7,99	8,56	180	21,4	22,8	600	31,0
16	0,18	0,13	70	10,3	10,9	200	22,3	23,8	650	32,0
18	0,26	0,20	80	12,2	12,9	240	23,4	25,5	700	33,0
20	0,36	0,31	90	13,8	14,6	260	24,3	26,3	750	34,0
22	0,49	0,44	100	15,0	16,1	280	24,7	26,8	800	35,0

Сплавы магния

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава магния с 5 % серебра [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	23,4	500	0,560	29,6
400	0,273	27,7	550	0,710	30,3

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава магния с 5 % цинка [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
275	-0,042	23,0	500	0,608	34,2
293	0	24,1	550	0,783	36,3
400	0,286	29,5			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава магния с 10 % алюминия [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	23,6	475	0,490	29,5	600	0,873	31,1
400	0,276	27,7	500	0,566	30,1	650	1,028	31,3

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплавов магния с оловом [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
	Концентрация олова, %				Концентрация олова, %			
	5		20		35		45	
293	0	26	0	25	0	22	0	21,1
400	0,285	27	0,270	25	0,237	22	0,227	21,1
500	0,539	28	0,522	25	0,459	22	0,438	21,1
600	0,841	29	0,774	25	0,680	22	0,649	21,1
650	0,988	30	0,901	25	—	22	0,755	21,1

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава магния с 5 % никеля [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	23,3	500	0,555	29,3
400	0,272	27,1	550	0,700	29,5

Относительное изменение длины с температурой сплавов магния с 4,8—6,2 % цинка, 0,45—0,74 % циркония [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
273	0	350	0,15	450	0,42
300	0,03	400	0,27	500	0,53

Относительное изменение длины с температурой сплавов магния с 3—9 % алюминия и 0,4—3,1 % цинка [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
20	-0,50	200	-0,23	350	0,12	550	0,70
50	-0,47	250	-0,11	400	0,27	600	0,86
100	-0,42	273	0	450	0,40	650	1,02
150	-0,35	300	0,02	500	0,55	670	1,07

Относительное изменение длины с температурой сплавов магния с 3—4 % тория и 0,5—2,1 % цинка [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
273	0	350	0,15	450	0,43
300	0,03	400	0,28	500	0,65

Кальций

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
50	-0,46	150	-0,30	250	-0,10	300	0,01
100	-0,38	200	-0,20	273	0	340	0,08

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

$\theta, \text{ K}$	$\alpha \cdot 10^6$	$\theta, \text{ K}$	$\alpha \cdot 10^6$	$\theta, \text{ K}$	$\alpha \cdot 10^6$	$\theta, \text{ K}$	$\alpha \cdot 10^6$
70	13,2	140	18,6	220	20,9	500	25,8
80	14,6	150	18,9	240	21,3	600	27,6
90	15,9	160	19,3	260	21,7	700	29,3
100	16,8	170	19,6	280	22,0	800	33,6
110	17,4	180	19,9	300	22,4		
120	17,8	190	20,2	350	23,2		
130	18,2	200	20,4	400	24,1		

Стронций

Относительное изменение длины с температурой [233]

$\theta, \text{ K}$	$\Delta L/L, \%$	$\theta, \text{ K}$	$\Delta L/L, \%$	$\theta, \text{ K}$	$\Delta L/L, \%$	$\theta, \text{ K}$	$\Delta L/L, \%$
270	-0,04	400	0,21	600	0,62	800	1,14
293	0	450	0,32	650	0,72	820	1,02
300	0,01	500	0,42	700	0,84	850	1,10
350	0,11	550	0,52	750	1,00	900	1,24

$\alpha = 23,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при 200 K [119].

Барий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

$\theta, \text{ K}$	$\alpha \cdot 10^6$	$\theta, \text{ K}$	$\alpha \cdot 10^6$
300	16,4	400	20,5
350	18,4	500	24,6

Радий

$\alpha \approx 20,2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при 300 K (оценочное значение) [119].

Цинк

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
4	-0,003	0,03	22	-2,6	16,5	70	0	62,6	260	12,2	64,5
5	-0,001	0,05	24	-3,2	20,0	80	1,6	64,1	280	12,8	64,0
6	+0,001	0,07	26	-3,7	24,0	90	2,9	64,9	300	13,2	63,5
7	+0,003	0,12	28	-4,1	28,0	100	4,1	65,4	350	14,5	62,1
8	-0,002	0,23	30	-4,3	33,4	120	6,0	65,9	400	15,7	61,0
10	-0,063	0,76	35	-4,5	40,1	140	7,5	66,0	450	16,7	60,2
12	-0,23	1,9	40	-4,2	45,4	160	8,7	65,9	500	17,7	58,9
14	-0,52	3,8	45	-3,6	50,1	180	9,6	65,8	550	19,7	57,6
16	-0,97	6,35	50	-3,0	54,1	200	10,4	65,6	600	23,3	54,8
18	-1,5	9,4	55	-2,3	57,3	220	11,0	65,3	650	27,9	50,3
20	-2,0	12,9	60	-1,5	59,6	240	11,6	64,9			

Сплав цинка

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава цинка с 25 % алюминия [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	24,0	500	0,602	36,9
400	0,279	28,7	525	0,699	39,5

Кадмий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
3	+0,004	0,02	18	-3,6	29,2	50	2,6	58,9	200	16,7	56,5
4	+0,003	0,09	20	-3,8	34,0	60	5,0	60,4	220	17,4	56,0
5	-0,01	0,28	22	-3,9	38,0	70	6,9	60,6	240	18,1	55,5
6	-0,07	0,75	24	-3,8	42,0	80	8,4	60,5	260	18,7	55,0
7	-0,2	1,65	26	-3,6	45,0	90	9,6	60,2	280	19,2	54,5
8	-0,4	3,05	28	-3,3	47,5	100	10,6	59,7	300	19,6	54,0
10	-1,05	7,2	30	-2,9	50,0	120	12,3	58,8	350	22,0	52,6
12	-1,8	12,0	35	-2,0	54,2	140	13,7	58,0	400	25,8	50,5
14	-2,6	18,0	40	-1,2	56,2	160	14,9	57,5	450	30,5	47,3
16	-3,2	23,7	45	1,2	57,7	180	15,9	57,0	500	37,0	43,4

Ртуть

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$
100	34,0	42,9	180	44,5
120	35,5	45,6	200	47,6
140	36,8	47,8	220	51,5
160	37,9	50,0		

III группа периодической системы элементов

Алюминий

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$
20	-0,42	250	-0,10	450	0,38	700	1,08
50	-0,41	273	0	500	0,50	750	1,23
100	-0,36	300	0,02	550	0,64	800	1,39
150	-0,28	350	0,14	600	0,80	850	1,56
200	-0,20	400	0,26	650	0,96	890	1,68

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, K	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha \cdot 10^6$
10	0,05	70	7,40	170	18,6	400	24,5
15	0,14	80	9,15	180	19,2	450	25,3
20	0,25	90	10,5	190	19,7	500	26,2
25	0,56	100	12,05	200	20,2	550	27,1
30	0,97	110	13,25	220	20,8	600	28,1
35	1,56	120	14,4	240	21,7	650	29,1
40	2,15	130	15,3	260	22,3	700	30,2
45	2,86	140	16,3	280	22,8	750	31,3
50	3,81	150	17,2	300	23,8	800	32,6
60	5,43	160	17,9	350	23,8	850	34,0

Сплавы алюминия

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава алюминия с 4 % меди [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
250	-0,005	22,0	400	0,254	24,6	600	0,760	25,9
293	0	22,8	500	0,503	25,4	625	0,827	26,2

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава алюминия с 12 % меди [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
333	0,095	23,6	521	0,563	25,4
373	0,191	24,2	573	0,687	26,2
423	0,312	24,3	621	0,813	26,3
473	0,434	24,4			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплавов алюминия с бериллием [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
	Концентрация бериллия, %		Концентрация бериллия, %			Концентрация бериллия, %		Концентрация бериллия, %	
	4	10	4	10		4	10	4	10
293	0	23,3	0	20,6	600	0,774	27,2	0,739	26,4
400	0,236	24,6	0,236	23,4	700	1,034	28,6	1,008	27,3
500	0,509	26,0	0,480	25,3	870	1,129	29,4	1,146	27,7

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава алюминия с 5 % магния [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
225	-0,156	22,2	400	0,252	24,1
250	-0,098	22,4	475	0,446	26,9
293	0	22,4			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплавов алюминия с ураном [287]

θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	ΔL/L, %	α · 10 ⁶
	Концентрация урана, %					Концентрация урана, %			
	15		30			15		30	
293	0	19,5	0	18,0	600	0,683	24,7	0,649	23,3
400	0,220	21,6	0,208	20,5	700	0,936	25,7	0,887	24,0
500	0,444	23,2	0,420	22,2	750	1,065	25,9	1,007	24,3

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава алюминия с 10 % кремния [287]

θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶
293	0	20,1	500	0,443	22,7
400	0,222	21,4	600	0,675	23,7

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава алюминия с 1,5 % циркония [287]

θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶
293	0	21,5	600	0,685	23,9
400	0,229	21,8	700	0,941	27,4
500	0,452	22,6			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава алюминия с 2 % молибдена [287]

θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶
293	0	18,8	600	0,620	21,3
400	0,206	20,0	700	0,838	22,5
500	0,413	20,7			

Относительное изменение длины с температурой сплавов алюминия с 3—5 % меди, 1—2 % магния [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
70	-0,38	250	-0,10	450	0,36	650	0,90
100	-0,36	293	0	500	0,48	700	1,06
150	-0,28	350	0,14	550	0,62	750	1,23
200	-0,18	400	0,24	600	0,76	780	1,35

Относительное изменение длины с температурой сплавов алюминия с 3—5 % меди, 1 % кремния [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
250	-0,09	400	0,26	550	0,70	700	1,15
300	0	450	0,40	600	0,87	750	1,30
350	0,12	500	0,55	650	1,00	800	1,46

Относительное изменение длины с температурой сплавов алюминия с 10—14 % меди, 8—10 % кремния [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
200	-0,18	300	0	400	0,21	500	0,42
250	-0,08	350	0,12	450	0,30	550	0,54

Относительное изменение длины с температурой сплавов алюминия с 3—12 % меди, до 1,5 % железа [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
50	-0,54	250	-0,08	450	0,40	650	0,96
100	-0,40	293	0	500	0,54	700	1,10
150	-0,26	350	0,14	550	0,68	750	1,36
200	-0,19	400	0,27	600	0,82		

Относительное изменение длины с температурой сплавов алюминия с 3—10 % меди, 1—7 % никеля [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
200	-0,12	300	0,04	450	0,40	600	0,78
250	-0,06	350	0,14	500	0,52	650	0,91
273	0	400	0,26	550	0,66	700	1,04

Относительное изменение длины с температурой сплавов алюминия с 1,5—10 % магния, до 0,4 % марганца [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
200	-0,20	293	0	400	0,26	500	0,50
250	-0,08	350	0,16	450	0,38	550	0,62

Относительное изменение длины с температурой сплавов алюминия с 1—6 % кремния, 1—3 % меди [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
300	0	450	0,37	600	0,80	750	1,22
350	0,12	500	0,51	650	0,95	800	1,35
400	0,25	550	0,65	700	1,07		

Относительное изменение длины с температурой сплавов алюминия с 10—20 % кремния, 1—10 % меди [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
200	-0,13	273	0	350	0,10	450	0,30
250	-0,08	300	0,01	400	0,20	550	0,50

Относительное изменение длины с температурой сплавов алюминия с 7—12 % кремния, 0,3—1,2 % магния [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
200	-0,20	300	0,02	450	0,33	600	0,68
250	-0,08	350	0,19	500	0,45	650	0,80
293	0	400	0,22	550	0,56	670	0,87

Относительное изменение длины с температурой сплава алюминия с 17 % кремния, 1 % железа [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
250	-0,08	350	0,10	450	0,30	550	0,51
300	0	400	0,20	500	0,40	600	0,62

Относительное изменение длины с температурой сплава алюминия с 13 % кремния, 4 % никеля [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
200	-0,15	293	0	400	0,20	500	0,40
250	-0,07	350	0,10	450	0,30	550	0,50

Относительное изменение длины с температурой сплава алюминия с 1,8 % меди, 1,3 % олова, 1,1 % цинка [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
200	-0,20	273	0	400	0,26	500	0,50
250	-0,09	350	0,14	450	0,38	570	0,74

Относительное изменение длины с температурой сплавов алюминия с 35—40 % бериллия, 0,5—1,0 % кремния и магния [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
293	0	450	0,27	550	0,47
350	0,09	500	0,38	600	0,56
400	0,16				

Относительное изменение длины с температурой сплавов алюминия с 5—6 % цинка, 1—3 % магния, 1—2 % меди [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
70	-0,40	250	-0,09	450	0,38	650	0,96
100	-0,34	293	0	500	0,52	700	1,10
150	-0,27	350	0,12	550	0,66	750	1,30
200	-0,18	400	0,25	600	0,80	780	1,40

Относительное изменение длины с температурой сплавов алюминия с 3—5 % никеля, 2—3 % марганца, 1—2 % меди, 0,5% магния [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
293	0	400	0,25	500	0,47	600	0,70
350	0,13	450	0,37	550	0,58	650	0,80

Относительное изменение длины с температурой сплава алюминия с 19 % кремния, 4 % никеля, 3 % меди, 1 % марганца, 0,8 % железа [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
200	-0,15	293	0	400	0,15	500	0,35
250	-0,07	350	0,08	450	0,26	550	0,45

Галлий

$\beta = 55 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в диапазоне 273,1—302,65 К [119]; $59,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при 293 К [163]; $\alpha_1 = 16,2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\alpha_2 = 11,1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\alpha_3 = 30,2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при 300 К [119].

Индий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
2	0,13	-0,20	15	0,92	12,0	90	26,8	19,0	190	36,6	7,5
3	0,38	-0,60	20	2,36	18,1	100	28,1	18,0	200	37,9	5,9
4	0,70	-1,05	25	4,82	21,4	110	29,2	17,0	220	40,7	2,0
5	0,99	-1,26	30	7,2	23,0	120	30,1	16,0	240	43,7	-2,1
6	1,15	-0,99	35	9,8	24,0	130	30,9	15,0	260	46,9	-6,2
7	1,18	-0,32	40	12,4	24,0	140	31,6	14,0	280	50,3	-11,2
8	1,12	0,77	50	17,0	23,0	150	32,4	12,9	300	53,9	-16,2
10	0,94	4,01	60	20,7	22,0	160	33,3	11,7	350	65,9	-29,0
12	0,77	7,30	70	23,3	21,0	170	34,3	10,4	400	79,5	-42,0
14	0,81	10,5	80	25,2	20,0	180	35,4	9,0			

Сплавы индия

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава индия с 50 % таллия [287]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
25	-0,621	18,4	100	-0,469	21,7	200	-0,237	24,5
50	-0,573	19,7	150	-0,356	23,3	293	0	26,6

Таллий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$
2	0,3	1,4	50	21,5	24,6	160	24,4	32,3	300	29,6
7	1,3	5,3	60	22,1	25,9	180	24,7	33,1	350	29,9
12	2,5	11,7	70	22,5	26,9	200	25,0	33,9	400	30,3
20	5,1	17,0	80	22,8	27,7	220	25,3	34,6	450	31,0
25	8,4	19,0	100	23,2	29,3	240	25,6	35,3	485	31,6
30	14,2	20,6	120	23,6	30,4	260	25,9	36,0		
40	20,3	22,9	140	24,0	31,4	280	26,2	36,6		

Скандий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
300	7,61	15,1	550	8,76	15,1	800	9,93	15,4	1050	11,2	16,3
350	7,86	15,1	600	8,99	15,1	850	10,2	15,5	1100	11,4	16,6
400	8,07	15,1	650	9,22	15,1	900	10,4	15,7	1150	11,6	16,9
450	8,30	15,1	700	9,45	15,2	950	10,9	15,9	1200	11,9	17,3
500	8,53	15,1	750	9,69	15,3	1000	10,9	16,1	1250	12,1	17,7

Иттрий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$		θ, К	$\alpha \cdot 10^6$		θ, К	$\alpha \cdot 10^6$		θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	
	α_{\perp}	α_{\parallel}		α_{\perp}	α_{\parallel}		α_{\perp}	α_{\parallel}		α_{\perp}	α_{\parallel}
10	—	0,1	100	2,9	13,7	200	4,3	18,4	600	5,8	19,7
15	0,1	0,2	110	3,2	14,6	220	4,3	18,7	650	6,0	19,8
20	0,1	0,5	120	3,4	15,3	240	4,4	19,0	700	6,2	19,9
30	0,3	2,1	130	3,6	15,9	260	4,5	19,2	750	6,4	20,0
40	0,5	4,2	140	3,8	16,4	300	4,6	19,2	800	6,7	20,1
50	0,8	6,2	150	3,9	16,8	350	4,8	19,3	850	7,2	20,3
60	1,2	8,1	160	4,0	17,2	400	5,0	19,4	900	7,8	20,7
70	1,7	9,8	170	4,1	17,6	450	5,2	19,5	950	8,5	21,2
80	2,1	11,3	180	4,1	17,9	500	5,4	19,6	1000	9,3	21,7
90	2,5	12,6	190	4,2	18,2	550	5,6	19,7	1050	10,1	22,3

Лантаноиды. Лантан

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
100	-0,08	350	0,03	600	0,10	850	0,33
150	-0,06	400	0,06	650	0,16	900	0,39
200	-0,04	450	0,09	700	0,18	950	0,45
250	-0,02	500	0,13	750	0,23	1000	0,51
293	0	550	0,16	800	0,28	1100	0,63

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$
80	2,2	160	4,2	300	5,0	750	9,6
90	2,8	180	4,3	350	5,3	800	10,3
100	3,3	200	4,4	400	5,7	850	10,9
110	3,6	220	4,5	450	6,2	900	11,4
120	3,9	240	4,6	500	6,8	950	11,8
130	4,0	260	4,7	650	8,2	1050	12,3
140	4,1	280	4,8	700	8,9		

Церий

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
250	-0,02	450	0,11	650	0,25	850	0,40
293	0	500	0,14	700	0,29	900	0,44
350	0,04	550	0,18	750	0,32	950	0,48
400	0,08	600	0,22	800	0,36	1000	0,53

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, K	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$
5	-4,0	450	6,2	700	6,7	900	8,6
10	-8,6	500	6,2	750	7,1	950	9,1
15	5,0	600	6,2	800	7,6		
400	6,2	650	6,4	850	8,1		

Празеодим

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$
100	-0,10	350	0,03	600	0,17	850	0,34
150	-0,08	400	0,06	650	0,20	900	0,38
200	-0,05	450	0,08	700	0,23	950	0,42
250	-0,02	500	0,11	750	0,26	1000	0,46
300	0	550	0,14	800	0,30	1050	0,52

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, K	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$
100	6,5	180	5,7	300	5,0	600	5,7
110	6,4	200	5,6	350	5,0	650	6,1
120	6,3	220	5,5	400	5,0	700	6,5
130	6,1	240	5,4	450	5,1	750	6,9
140	6,0	260	5,3	500	5,2	800	7,3
160	5,8	280	5,2	550	5,4	850	7,8

Неодим

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$
100	-0,12	350	0,03	600	0,22	850	0,43
150	-0,10	400	0,07	650	0,26	950	0,53
200	-0,06	450	0,11	700	0,30	1050	0,64
250	-0,04	500	0,14	750	0,34	1150	0,76
300	0	550	0,18	800	0,38		

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$
10	2,9	200	7,0	450	7,1	850	9,3
15	2,9	220	7,0	500	7,2	900	9,8
100	7,9	240	7,0	550	7,4	950	10,5
120	7,8	260	7,0	600	7,6	1000	11,3
130	7,7	280	7,0	650	7,9	1050	12,4
140	7,6	300	7,0	700	8,2	1100	13,4
160	7,3	350	7,0	750	8,5		
180	7,1	400	7,0	800	8,9		

Прометий

$\alpha \approx 9,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при 300 К (оценочное значение) [119]

Самарий

$\alpha_{\text{ср}} = 10,4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при 300 К [119]

Европий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
300	34,2	450	22,6	550	19,4
350	29,6	500	20,5	600	19,4
400	25,7				

Гадолиний

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
50	-0,04	350	0,01	650	0,27	950	0,56
100	0	400	0,05	700	0,32	1000	0,62
150	0,02	450	0,10	750	0,38	1050	0,68
200	0,025	500	0,14	800	0,41	1100	0,74
250	0,02	550	0,19	850	0,46	1150	0,81
300	0	600	0,21	900	0,50	1200	0,88

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$
100	5	600	6,3	12,5	900	10,3
200	6	650	6,3	12,7	950	11,0
400	6,6	700	6,4	13,0	1000	11,9
450	7,3	750	6,7	13,1	1050	13,2
500	7,8	800	7,3	13,1	1100	14,6
550	8,2	850	8,0	13,0	1150	16,1

Тербий

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
100	-0,03	300	0	700	0,35	1100	0,90
150	0	400	0,08	800	0,47	1200	1,05
200	0,02	500	0,16	900	0,65		
250	-0,06	600	0,25	1000	0,74		

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$
300	7,0	450	9,1	600	10,0	750	10,8
350	8,0	500	9,5	650	10,2	800	11,1
400	8,6	550	9,8	700	10,5	850	11,5

Диспрозий

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
100	-0,10	400	0,09	700	0,40	1000	0,80
200	-0,07	500	0,18	800	0,53	1100	0,95
300	0	600	0,30	900	0,65	1200	1,10

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, K	$\alpha_{\text{CP}} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\text{CP}} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\text{CP}} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\text{CP}} \cdot 10^6$
200	7,3	280	7,7	550	10,8	750	11,9
220	7,4	300	7,9	600	11,1	800	12,2
240	7,5	450	10,0	650	11,3		
260	7,6	500	10,5	700	11,6		

Сплав диспрозия

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава диспрозия с 1 % тантала [287]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	8,7	600	0,307	11,3	900	0,679	13,4	1200	1,108	15,2
400	0,098	9,6	700	0,424	12,0	1000	0,816	14,1	1250	1,183	15,4
500	0,199	10,4	800	0,548	12,7	1100	0,959	14,7			

Гольмий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
60	—	—100	140	8	6	500	5,0	16,8	750	5,2	19,3
90	42	—	160	6	—	550	—	17,3	800	5,4	19,9
100	32	—70	200	—	9	600	5,0	17,8	850	5,8	20,5
110	25	—	300	5	13	650	—	18,3	900	6,3	21,2
120	20	—	400	—	15,8	700	5,1	18,8	950	7,0	22,2

Эрбий

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$
100	—0,17	400	0,10	700	0,43	1000	0,80
200	—0,08	500	0,21	800	0,54	1100	0,97
300	0	600	0,32	900	0,65	1200	1,15

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

$\theta, \text{ K}$	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$	$\theta, \text{ K}$	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$	$\theta, \text{ K}$	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$	$\theta, \text{ K}$	$\alpha_{\text{ср}} \cdot 10^6$
100	7,1	220	9,1	500	10,3	900	13,0
110	7,6	240	9,2	550	10,5	950	14,0
120	8,0	260	9,3	600	10,7	1000	15,2
130	8,2	280	9,4	650	10,9	1050	16,5
140	8,4	300	9,5	700	11,1	1100	17,8
160	8,6	350	9,7	750	11,4		
180	8,8	400	9,9	800	11,8		
200	9,0	450	10,1	850	12,3		

Тулий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

$\theta, \text{ K}$	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	$\theta, \text{ K}$	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
400	12	20	1000	13	21
600	12	20	1050	14	22
900	12	20			

Иттербий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

$\theta, \text{ K}$	$\alpha \cdot 10^6$	$\theta, \text{ K}$	$\alpha \cdot 10^6$	$\theta, \text{ K}$	$\alpha \cdot 10^6$	$\theta, \text{ K}$	$\alpha \cdot 10^6$
5	1,7	450	26,3	600	29,1	750	32,4
10	12,3	500	27,0	650	30,5	800	33,1
400	25,7	550	27,9	700	31,6	850	33,7

Лютеций

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
5	0,3	1,3	80	6,1	16,0	220	6,1	18,4	550	8,0	—
10	0,6	2,5	90	6,7	17,0	240	6,1	18,9	600	9,0	—
15	0,9	3,8	100	7,3	17,5	260	6,0	19,4	650	10,0	—
20	1,3	5,0	110	7,6	17,8	280	5,9	19,9	700	11,0	17,0
30	2,0	7,4	120	7,9	17,9	300	5,8	20,0	750	11,0	—
40	2,7	9,6	140	8,0	18,0	350	5,3	19,8	800	12,0	—
50	3,5	11,5	160	7,3	18,0	400	5,0	19,1	850	12,0	—
60	4,5	13,3	180	6,6	18,0	450	6,0	18,1	900	12,0	17,0
70	5,3	14,7	200	6;2	18,1	500	7,0	17,0	1000	12,0	18,0

Актиноиды. Актиний

$\alpha \approx 14,9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при 300 К (оценочное значение) [119]

Торий

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
50	-0,23	400	0,12	800	0,60	1200	1,11
100	-0,20	500	0,24	900	0,72	1300	1,25
200	-0,10	600	0,36	1000	0,85		
300	0	700	0,48	1100	0,98		

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
70	7,7	150	9,9	300	11,2	600	13,7
80	8,2	160	10,0	350	11,8	650	14,0
90	8,7	180	10,2	400	12,3	700	14,3
100	9,0	200	10,3	450	12,7	750	14,6
120	9,4	220	10,5	500	13,1	800	14,8
140	9,8	260	10,8	550	13,4	850	15,0

Протактиний

$\bar{\alpha}_{\perp} = 21,4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\bar{\alpha}_{\parallel} = 4,4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в диапазоне 291—810 К;
 $\bar{\alpha}_{\perp} = 85,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\bar{\alpha}_{\parallel} = -21,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в диапазоне 810—1338 К [119].

Уран

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ , К	$\Delta L/L$, %	θ , К	$\Delta L/L$, %	θ , К	$\Delta L/L$, %	θ , К	$\Delta L/L$, %
50	-0,25	400	0,16	800	0,90	1100	2,08
100	-0,20	500	0,33	900	1,10	1200	2,30
200	-0,12	600	0,52	930	1,14	1300	2,50
300	0	700	0,70	980	1,64	1400	2,70

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ , К	$\alpha_1 \cdot 10^6$	$\alpha_2 \cdot 10^6$	$\alpha_3 \cdot 10^6$	θ , К	$\alpha_1 \cdot 10^6$	$\alpha_2 \cdot 10^6$	$\alpha_3 \cdot 10^6$
36	-136,0	-28,2	52,1	500	30,2	-2,5	25,8
90	23,9	2,9	10,9	550	32,6	-3,8	28,2
150	24,5	2,2	13,0	600	35,1	-5,6	30,7
200	25,7	1,6	15,0	650	37,6	-7,8	33,3
300	26,0	0,4	18,0	700	40,2	-10,5	35,9
350	—	-0,2	19,8	750	43,2	-13,7	38,7
400	26,2	-0,8	21,6	800	46,6	-17,2	41,6
450	28,0	-1,6	23,6	900	54,7	-25,0	47,2

$\bar{\alpha}_{\perp} = 22,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\bar{\alpha}_{\parallel} = 5,46 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в температурном диапазоне существования бета-урана; $\bar{\alpha} = 21,49 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в температурном диапазоне существования альфа-урана [119].

Сплавы урана

Относительное изменение длины с температурой сплава урана с 5,2 % хрома [233]

θ , К	$\Delta L/L$, %	θ , К	$\Delta L/L$, %	θ , К	$\Delta L/L$, %	θ , К	$\Delta L/L$, %
300	0	600	0,47	940	1,15	1040	1,65
400	0,19	700	0,66	950	1,150	1050	1,85
500	0,31	800	0,83	1000	1,60	1100	1,92

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплавов урана с молибденом [287]

θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	ΔL/L, %	α · 10 ⁶
	Содержание молибдена, %					Содержание молибдена, %			
	5		12			5		12	
293	0	13,2	0	12,4	900	—	—	0,882	16,7
400	0,145	14,2	0,137	13,1	950	1,312	20,2	0,968	17,1
500	0,292	15,1	0,272	13,8	1000	1,414	20,5	1,055	17,5
600	0,446	16,0	0,414	14,6	1100	1,623	20,8	1,233	18,3
700	0,611	17,0	0,562	15,3	1200	1,832	20,9	1,420	19,1
800	—	—	0,718	16,0					

Сплав урана с 29 % марганца: ΔL/L = 0,41 % в диапазоне 293 — 470 К [233]; с 20 % плутония, 4 % рутения: ΔL/L = 0,73% в диапазоне 293 — 770 К [233]; с 20 % плутония, 5 % молибдена: ΔL/L = 0,96 % в диапазоне 293 — 770 К [287].

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплавов урана с цирконием [287]

θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	ΔL/L, %	α · 10 ⁶
	при концентрации циркония, %					при концентрации циркония, %			
	10		20			10		20	
293	0	13,2	0	9,8	800	0,799	21,2	0,681	19,9
400	0,142	13,5	0,107	10,5	900	1,027	24,7	0,899	24,1
500	0,281	14,7	0,219	11,9	1000	1,725	22,5	1,300	18,7
600	0,433	16,0	0,349	13,9	1100	1,950	22,5	1,487	18,7
700	0,603	18,2	0,500	16,6	1200	2,175	22,5	1,674	18,7

Нептуний

$\alpha_1 = 24,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\alpha_2 = 25,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\alpha_3 = 34,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при 400 К;
 $\alpha_1 = 64,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\alpha_2 = 64,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\alpha_3 = 0$ при 650 К [119].

Плутоний

Линейный коэффициент теплового расширения модификаций [160]

Тип кристаллической решетки	θ , К	$\bar{\alpha} \cdot 10^6$
Моноклинная	87—373	46,8
Моноклинная объемно-центрированная	406—470	33,86
Ромбическая гранецентрированная*	483—583	34,7
Кубическая гранецентрированная	593—713	8,6
Тетрагональная объемно-центрированная**	735—758	(-16 ± 28)
Кубическая объемно-центрированная	772—823	36,5

* Вдоль осей $\bar{\alpha} = -19,7 \cdot 10^{-6}$; $39,5 \cdot 10^{-6}$; $84,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

** Вдоль осей $\bar{\alpha} = 305 \cdot 10^{-6}$; $-659 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Сплав плутония

Объемный коэффициент теплового расширения сплава плутония с 2,25 % железа [160]

θ , К	$\bar{\beta} \cdot 10^6$	θ , К	$\bar{\beta} \cdot 10^6$
273—383	112	495—569	76
410—470	89	602—673	138

Объемный коэффициент теплового расширения сплава плутония с 2,36 % железа [160]

θ , К	$\bar{\beta} \cdot 10^6$	θ , К	$\bar{\beta} \cdot 10^6$
411	133	601	65
498	137		

Америций

$\alpha_{\perp} = 7,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\alpha_{\parallel} = 6,2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при 300 К [119, 163]; $\bar{\alpha} = 9,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в диапазоне существования высокотемпературной модификации [119].

IV группа периодической системы элементов

Титан

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ , К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ , К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ , К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ , К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
5	-0,16	293	0	700	0,36	1100	0,75
50	-0,15	400	0,10	800	0,46	1150	0,90
100	-0,13	500	0,19	900	0,55	1200	0,97
200	-0,07	600	0,28	1000	0,65	1250	8,03

Линейный коэффициент теплового расширения [119, 120]

θ, К	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$
1	0,0048	70	2,93	190	7,07	600	9,86
2	0,0098	80	3,58	200	7,27	650	10,12
3	0,0153	90	4,09	220	7,58	700	10,39
4	0,0212	100	4,54	240	7,81	750	10,67
5	0,0280	110	4,93	260	8,01	800	10,96
10	0,058	120	5,30	280	8,19	850	11,25
15	0,076	130	5,63	300	8,40	900	11,54
20	0,105	140	5,95	350	8,56	950	11,84
30	0,40	150	6,21	400	8,82	1000	12,08
40	0,85	160	6,46	450	9,08	1150	11,91
50	1,48	170	6,66	500	9,34	1200	11,95
60	2,25	180	6,88	550	9,60	1250	12,0

Сплавы титана

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава титана с 10 % алюминия [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	11,6	500	0,278	14,4
400	0,137	13,7	550	0,350	14,7

Относительное изменение длины с температурой сплава титана с 6 % германия [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
293	0	600	0,25	900	0,53
400	0,07	700	0,35	1000	0,65
500	0,16	800	0,43	1100	0,77

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплавов титана с цирконием [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$ $\alpha \cdot 10^6$		θ, К	$\Delta L/L, \%$ $\alpha \cdot 10^6$					
	при концентрации циркония, %			при концентрации циркония, %					
	20	50		20	50				
293	0	8,3	0	7,1	700	0,368	9,7	0,343	9,0
400	0,091	8,8	0,081	8,1	800	0,466	10,1	0,434	9,2
500	0,180	9,0	0,166	8,6	900	0,568	10,3	0,525	9,3
600	0,272	9,2	0,254	8,9	1000	0,670	10,4	0,620	9,4

Относительное изменение длины с температурой сплавов титана с 10—50 % ванадия [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
293	0	500	0,18	700	0,38	900	0,60
400	0,08	600	0,28	800	0,49	1000	0,70

Относительное изменение длины с температурой сплава титана с 28 % хрома [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
309	0,011	704	0,427	1035	0,974
421	0,109	812	0,543	1143	1,122
589	0,285	923	0,734	1255	1,224

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава титана с 2 % молибдена [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	7,8	700	0,382	10,7	1200	0,960	12,1
400	0,089	8,7	800	0,491	11,1	1300	1,080	12,1
500	0,180	9,5	900	0,604	11,5			
600	0,278	10,1	1000	0,721	11,8			

Относительное изменение длины с температурой сплава титана с 3,8 % алюминия, 3,8 % марганца [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
70	-0,16	150	-0,12	250	-0,05
100	-0,15	200	-0,08	293	0

Относительное изменение длины с температурой сплава титана с 2,7 % хрома, 1,3 % железа [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
60	-0,22	190	-0,12	270	-0,03
120	-0,18	240	-0,08	293	0
160	-0,15				

Линейный коэффициент теплового расширения промышленных титановых сплавов при 293 К [27, 160]

Марка	Концентрация легирующих элементов, %	$\alpha \cdot 10^6$
BT1, BT1-1	< 0,1 углерода, < 0,3 железа, < 0,15 кремния, < 0,15 кислорода	8,0
BT3	1—6 алюминия, 2—3 хрома	8,4
BT3-1	4,5—6,2 алюминия, 1,0—2,5 хрома	8,9
BT4	3,5—5 алюминия, 0,8—2,0 марганца	8,5
BT5-1	5 алюминия, 2,5 олова	8,0
BT6	4,5—6,5 алюминия, 3,5—4,5 ванадия	8,4
BT8	5,8—6,8 алюминия, 2,8—3,8 молибдена	8,4
BT14	4 алюминия, 3 молибдена, 1 ванадия	8,0
BT15	3 алюминия, 8 молибдена, 11 хрома	9,1
BT16	2,5 алюминия, 7,5 молибдена	9,2
BT22	5 алюминия, 4,5 молибдена, 4,5 ванадия, 1 хрома, 1 железа	9,2
BT23	4,5 алюминия, 2 молибдена, 4,5 ванадия, 0,6 железа, 1 хрома	8,8
OT3	1—3 алюминия, 0,8—2 марганца	8,3
OT4	3 алюминия, 1,5 марганца	8,1

Цирконий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

t, К	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	t, К	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	t, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	t, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
10	0,018	80	3,39	180	4,85	5,40	450	5,13	8,63
12	0,037	90	3,77	200	4,87	6,55	500	5,16	9,07
16	0,11	100	4,09	220	4,90	6,70	550	5,18	9,52
20	0,25	110	4,36	240	4,93	6,86	600	5,20	9,97
30	0,75	120	4,58	260	4,95	7,02	700	5,21	10,89
40	1,30	130	4,61	280	4,97	7,19	800	5,19	11,84
50	1,90	140	5,90	300	4,99	7,36	900	5,14	11,82
60	2,45	150	6,17	350	5,05	7,78	1000	5,05	13,83
70	2,95	160	6,42	400	5,09	8,20	1100	5,05	14,87

Сплавы циркония

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплавов циркония с титаном [287]

t, К	$\Delta L/L, \% \mid \alpha \cdot 10^6$		$\Delta L/L, \% \mid \alpha \cdot 10^6$		t, К	$\Delta L/L, \% \mid \alpha \cdot 10^6$		$\Delta L/L, \% \mid \alpha \cdot 10^6$	
	при концентрации титана, %					при концентрации титана, %			
	6—12		25			6—12		25	
293	0	5,5	0	6,8	700	0,271	7,6	0,290	7,6
400	0,062	6,1	0,073	6,9	800	0,347	7,7	0,367	7,7
500	0,127	6,7	0,143	7,1	900	0,424	7,8	0,446	7,9
600	0,197	7,2	0,216	7,4	1000	0,500	7,8	0,524	7,9

Относительное изменение длины с температурой сплавов циркония с оловом [233]

θ, К	ΔL/L, %		θ, К	ΔL/L, %	
	при концентрации олова, %			при концентрации олова, %	
	1	7		1	7
293	0	0	600	0,20	0,23
300	0,01	0,01	700	0,27	0,30
400	0,07	0,08	800	0,36	0,40
500	0,14	0,16			

Гафний

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
100	-0,12	400	0,07	700	0,24	1000	0,42
200	-0,05	500	0,12	800	0,30	1100	0,48
300	0	600	0,18	900	0,36	1200	0,54

$\bar{\alpha} = 6,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в диапазоне 273—373 К; $\bar{\alpha}_{\perp} = 9,8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$,

$\bar{\alpha}_{\parallel} = 11,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в диапазоне 1673—2220 К [119].

Сплав гафния

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава гафния с 2% циркония [287]

θ, К	ΔL/L, %	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	ΔL/L, %	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	ΔL/L, %	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	7,9	800	0,448	9,7	1600	1,308	11,4
400	0,086	8,3	900	0,548	10,0	1800	1,538	11,5
500	0,171	8,6	1000	0,650	10,3	2000	1,767	11,5
600	0,260	9,1	1200	0,801	10,8			
700	0,352	9,4	1400	1,081	11,3			

Олово

Линейный коэффициент теплового расширения альфа-олова [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
30	-0,82	70	1,92	120	4,22	170	5,06
35	-0,63	80	2,50	130	4,50	180	5,11
40	-0,37	90	3,02	140	4,72	190	5,15
50	0,38	100	3,48	150	4,88	200	5,18
60	1,25	110	3,88	160	4,99	220	5,21

Линейный коэффициент теплового расширения бета-олова [119]

θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
4	-0,01	0,08	50	4,9	18,5	140	13,4	24,7	260	15,7	29,0
6	-0,04	0,28	60	6,9	20,0	150	13,7	25,0	280	15,9	30,2
8	-0,07	0,84	70	8,6	21,1	160	14,0	25,3	300	16,0	31,4
10	-0,10	1,65	80	10,1	21,9	170	14,2	25,6	350	17,4	34,3
15	-0,15	4,75	90	11,1	22,6	180	14,4	25,9	400	18,6	39,7
20	-0,04	8,4	100	11,8	23,2	190	14,6	26,2	450	19,6	39,7
25	0,43	11,5	110	12,3	23,7	200	14,8	26,5	500	20,3	41,4
30	1,2	13,7	120	12,7	24,1	220	15,2	27,2			
40	3,0	16,5	130	13,1	24,4	240	15,4	28,0			

Сплавы олова

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава олова с 45 % магния [287]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	20	600	0,612	20
400	0,213	20	650	0,712	20
500	0,413	20			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава олова с 20 % свинца [287]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	24
350	0,137	24
400	0,257	24

Свинец

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, K	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha \cdot 10^6$	θ, K	$\alpha \cdot 10^6$
4	0,11	35	18,7	130	26,2	260	28,1
6	0,48	40	19,9	140	26,4	280	28,3
8	1,44	50	21,8	150	26,6	300	28,5
10	3,02	60	23,2	160	26,7	350	28,99
12	4,20	70	24,1	170	26,9	400	29,63
14	5,72	80	24,7	180	27,1	450	30,48
15	6,63	90	25,1	190	27,2	500	31,73
20	11,0	100	25,4	200	27,3	550	33,30
25	14,7	110	25,7	220	27,6		
30	17,0	120	25,9	240	27,8		

Сплавы свинца

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава свинца с 50 % кадмия [287]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	29,2
350	0,172	31,0
400	0,330	32,6

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплавов свинца с оловом [287]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
	при концентрации олова, %			
	30		50	
293	0	27	0	26
350	0,155	27	0,147	26
400	0,290	27	0,278	26

Линейный коэффициент теплового расширения сплавов свинца с сурьмой при 293 К [160]

Концентрация сурьмы, %	$\alpha \cdot 10^6$	Концентрация сурьмы, %	$\alpha \cdot 10^6$	Концентрация сурьмы, %	$\alpha \cdot 10^6$
1	28,8	6	27,2	11	25,8
2	28,4	7	27,0	12	25,6
3	28,1	8	26,7	13	25,3
4	27,8	9	26,4	14	25,1
5	27,5	10	26,1	15	24,8

V группа периодической системы элементов

Ванадий

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$	θ, K	$\Delta L/L, \%$
50	-0,14	150	-0,10	250	-0,05
100	-0,13	200	-0,08	300	0

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	α·10 ⁶	θ, К	α·10 ⁶	θ, К	α·10 ⁶	θ, К	α·10 ⁶
6	0,025	40	0,68	160	6,62	600	9,8
7	0,028	50	1,13	170	6,92	700	10,2
8	0,034	60	1,63	180	7,17	800	10,7
9	0,039	70	2,18	190	7,36	900	11,2
10	0,045	80	2,79	200	7,49	1000	11,7
12	0,057	90	3,39	220	7,65	1100	12,2
14	0,072	100	3,95	240	7,71	1200	12,7
16	0,089	110	4,48	260	7,76	1300	13,2
18	0,11	120	4,98	280	7,80	1400	13,7
20	0,13	130	5,45	300	7,84	1500	14,2
25	0,21	140	5,88	400	8,5		
30	0,35	150	6,27	500	9,3		

Сплавы ванадия

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава ванадия с 20 % титана [287]

θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶
293	0	10,2	700	0,432	11,0	1200	1,017	12,5
400	0,111	10,4	800	0,543	11,3	1400	1,276	13,4
500	0,216	10,6	900	0,667	11,5	1600	1,563	14,4
600	0,323	10,8	1000	0,774	11,8	1800	1,854	15,7

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава ванадия с 40 % молибдена [287]

θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶
293	0	8,2	600	0,275	9,3	900	0,554	9,3
400	0,091	8,9	700	0,369	9,3	1000	0,646	9,3
500	0,183	9,2	800	0,462	9,3	1100	0,739	9,3

Ниобий

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
70	-0,16	700	0,32	1400	0,93	2100	1,60
100	-0,15	800	0,40	1500	1,02	2200	1,72
200	-0,06	900	0,50	1600	1,12	2300	1,80
300	0	1000	0,57	1700	1,21	2400	1,92
400	0,08	1100	0,66	1800	1,33	2500	2,02
500	0,16	1200	0,75	1900	1,41		
600	0,24	1300	0,84	2000	1,52		

Линейный коэффициент теплового расширения [119, 120]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
6	0,003	60	2,95	200	6,39	750	8,00
7	0,009	70	3,54	220	6,57	800	8,09
8	0,016	80	4,01	240	6,70	850	8,17
		90	4,44	260	6,82	900	8,25
10	0,044	100	4,77	280	6,96	950	8,33
12	0,06	110	5,05	300	7,07	1000	8,41
14	0,09	120	5,29	350	7,20	1100	8,56
16	0,12	130	5,48	400	7,30	1200	8,71
18	0,17	140	5,66	450	7,40	1400	8,99
20	0,24	150	5,83	500	7,50	1600	9,27
25	0,49	160	5,96	550	7,60	1800	9,55
30	0,77	170	6,10	600	7,70	2000	9,83
40	1,53	180	6,22	650	7,80	2200	10,11
50	2,27	190	6,31	700	7,90	2400	10,39

Сплавы ниобия

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава ниобия с 20 % урана [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	7,8	800	0,436	9,1
400	0,086	8,3	900	0,527	9,2
500	0,169	8,5	1000	0,621	9,4
600	0,254	8,8	1200	0,810	9,7
700	0,344	9,0			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава ниобия с 1 % циркония [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	7,0	800	0,390	8,2
400	0,077	7,3	900	0,472	8,3
500	0,152	7,6	1000	0,555	8,4
600	0,229	7,8	1200	0,725	8,6
700	0,308	8,0	1400	0,899	8,7

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава ниобия с 20 % молибдена [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	7,1	800	0,375	7,7
400	0,076	7,2	900	0,453	7,8
500	0,149	7,3	1000	0,531	7,8
600	0,223	7,5	1100	0,608	7,8
700	0,298	7,6			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава ниобия с 3 % рения [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	7,2	800	0,392	8,1
400	0,079	7,6	900	0,474	8,2
500	0,155	7,7	1000	0,557	8,3
600	0,232	7,8	1200	0,722	8,4
700	0,311	8,0	1400	0,892	8,4

Тантал

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
100	-0,12	600	0,21	1600	0,96	2600	1,94
200	-0,06	800	0,35	1800	1,14	2800	2,14
300	0	1000	0,50	2000	1,32	3000	2,41
400	0,08	1200	0,66	2200	1,52	3200	2,68
500	0,14	1400	0,81	2400	1,70		

Линейный коэффициент теплового расширения [119, 120]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
1	0,0084	30	0,97	190	6,12	800	7,12
2	0,0170	40	1,81	200	6,17	850	7,16
3	0,0209	50	2,60	220	6,28	900	7,20
4	0,0213	60	3,36	240	6,36	950	7,25
5	0,0224	70	4,00	260	6,49	1000	7,32
6	0,0250	80	4,44	280	6,57	1100	7,42
7	0,0280	90	4,81	300	6,60	1200	7,53
8	0,032	100	5,11	350	6,66	1400	7,74
9	0,039	110	5,30	400	6,72	1600	7,94
10	0,049	120	5,48	450	6,78	1800	8,15
12	0,075	130	5,64	500	6,84	2000	8,36
14	0,12	140	5,79	550	6,90	2200	8,57
16	0,17	150	5,87	600	6,95	2500	8,87
18	0,23	160	5,95	650	7,00		
20	0,36	170	6,01	700	7,04		
25	0,65	180	6,07	750	7,08		

Сплавы тантала

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава тантала с 1 % ниобия [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	6,5	1200	0,636	7,5
400	0,070	6,6	1400	0,788	7,7
500	0,137	6,7	1600	0,945	7,9
600	0,205	6,8	1800	1,106	8,2
700	0,274	6,9	2000	1,271	8,4
800	0,344	7,1	2200	1,441	8,6
900	0,415	7,2	2400	1,615	8,8
1000	0,488	7,3			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава тантала с 10 % вольфрама [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	5,9	1000	0,461	7,2
400	0,064	6,0	1200	0,610	7,6
500	0,125	6,2	1400	0,760	8,0
600	0,188	6,4	1600	0,930	8,4
700	0,254	6,6	1800	1,101	8,7
800	0,321	6,8	2000	1,279	9,1
900	0,390	7,0	2200	1,464	9,4

Сурьма

$\alpha = 10,8 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ в диапазоне 273—373 К [163].

Висмут

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
3	0,010	0,054	60	7,95	16,4	200	11,2	17,1
4	0,017	0,118	70	8,61	16,6	220	11,3	17,1
6	0,038	0,400	80	9,16	16,7	240	11,4	—
8	0,098	1,028	90	9,61	16,8	260	11,5	17,2
10	0,20	2,07	100	9,96	16,8	280	11,6	17,2
15	0,71	5,80	110	10,21	16,9	300	11,7	17,2
20	1,26	9,33	120	10,4	17,0	350	11,8	17,3
25	2,25	11,65	130	10,6	—	400	11,8	17,4
30	3,20	13,1	140	10,8	17,0	450	11,9	17,4
40	5,08	15,0	160	10,9	17,1	500	11,9	17,5
50	6,84	16,0	180	11,1	17,1			

Сплав висмута

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава висмута с 10 % сурьмы [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	11,7	500	0,240	11,9
400	0,127	11,7	525	0,270	12,1

VI группа периодической системы элементов

Хром

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
70	-0,10	500	0,13	1000	0,68	1500	1,45
100	-0,08	600	0,25	1100	0,81	1600	1,65
200	-0,06	700	0,35	1200	0,95	1700	1,85
293	0	800	0,45	1300	1,11	1800	2,12
400	0,08	900	0,55	1400	1,26	1900	2,28

Линейный коэффициент теплового расширения [119, 120]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
2	-0,05	30	-0,38	160	4,39	700	9,5
4	-0,11	40	-0,20	170	4,61	800	9,9
6	-0,17	50	0,15	180	4,86	900	10,3
8	-0,23	60	0,52	190	4,98	1000	10,7
10	-0,29	70	0,92	200	5,14	1100	11,2
12	-0,34	80	1,35	220	5,38	1200	11,8
14	-0,37	90	1,90	240	5,46	1300	12,5
16	-0,39	100	2,42	260	5,46	1400	13,3
18	-0,41	110	2,79	280	5,27	1500	17,2
20	-0,42	120	3,17	300	5,00	1600	15,2
22	-0,42	130	3,52	400	8,3	1700	16,2
24	-0,41	140	3,82	500	8,7	1800	17,2
25	-0,40	150	4,12	600	9,1	1900	18,2

Сплавы хрома

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава хрома с 2 % кремния [287]

θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶
293	0	6,5	700	0,371	11,0
400	0,077	8,0	800	0,483	11,5
500	0,164	9,4	900	0,600	11,8
600	0,264	10,4	1000	0,719	12,1

Относительное изменение длины с температурой сплава хрома с 23 % титана [287]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
300	0,007	533	0,173	862	0,552	1087	0,859
420	0,059	706	0,350	984	0,711	1215	1,020

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплавов хрома с молибденом [287]

θ, К	ΔL/L, %		α·10 ⁶		θ, К	ΔL/L, %		α·10 ⁶	
	при концентрации молибдена, %					при концентрации молибдена, %			
	30		50			30		50	
293	0	6,2	0	5,7	700	0,344	10,1	0,310	9,1
400	0,073	7,6	0,067	6,9	800	0,447	10,6	0,403	9,6
500	0,155	8,7	0,140	7,8	900	0,554	10,9	0,500	9,9
600	0,246	9,6	0,222	8,6	1000	0,664	11,2	0,601	10,2

Сплав хрома с 35 % вольфрама: ΔL/L = 0,82 % в диапазоне 293—1170 К [233].

Относительное изменение длины с температурой сплава хрома с 1 % кобальта [287]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
248	-0,027	293	0	317	0,017
271	-0,011	303	0,006	322	0,020
280	-0,007				

Относительное изменение длины с температурой сплава хрома с 10 % никеля [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
273	0	500	0,30	800	0,80	1100	1,35
300	0,02	600	0,45	900	0,95	1200	1,55
400	0,15	700	0,60	1000	1,15	1300	1,78

Относительное изменение длины с температурой сплава хрома с 25 % молибдена, 15 % железа [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
293	0	600	0,22	900	0,44	1200	0,81
400	0,06	700	0,30	1000	0,58	1300	0,94
500	0,14	800	0,38	1100	0,70		

Относительное изменение длины с температурой сплавов хрома с железом и молибденом [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$		θ, К	$\Delta L/L, \%$	
	1	2		1	2
293	0	0	800	0,44	0,48
400	0,08	0,08	900	0,55	0,58
500	0,15	0,16	1000	0,66	0,72
600	0,23	0,24	1100	0,78	0,84
700	0,32	0,36	1200	0,93	1,03

Примечание. 1—25 % железа, 15 % молибдена; 2—35 % железа, 5 % молибдена.

Линейный коэффициент теплового расширения сплава хрома с 1,58 % осмия, 0,3 % тантала, 0,035 % лантана [2]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
220	9,0	320	2,5	420	1,6
270	4,0	370	2,0	470	1,0

Молибден

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
100	-0,08	600	0,16	1400	0,66	2200	1,34
200	-0,05	800	0,26	1600	0,80	2400	1,55
300	0	1000	0,38	1800	0,96	2600	1,79
400	0,06	1200	0,52	2000	1,14	2800	2,04

Линейный коэффициент теплового расширения [119, 120]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
1	0,0043	40	0,43	220	4,76	1100	6,77
2	0,0050	50	0,77	240	4,90	1200	6,96
3	0,0057	60	1,16	260	5,03	1300	7,15
4	0,0064	70	1,67	280	5,11	1400	7,34
5	0,0071	80	2,04	300	5,23	1500	7,54
6	0,0078	90	2,41	400	5,45	1600	7,75
8	0,0088	100	2,72	500	5,63	1700	7,96
10	0,010	120	3,32	600	5,82	1800	8,17
15	0,030	140	3,73	700	6,01	1900	8,38
20	0,060	160	4,09	800	6,20	2000	8,59
25	0,13	180	4,38	900	6,39	2200	9,01
30	0,19	200	4,60	1000	6,58	2400	9,43

Сплавы молибдена

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплавов молибдена с ванадием [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$ $\alpha \cdot 10^6$		θ, К	$\Delta L/L, \%$ $\alpha \cdot 10^6$					
	при концентрации ванадия, %			при концентрации ванадия, %					
	10	20		10	20				
293	0	5,6	0	6,5	800	0,300	6,4	0,363	7,4
400	0,060	5,7	0,072	6,9	900	0,364	6,5	0,437	7,4
500	0,118	5,8	0,143	7,2	1000	0,430	6,6	0,511	7,4
600	0,176	6,0	0,216	7,4	1100	0,497	6,7	0,585	7,4
700	0,237	6,2	0,290	7,4					

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплавов молибдена с ниобием [287]

θ, К	ΔL/L, % α·10 ⁶		ΔL/L, % α·10 ⁶		θ, К	ΔL/L, % α·10 ⁶		ΔL/L, % α·10 ⁶	
	при концентрации ниобия, %					при концентрации ниобия, %			
	20		50			20		50	
293	0	5,7	0	7,2	800	0,292	5,9	0,323	7,7
400	0,062	5,7	0,060	7,2	900	0,352	6,2	0,391	7,7
500	0,120	5,7	0,124	7,3	1000	0,413	6,2	0,459	7,7
600	0,176	5,7	0,189	7,5	1100	0,475	6,2	0,525	7,8
700	0,234	5,7	0,255	7,7					

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава молибдена с 0,5 % тантала [287]

θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶
293	0	5,1	1000	0,406	6,5
400	0,056	5,2	1200	0,538	6,9
500	0,109	5,4	1400	0,681	7,2
600	0,164	5,7	1600	0,835	7,9
700	0,222	5,9	1800	1,000	8,7
800	0,281	6,1	2000	1,181	9,3
900	0,343	6,3			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава молибдена с 30 % вольфрама [287]

θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶
293	0	4,9	900	0,315	5,7
400	0,052	5,0	1000	0,373	5,8
500	0,101	5,1	1200	0,492	6,2
600	0,153	5,2	1400	0,622	6,7
700	0,205	5,4	1600	0,763	7,4
800	0,259	5,5	1800	0,917	8,2

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава молибдена с 50 % рения [287]

θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶
293	0	5,5	1000	0,444	7,1
400	0,059	5,8	1200	0,591	7,6
500	0,118	6,0	1400	0,747	8,0
600	0,179	6,2	1600	0,910	8,3
700	0,242	6,4	1800	1,078	8,5
800	0,307	6,6	2000	1,250	8,6
900	0,375	6,8			

Линейный коэффициент теплового расширения сплава молибдена ЦМВ30 [116]

θ, К	$\bar{\alpha} \cdot 10^6$	θ, К	$\bar{\alpha} \cdot 10^6$
20—400	4,39	20—800	5,33
20—600	5,11	20—1000	5,53

Вольфрам

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	θ, К	$\Delta L/L, \%$
100	-0,09	600	0,12	1400	0,52	2200	1,00
200	-0,05	800	0,22	1600	0,63	2400	1,13
300	0	1000	0,32	1800	0,75	2600	1,30
400	0,04	1200	0,42	2000	0,87		

Линейный коэффициент теплового расширения [119, 120]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
1	0,0000035	60	1,30	240	4,30	1600	5,7
2	0,0000280	70	1,65	260	4,40	1700	5,9
3	0,0000945	80	2,00	280	4,48	1800	6,1
4	0,000224	90	2,25	300	4,58	1900	6,3
5	0,000438	100	2,50	400	4,60	2000	6,5
6	0,000756	110	2,70	500	4,60	2100	6,7
7	0,00120	120	2,93	600	4,70	2200	6,9
8	0,00179	130	3,11	700	4,70	2300	7,2
9	0,003	140	3,29	800	4,8	2400	7,4
10	0,007	150	3,46	900	4,8	2500	7,6
15	0,031	160	3,58	1000	4,9	2600	7,8
20	0,06	170	3,68	1100	5,0	2700	8,0
25	0,13	180	3,85	1200	5,1	2800	8,1
30	0,20	190	3,99	1300	5,2	2900	8,3
40	0,50	200	4,09	1400	5,3	3000	8,4
50	0,90	220	4,20	1500	5,5	3200	8,8

Сплавы вольфрама

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава вольфрама с 30 % меди [287]

θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	5,9	700	0,360	10,6
400	0,073	7,9	800	0,460	10,9
500	0,160	9,1	850	0,525	11,2
600	0,257	10,1			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава вольфрама с 25 % рения [287]

θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶
293	0	4,9	1400	0,609	6,4
400	0,053	5,0	1600	0,742	6,9
500	0,102	5,0	1800	0,883	7,2
600	0,153	5,1	2000	1,034	7,8
700	0,205	5,2	2200	1,196	8,4
800	0,258	5,3	2400	1,309	9,0
900	0,312	5,5	2600	1,555	9,5
1000	0,368	5,7	2700	1,654	10,5
1200	0,485	6,1			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава вольфрама с 10 % кобальта [287]

θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶
293	0	4,8	900	0,363	6,5
500	0,119	5,3	1100	0,488	7,0
700	0,228	6,1	1200	0,561	7,3

Сплав вольфрама с 7,5 % никеля, 2,5 % меди: ΔL/L = 0,22 % в диапазоне 300—700 К [233].

Полоний

$\bar{\alpha} = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в диапазоне 179—297 К [119, 163]

VII группа периодической системы элементов

Марганец

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
100	-0,41	400	0,24	700	1,16	1000	0,32
200	-0,21	500	0,56	800	1,49	1100	2,82
300	0	600	0,86	900	1,88		

Линейный коэффициент теплового расширения альфа-марганца [119]

θ, К	α·10 ⁶	θ, К	α·10 ⁶	θ, К	α·10 ⁶	θ, К	α·10 ⁶
4	-0,11	18	-0,52	160	16,7	280	22,2
5	-0,14	20	-0,58	170	17,5	300	22,8
6	-0,17	24	-0,70	180	18,1	350	24,4
8	-0,23	30	-0,9	190	18,6	400	25,8
10	-0,28	65	-0,5	200	19,0	500	28,4
12	-0,34	75	1,0	220	20,0	600	30,9
14	-0,40	140	14,5	240	20,8	700	33,4
16	-0,46	150	15,7	260	21,5	800	35,9

Линейный коэффициент теплового расширения бета-марганца [119]

θ, К	α·10 ⁶	θ, К	α·10 ⁶	θ, К	α·10 ⁶	θ, К	α·10 ⁶
100	14,8	150	19,2	200	21,6	300	25,6
110	15,8	160	19,8	220	22,4	1000	43,2
120	16,8	170	20,3	240	23,2	1200	48,2
130	17,7	180	20,8	260	24,0		
140	18,5	190	21,2	280	24,8		

Линейный коэффициент теплового расширения гамма-марганца [119]

θ, К	α·10 ⁶	θ, К	α·10 ⁶	θ, К	α·10 ⁶
200	12,3	260	14,2	1400	45,2
220	13,0	280	14,7		
240	13,6	300	15,1		

$\alpha = 41,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при 1600 К (дельта-марганец) [119].

Сплавы марганца

Относительное изменение длины с температурой сплавов марганца с медью [233]

θ, К	ΔL/L, %		θ, К	ΔL/L, %	
	при концентрации меди, %			при концентрации меди, %	
	6	48		6	48
300	0	0	800	1,50	1,23
500	0,63	0,53	900	1,76	1,68
600	0,93	0,74	1000	2,07	2,03
700	1,22	0,92	1100	2,43	2,28

Относительное изменение длины с температурой сплавов марганца с никелем [233]

θ, К	ΔL/L, %		θ, К	ΔL/L, %	
	при концентрации никеля, %			при концентрации никеля, %	
	10	35		10	35
300	0	0	900	1,98	1,48
470	0,50	0,35	1000	2,40	1,75
570	0,80	0,64	1100	2,82	2,00
700	1,20	0,94	1200	—	2,28
800	1,60	1,24			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава марганца с 20 % никеля [287]

θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶
150	-0,354	20,7	500	0,716	40,2
200	-0,244	23,6	600	1,144	45,5
293	0	29,8	650	1,379	48,1
400	0,341	34,8			

Относительное изменение длины с температурой сплавов марганца с никелем и медью [233]

θ, К	ΔL/L, %		θ, К	ΔL/L, %	
	1	2		1	2
300	0	0	800	1,65	1,55
400	0,25	0,25	900	2,05	1,92
500	0,60	0,55	1000	2,45	2,30
600	0,90	0,86	1100	2,53	2,37
700	1,25	1,20			

Примечание. 1—6 % никеля, 6 % меди; 2—10 % никеля, 5 % меди.

Линейный коэффициент теплового расширения некоторых сплавов марганца в диапазоне 273—313 К [263]

Концентрация легирующих элементов, %							$\bar{\alpha} \cdot 10^6$
Никель	Хром	Кобальт	Молибден	Германий	Вольфрам	Железо	
16	25	—	—	—	—	—	21,6
13	—	20	—	—	—	—	22,4
16	4	—	—	—	—	—	21,1
9	—	—	11	—	—	—	20,3
—	—	—	—	20	—	—	12,3
15	—	—	—	—	3	—	23,0
10	—	—	—	—	—	3	23,7

Технеций

$\alpha \approx 8,06 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при 300 К (оценочное значение) [119].

Рений

Относительное изменение длины с температурой [233]

$\theta, \text{ K}$	$\Delta L/L, \%$	$\theta, \text{ K}$	$\Delta L/L, \%$	$\theta, \text{ K}$	$\Delta L/L, \%$
300	0	800	0,33	1200	0,63
400	0,07	1000	0,47	1300	0,70
600	0,20				

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

$\theta, \text{ K}$	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	$\theta, \text{ K}$	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
100	5,3	4,8	250	7,6	3,0
150	6,5	4,4	300	7,7	2,0
200	7,2	3,8			

VIII группа периодической системы элементов

Железо

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
100	-0,18	500	0,26	900	0,88	1200	0,94
200	-0,11	600	0,43	1000	1,03	1290	1,30
300	0	700	0,57	1100	1,18		
400	0,12	800	0,72	1180	1,30		

Линейный коэффициент теплового расширения [119, 120]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
3	0,011	40	0,60	180	8,87	650	15,9
4	0,014	50	1,15	190	9,21	700	16,2
5	0,017	60	2,07	200	9,98	750	16,4
6	0,021	70	2,77	220	10,54	800	16,5
8	0,030	80	3,79	240	11,0	850	16,3
10	0,040	90	4,00	260	11,1	900	16,0
12	0,051	100	4,85	280	11,7	950	15,5
14	0,063	110	5,25	300	11,9	1000	14,7
16	0,078	120	5,63	350	12,6	1050	15,5
18	0,095	130	6,30	400	13,2	1100	15,5
20	0,12	140	6,92	450	13,8	1150	15,5
25	0,20	150	7,45	500	14,4	1200	22,5
30	0,27	160	8,01	550	15,0	1500	22,4
35	0,42	170	8,48	600	15,5	1700	22,0

Сплавы железа

Относительное изменение длины с температурой сталей с 0,02—0,2 % углерода [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
100	-0,18	400	0,12	700	0,53	1000	1,03
200	-0,10	500	0,26	800	0,72	1100	0,83
300	0	600	0,41	900	0,90	1200	1,08

Относительное изменение длины с температурой сталей с 0,2—0,6 % углерода [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
293	0	600	0,40	900	0,90	1200	1,11
400	0,10	700	0,54	1000	0,95	1300	1,32
500	0,25	800	0,72	1100	0,91		

Относительное изменение длины с температурой стали с 1,12 % углерода [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
293	0	600	0,39	900	0,85	1200	1,40
400	0,11	700	0,51	1000	1,00	1300	1,61
500	0,25	800	0,68	1100	1,17	1380	1,75

Относительное изменение длины с температурой сталей с 1,2—1,5 % углерода [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
293	0	500	0,25	700	0,52	900	0,85
400	0,12	600	0,38	800	0,68	1000	1,06

Линейный коэффициент теплового расширения углеродистых сталей [160]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$			
	Ст 20	Ст 35	Ст 45	У8
300	10,5	10,9	11,7	11,9
400	11,4	11,8	12,1	12,3
600	12,9	13,3	13,0	13,2
800	14,1	14,5	13,8	14,1
1000	15,0	15,4	14,6	14,8
1200	15,6	15,5	15,5	15,8

Линейный коэффициент теплового расширения углеродистых сталей для отливок (15Л, 20Л, 25Л, 30Л, 35Л, 40Л, 45Л, 50Л, 55Л) [160]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
300	10,8	600	13,0	1000	14,0
400	11,8	800	13,6	1200	14,3

Линейный коэффициент теплового расширения углеродистых сталей при низких температурах [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$, при концентрации углерода, %			θ, К	$\alpha \cdot 10^6$, при концентрации углерода, %		
	0,18	0,47—0,55	1,1		0,18	0,47—0,55	1,1
30	0,3	—	—	60	2,3	—	—
40	0,8	—	—	70	3,1	—	—
50	1,4	—	—	80	4,0	—	6,7

Продолжение таблицы

θ, К	α·10 ⁶ , при концентрации углерода, %			θ, К	α·10 ⁶ , при концентрации углерода, %		
	0,18	0,47—0,55	1,1		0,18	0,47—0,55	1,1
90	4,8	4,15	6,9	170	—	8,64	—
100	5,5	4,9	7,2	180	9,4	8,87	9,8
110	—	5,6	—	190	—	9,09	—
120	6,8	6,3	7,8	200	9,9	9,30	10,4
130	—	6,97	—	220	10,4	9,69	11,3
140	7,8	7,56	8,3	240	10,8	10,0	12,0
150	—	8,03	—	260	11,1	10,3	12,6
160	8,7	8,37	8,9	280	11,5	10,6	12,9

Линейный коэффициент теплового расширения чугуна, содержащего 3,1 % углерода, 1,7 % кремния [119]

θ, К	$\bar{\alpha} \cdot 10^6$	θ, К	$\bar{\alpha} \cdot 10^6$
302—373	8,4	573—673	15,6
373—473	11,7	673—773	14,3
473—573	14,2		

Относительное изменение длины чугуна, содержащего 3,55 % углерода, 2,0 % кремния [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
293	0	500	0,23	700	0,54	900	0,92
400	0,10	600	0,38	800	0,72	1100	1,43

Линейный коэффициент теплового расширения сталей, содержащих медь [119]

θ, К	$\bar{\alpha} \cdot 10^6$		θ, К	$\bar{\alpha} \cdot 10^6$	
	1	2		1	2
302—373	11,6	11,2	673—773	15,9	15,6
373—473	12,6	12,6	773—873	16,4	16,0
473—573	14,2	13,8	873—973	16,9	16,7
573—673	16,0	15,6			

Примечание. 1 — 0,34 % углерода, 2,7 % меди; 2 — 0,14 % углерода, 1,85 % меди.

Линейный коэффициент теплового расширения стали, содержащей 0,4 % углерода, 1,1 % алюминия [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
20	0,04	60	1,86	140	7,26	220	9,80
30	0,21	80	3,50	160	8,10	240	10,20
40	0,61	100	5,02	180	8,78	260	10,54
50	1,15	120	6,27	200	9,35		

Линейный коэффициент теплового расширения стали, содержащей 0,12 % углерода, 2,8 % молибдена [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$		θ, К	$\alpha \cdot 10^6$		θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	
	1	2		1	2		1	2
20	0,18	—	80	5,79	3,81	180	13,13	8,95
30	0,58	—	90	6,97	4,60	200	13,74	9,44
40	1,26	0,84	100	8,06	5,33	220	14,22	9,84
50	2,20	1,46	120	9,90	6,58	240	14,61	10,18
60	3,33	2,20	140	11,29	7,57	260	14,93	10,47
70	4,55	3,00	160	12,34	8,34	280	15,21	10,72

Примечание. 1 — исходное отожженное, 2 — исходное закаленное состояние.

Линейный коэффициент теплового расширения стали, содержащей вольфрам, кремний [119]

θ, К	$\bar{\alpha} \cdot 10^6$		θ, К	$\bar{\alpha} \cdot 10^6$	
	1	2		1	2
302—373	10,4	11,1	673—773	15,7	15,7
373—473	12,1	12,0	773—873	16,1	16,4
473—573	13,7	14,0	873—973	—	16,5
573—673	15,9	15,1			

Примечание. 1 — 0,5 % углерода, 1,45 % кремния, 1,6 % вольфрама; 2 — 0,4 % углерода, 4 % вольфрама.

Линейный коэффициент теплового расширения стали с 0,39 % углерода 1,2 % марганца, 1,0 % кремния [119]

θ, К	$\bar{\alpha} \cdot 10^6$	θ, К	$\bar{\alpha} \cdot 10^6$	θ, К	$\bar{\alpha} \cdot 10^6$
302—373	11,6	473—573	13,2	673—773	15,2
373—473	12,0	573—673	14,2	773—873	15,6

Линейный коэффициент теплового расширения стали, содержащей 0,4—0,5 % углерода и марганец [119]

θ, К	$\bar{\alpha} \cdot 10^6$ при концентрации марганца, %		θ, К	$\bar{\alpha} \cdot 10^6$ при концентрации марганца, %	
	0,7	1,2		0,7	1,2
302—373	9,4	11,3	673—773	16,4	17,7
373—473	12,0	12,2	773—873	17,1	15,4
473—573	14,3	14,2	873—973	16,8	16,7
573—673	15,3	16,3			

Линейный коэффициент теплового расширения промышленных низко- и среднелегированных сталей перлитного класса [160]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$ для стали марки							
	65Г	13Н2ХА, 15ХА, 15Х, 20Х	30ХГС, 30ХГСА	15ХМ, 15ХМА	30ХМ, 30ХМА	1Х11МФ, 1Х12ВИМФ	12Х1МФ	25Х2МФА
300	11,0	10,0	10,4	11,3	11,7	10,1	10,6	11,7
400	11,9	11,0	11,0	11,9	12,3	10,9	11,2	12,4
600	13,3	13,0	12,3	13,2	12,8	12,2	12,6	13,6
800	14,3	14,0	13,1	14,0	14,4	13,2	13,5	14,2
1000	15,2	15,0	13,5	14,5	14,7	14,1	14,0	14,7
1200	15,8	15,0	13,7	14,7	15,0	14,6	14,7	15,0

Линейный коэффициент теплового расширения нержавеющей, жаростойких и жаропрочных сталей мартенситного, мартенситно-ферритного и ферритного классов [160]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$ для стали марки				
	Х5М	1Х13	2Х1213МБФР	4Х13	1Х12В2МФ
200	9,3	9,0	10,6	9,2	8,6
300	10,2	9,6	11,0	9,6	9,2
400	10,8	10,2	11,3	10,3	9,8
500	11,4	10,5	11,5	10,8	10,3
600	11,8	11,0	11,7	11,2	10,7
700	12,3	11,4	11,9	11,6	11,0
800	12,6	11,8	12,1	11,8	11,3
900	12,9	12,2	12,0	12,2	11,5
1000	13,1	12,6	12,0	12,6	11,8
1200	13,6	13,3	11,9	13,2	12,0
1400	13,7	13,6	11,7	13,6	12,2

Линейный коэффициент теплового расширения нержавеющей, жаростойких и жаропрочных сталей аустенитного класса [160]

θ, К	α · 10 ⁶ для стали марки				
	X18H10T	1X18H9T3	0X18H12B	X23H18	X17H13M2T
200	15,9	13,3	15,8	15,6	15,0
300	16,2	14,2	16,1	15,7	15,3
400	16,6	15,2	16,5	15,8	15,7
500	17,0	16,0	17,1	15,9	16,2
600	17,3	16,6	17,4	16,0	16,8
700	17,6	17,3	17,8	16,2	17,3
800	17,9	17,8	18,1	16,5	17,7
900	18,2	18,2	18,3	16,8	18,0
1000	18,5	18,6	18,6	17,2	18,3
1200	18,8	19,2	18,9	18,4	18,6
1400	18,6	19,8	19,1	19,8	19,0

Продолжение таблицы

θ, К	α · 10 ⁶ для стали марки			
	1X16H13M2B	X16H25M6	XH35BT	X22H26
200	14,9	14,5	15,3	13,0
300	15,3	14,7	15,3	13,6
400	15,8	15,1	15,4	14,1
500	16,2	15,6	15,4	14,6
600	16,8	16,0	15,5	15,2
700	17,2	16,4	15,6	15,8
800	17,6	16,6	15,9	16,3
900	18,0	16,9	16,4	16,8
1000	18,4	17,1	17,2	17,4
1200	18,7	17,5	19,5	18,4
1400	19,0	17,7	—	19,5

Линейный коэффициент теплового расширения сталей аустенитного класса при низких температурах [120]

θ, К	α · 10 ⁶ для стали марки		θ, К	α · 10 ⁶ для стали марки	
	12X18H9T	12X18H10T		12X18H9T	12X18H10T
20	—	0,80	170	13,4	13,6
30	—	1,75	180	13,8	13,9
40	—	2,50	190	14,0	14,2
50	—	3,30	200	14,3	14,5
60	—	4,40	210	14,3	14,7
70	—	5,50	220	14,7	14,9
80	6,50	6,60	230	15,1	15,1
90	7,50	7,80	240	15,4	15,3
100	8,40	9,20	250	15,7	15,6
110	9,30	9,70	260	15,9	15,7
120	10,3	10,2	273	16,1	15,9
130	11,2	10,7	280	16,2	16,0
140	12,0	11,8	293	16,5	16,1
150	12,6	12,8	300	16,7	16,2
160	13,1	13,3			

Линейный коэффициент теплового расширения быстрорежущих сталей [32, 122]

t, К	$\alpha \cdot 10^6$ для стали марки			
	P18	P9Ф5	P9К10	P12Ф2К8М3
100	10,2	10,5	9,8	—
200	11,1	10,6	10,1	—
300	11,8	10,6	10,8	—
400	12,3	11,2	11,4	—
500	13,0	11,6	12,0	—
600	13,7	12,0	13,2	—
700	14,8	11,4	14,0	13,8
800	—	—	—	10,6

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплавов железа с алюминием [287]

t, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
	при концентрации алюминия, %					
	5		10		15	
293	0	10,1	0	11,5	0	11,6
500	0,224	11,6	0,249	12,6	0,271	14,5
700	0,473	13,1	0,516	14,0	0,587	17,3
900	0,749	14,5	0,812	15,8	0,957	19,8
1100	1,054	16,0	1,149	18,0	1,380	22,4
1300	1,389	17,6	1,535	20,7	1,856	25,0

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава железа с 4 % кремния [287]

t, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	t, К	$\Delta L/L, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	10,8	800	0,674	15,5
400	0,121	11,9	900	0,833	16,1
500	0,246	13,0	1000	0,997	16,5
600	0,381	13,9	1100	1,102	16,6
700	0,523	14,7			

Относительное изменение длины с температурой сплавов железа с повышенной концентрацией кремния [233]

t, К	$\Delta L/L, \%$, при концентрации кремния, %			t, К	$\Delta L/L, \%$, при концентрации кремния, %		
	12	41	50		12	41	50
300	0	0	0	900	1,00	0,85	0,67
500	0,31	0,27	0,20	1100	1,35	—	—
700	0,63	0,58	0,35				

Относительное изменение длины с температурой сплавов железа с 12—18 % хрома [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
10	-0,17	400	0,12	800	0,63	1200	1,33
100	-0,15	500	0,25	900	0,77	1300	1,58
200	-0,08	600	0,37	1000	0,94	1400	1,83
293	0	700	0,48	1100	1,12	1500	2,13

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава железа с 10 % кобальта [287]

θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶
293	0	10,2	900	0,781	14,6
500	0,234	12,4	1100	1,077	15,0
700	0,497	13,8	1150	1,152	15,1

Относительное изменение длины с температурой сплава железа с 40 % кобальта [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
300	0	900	0,69
500	0,21	1100	0,96
700	0,44		

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава железа с 36 % никеля [287]

θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α·10 ⁶
10	-0,0116	-0,94	225	-0,0002	0,18
20	-0,0131	-1,69	250	0	0
30	-0,0147	-1,63	275	-0,0001	-0,01
40	-0,0161	-1,05	293	0	0,13
50	-0,0169	-0,48	350	0,002	0,6
60	-0,0171	0,05	400	0,006	1,7
70	-0,0168	0,57	450	0,018	2,6
80	-0,0160	0,94	500	0,033	5,1
90	-0,0150	1,18	550	0,070	9,2
100	-0,0137	1,41	600	0,125	13,5
125	-0,0098	1,60	700	0,272	15,6
150	-0,0060	1,40	800	0,437	17,1
175	-0,0030	0,59	900	0,615	18,1
200	-0,0011	0,53	1000	0,800	18,5

Линейный коэффициент теплового расширения сплавов железа с никелем (инварная область) [84]

θ, К	α · 10 ⁶ при концентрации никеля, %						
	34,2	35,6	37,4	39,3	41,2	44,1	49,8
270	1,0	0	3,0	5,0	6,0	7,0	—
300	—	—	—	—	—	—	6,0
370	2,5	0,5	3,8	4,5	6,0	7,4	—
400	—	—	—	—	—	—	6,5
470	10,0	8,0	5,4	4,0	6,3	7,5	—
500	—	10,0	—	—	—	—	7,0
520	13,2	11,5	6,5	—	—	—	—
550	—	—	7,4	—	—	—	—
570	15,0	13,5	8,0	5,5	7,0	7,3	—
600	—	—	—	—	—	—	7,6
630	—	—	11,2	7,5	7,8	—	7,8
650	—	—	—	—	—	—	7,9
670	16,5	15,5	14,4	12,0	9,5	6,8	—
700	—	—	—	—	—	—	8,3
710	—	—	—	—	—	6,3	—
720	—	—	—	—	—	8,5	—
770	17,5	16,5	16,0	15,0	14,5	12,0	—
800	—	—	—	—	—	—	9,0
870	18,5	17,5	17,0	17,5	16,0	15,8	—
900	—	—	—	—	—	—	10,6
970	19,5	18,5	18,0	18,0	17,3	17,0	—
1000	—	—	—	—	—	—	14,2
1070	20,5	19,5	19,0	19,0	19,0	18,5	—
1150	—	—	—	—	—	—	9,1
1170	21,5	20,5	20,0	20,2	20,3	19,5	—
1270	22,5	21,5	21,0	21,5	21,5	20,5	7,5

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины сплава железа с 50 % никеля [287]

θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶	θ, К	ΔL/L, %	α · 10 ⁶
293	0	9,4	700	0,402	10,9
400	0,108	9,4	800	0,518	12,6
500	0,203	9,6	900	0,654	14,8
600	0,299	9,8			

Относительное изменение длины с температурой сплава железа с 45 % платины [233]

θ, К	ΔL/L, %	θ, К	ΔL/L, %
300	0	600	0,38
400	0,10	700	0,52
500	0,23		

Относительное изменение длины с температурой сплавов железа с хромом и алюминием [233]

θ, К	ΔL/L, %		θ, К	ΔL/L, %	
	1	2		1	2
293	0	0	1000	1,70	0,83
400	0,12	0,08	1200	2,26	1,18
600	0,52	0,32	1400	2,62	1,57
800	1,08	0,54			

Примечание. 1 — 15—17 % хрома, 15 % алюминия, 2 — 20 % хрома, 1,5 % алюминия.

Относительное изменение длины с температурой сплава железа с 25,2 % никеля, 16,3 % хрома, 6,25 % молибдена, 1,68 % марганца [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
293	0	600	0,50	900	1,13	1200	1,90
400	0,18	700	0,70	1000	1,37	1300	2,18
500	0,32	800	0,90	1100	1,62	1400	2,46

Кобальт

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
293	0	600	0,35	700	0,65	1000	1,17
400	0,15	670	0,50	800	0,83	1100	1,36
500	0,27	680	0,60	900	1,00	1200	1,48

Линейный коэффициент теплового расширения [119, 120]

θ, К	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{cp} \cdot 10^6$
4	0,011	50	1,93	180	11,15	800	14,2
5	0,014	60	2,98	190	11,3	850	14,4
6	0,017	70	4,04	200	11,9	900	14,6
8	0,025	80	5,05	220	11,65	950	14,8
10	0,035	90	6,83	260	12,1	1000	15,0
12	0,045	100	8,55	300	12,18	1050	15,2
14	0,058	110	9,00	350	12,8	1100	15,4
16	0,074	120	9,45	400	13,3	1150	15,6
18	0,092	130	9,80	450	13,8	1500	16,5
20	0,118	140	10,15	500	14,3	1600	16,7
25	0,22	150	10,45	550	14,7		
30	0,45	160	10,75	600	15,1		
40	1,09	170	10,95	650	15,5		

Сплавы кобальта

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава кобальта с 5 % молибдена [287]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	8,8	600	0,326	12,0
400	0,102	10,2	700	0,448	12,4
500	0,209	11,3	750	0,509	12,5

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава кобальта с 10 % вольфрама [287]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	11,7	600	0,374	12,6
400	0,130	12,1	700	0,500	12,6
500	0,249	12,4	750	0,562	12,6

Относительное изменение длины с температурой сплавов кобальта с железом [233]

θ, К	$\Delta L/L$, %, при концентрации железа, %			θ, К	$\Delta L/L$, %, при концентрации железа, %		
	10	30	50		10	30	50
300	0	0	0	900	0,80	0,74	0,62
500	0,25	0,22	0,20	1100	1,19	1,00	0,90
700	0,51	0,45	0,40				

Относительное изменение длины с температурой сплава кобальта с 10 % платины [287]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %
273	-0,02	473	0,24	973	0,92
293	0	573	0,38	1173	1,21
373	0,11	773	0,65	1273	1,34

Относительное изменение длины с температурой сплава кобальта с 30 % хрома, 6 % вольфрама [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %
300	0	800	0,74	1100	1,32
600	0,42	900	0,92	1200	1,56
700	0,58	1000	1,12	1300	1,82

Относительное изменение длины с температурой сплавов кобальта с 25—30 % хрома, 4,5—5,5 % молибдена, 1,5—3,5 % никеля, 0,7—2,0 % железа, 0,2—0,35 % углерода [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
300	0	600	0,48	900	0,96	1200	1,54
400	0,15	700	0,62	1000	1,14	1300	1,76
500	0,30	800	0,79	1100	1,34	1400	2,00

Никель

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
10	-0,23	400	0,15	800	0,74	1200	1,45
100	-0,18	500	0,30	900	0,90	1300	1,65
200	-0,10	600	0,44	1000	1,07	1400	1,85
293	0	700	0,60	1100	1,25	1500	2,08

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
20	0,06	120	8,08	280	12,9	900	17,4
25	0,11	130	8,67	300	13,0	950	17,8
30	0,26	140	9,18	350	13,3	1000	18,2
35	0,50	150	9,63	400	13,7	1050	18,6
40	0,82	160	10,03	450	14,2	1100	19,1
50	1,64	170	10,4	500	14,9	1150	19,7
60	2,69	180	10,7	550	15,8	1200	20,3
70	3,79	190	11,1	600	16,9	1300	21,5
80	4,81	200	11,4	700	16,3	1400	22,8
90	5,75	220	11,9	750	16,5	1500	24,3
100	6,61	240	12,3	800	16,7		
110	7,39	260	12,7	850	17,0		

Сплавы никеля

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава никеля с 35 % меди [287]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
100	-0,232	10,1	500	0,314	17,4
200	-0,121	13,4	600	0,482	18,2
293	0	15,0	700	0,656	18,8
400	0,156	16,4	800	0,832	19,2

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава никеля с 10 % цинка [287]

θ, K	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
275	-0,031	17,0
293	0	17,2
315	0,037	17,6

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава никеля с 4 % кремния [287]

θ, K	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
270	-0,030	13,0
293	0	12,9
315	0,028	12,7

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава никеля с 15 % олова [287]

θ, K	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
270	-0,033	14,3
293	0	14,2
315	0,031	14,0

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава никеля с 5 % титана [287]

θ, K	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
270	-0,054	14,7
293	0	14,4
315	0,031	14,1

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава никеля с 5 % ванадия [287]

θ, K	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
275	-0,021	11,5
293	0	11,5
315	0,024	11,5

Относительное изменение длины с температурой сплава никеля с 49,4 % марганца [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
300	0	600	0,58	800	1,12	1000	1,94
500	0,36	700	0,82	900	1,50	1100	2,20

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава никеля с 10 % железа [287]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	10,4	700	0,541	15,2
400	0,121	12,2	800	0,694	15,4
500	0,251	13,6	900	0,848	15,4
600	0,393	14,6			

Линейный коэффициент теплового расширения сплава никеля с 21,4 % железа [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
10	0,03	60	3,22	120	8,05	220	11,15
20	0,21	70	4,23	140	8,99	240	11,48
30	0,64	80	5,18	160	9,72	260	11,77
40	1,34	90	6,04	180	10,29	280	12,02
50	2,23	100	6,80	200	10,76	300	12,24

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава никеля с 50 % палладия [287]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	13,2	600	0,406	16,8
400	0,150	14,6	700	0,636	17,3
500	0,202	15,8	750	0,723	17,4

Относительное изменение длины с температурой сплавов никеля с 24—30 % молибдена, 4—7 % железа, 0,12 % углерода [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
300	0	600	0,32	900	0,78	1200	1,36
400	0,10	700	0,47	1000	0,95	1300	1,58
500	0,20	800	0,62	1100	1,15	1400	1,87

Относительное изменение длины с температурой сплавов никеля с 22—33 % палладия, 21—22 % хрома, 0,02—0,04 % кремния [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
300	0	600	0,05	800	0,08	1000	0,12
500	0,03	700	0,07	900	0,10	1100	0,14

Относительное изменение длины с температурой сплавов никеля с 16—18 % молибдена, 16—18 % хрома, 4,5—7,0 % железа, 4—5 % вольфрама, 0,15 % углерода [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
300	0	600	0,37	900	0,85	1200	1,43
400	0,11	700	0,53	1000	1,03	1300	1,68
500	0,24	800	0,68	1100	1,21	1400	1,92

Относительное изменение длины с температурой сплава никеля с 17 % молибдена, 6,9 % меди, 4,2 % железа, 0,4 % марганца, 0,14 % углерода [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
293	0	600	0,42	900	0,84	1200	1,38
400	0,14	700	0,54	1000	1,02	1300	1,57
500	0,28	800	0,70	1100	1,20		

Относительное изменение длины с температурой сплава никеля с 39 % железа, 17 % хрома, 1,5 % кремния, 0,7 % марганца, 0,66 % углерода [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
10	-0,24	400	0,13	800	0,78	1200	1,67
100	-0,20	500	0,28	900	0,98	1300	1,94
200	-0,10	600	0,43	1000	1,19	1400	2,21
293	0	700	0,60	1100	1,42	1500	2,50

Относительное изменение длины с температурой сплава никеля с 29 % меди, 3 % алюминия, 0,9 % железа, 0,6 % кремния, 0,4 % марганца, 0,15 % углерода [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
100	-0,22	400	0,14	700	0,61	1000	1,17
200	-0,10	500	0,28	800	0,78	1100	1,36
293	0	600	0,45	900	0,97	1200	1,60

Относительное изменение длины с температурой сплавов никеля с 14—16 % хрома, 5—9 % железа, 2,2—2,7 % титана, 0,7—1,2 % ниобия, 1 % алюминия, 0,3—1,0 % марганца [233]

т, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	т, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	т, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	т, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
10	-0,22	400	0,14	800	0,74	1200	1,60
100	-0,20	500	0,28	900	0,94	1300	1,84
200	-0,12	600	0,44	1000	1,16	1400	2,06
300	0	700	0,58	1100	1,38	1500	2,34

Относительное изменение длины с температурой сплавов никеля с 19—24 % хрома, 0—7 % меди, 0—7 % молибдена, 0—2,5 % титана, 0—11 % кобальта, 0—1 % алюминия, 0—0,45 % углерода [233]

т, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	т, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	т, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	т, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
293	0	700	0,60	1100	1,35	1500	2,20
500	0,30	900	0,97	1300	1,77	1700	2,67

Линейный коэффициент теплового расширения специальных сплавов никеля при 293 К [160]

Сплав	Концентрация легирующих элементов, %						$\alpha \cdot 10^4$
	Алюминий	Кремний	Марганец	Хром	Железо	Кобальт	
Алюмель	1,8—2,5	0,85—1,15	1,8—2,2	—	—	<1	13,7
Хромель	—	—	—	9—10	—	<1	12,8
Нихром	—	—	—	19—21	—	<1	13,0
Феррони-хром	—	—	1—2	14—16	14—18	<1	13,0

Линейный коэффициент теплового расширения жаростойких и жаропрочных сплавов на хромоникелевой основе [119]

Марка сплава	Концентрация легирующих элементов, %					
	Алюминий	Бор	Барий	Углерод	Церий	Хром
ХН78Т	≤0,15	—	—	≤0,12	—	19—22
ХН77ТЮР	0,55—0,95	≤0,01	—	≤0,06	≤0,01	19—22
ХН70ВМЮТ	1,7—2,2	≤0,01	—	0,1—0,16	—	14—16
ХН60Ю	2,6—3,5	—	≤0,1	≤0,1	≤0,03	15—18

Продолжение таблицы

Марка сплава	Концентрация легирующих элементов, %					$\alpha \cdot 10^6$ при θ , К	
	Железо	Марганец	Молибден	Ниобий	Титан	200	300
ХН78Т	—	$\leq 0,7$	—	—	0,15—0,35	—	12,0
ХН77ТЮР	$\leq 4,0$	$\leq 0,4$	—	—	2,3—2,7	11,3	11,8
ХН70ВМЮТ	$\leq 3,0$	$\leq 0,5$	3—5	4—6	1,0—1,4	11,2	11,7
ХН60Ю	20—23	$\leq 0,3$	—	—	—	11,5	11,9

Рутений

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ , К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ , К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
140	4,60	5,50	1000	7,95	11,81
200	4,80	7,00	1100	8,37	12,33
300	5,80	8,70	1200	8,80	12,87
350	5,86	8,89	1300	9,25	13,43
400	5,94	9,09	1400	9,72	14,01
450	6,04	9,29	1500	10,21	14,61
500	6,16	9,49	1600	10,73	15,24
550	6,30	9,70	1700	11,27	15,90
600	6,45	9,92	1800	11,83	16,60
650	6,61	10,14	1900	12,42	17,35
700	6,78	10,37	2000	13,02	18,15
750	6,96	10,60	2100	13,64	19,01
800	7,15	10,83	2200	14,29	19,95
850	7,35	11,07	2300	14,98	20,99
900	7,55	11,31	2400	15,72	—
950	7,75	11,56			

Родий

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ , К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	θ , К	$\frac{\Delta L}{L}$, %
10	—0,15	293	0
100	—0,12	300	0,01
200	—0,07		

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
70	3,20	160	6,90	300	8,50	750	10,55
80	3,85	170	7,09	350	8,71	800	10,80
90	4,45	180	7,26	400	8,93	850	11,05
100	4,99	190	7,42	450	9,15	900	11,31
110	5,46	200	7,57	500	9,38	950	11,58
120	5,86	220	7,81	550	9,61	1000	11,85
130	6,19	240	8,02	600	9,84	1100	12,40
140	6,46	260	8,20	650	10,07		
150	6,69	280	8,36	700	10,31		

Сплав родия

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава родия с 30 % железа [287]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	$\alpha \cdot 10^6$
100	-0,140	4,6	200	-0,077	7,8
150	-0,113	6,3	293	0	9,0

Палладий

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}, \%$
80	-0,42	200	-0,10
100	-0,40	300	0,02

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
30	1,12	110	8,45	220	11,08	600	13,90
35	1,66	120	8,87	240	11,28	650	14,25
40	2,26	130	9,23	260	11,46	700	14,60
45	2,90	140	9,54	280	11,62	750	14,95
50	3,57	150	9,85	300	11,75	800	15,30
60	4,75	160	10,12	350	12,12	850	15,65
70	5,77	170	10,26	400	12,48	900	16,00
80	6,63	180	10,48	450	12,84	950	16,35
90	7,35	190	10,68	500	13,20	1000	16,70
100	7,95	200	10,84	550	13,55	1100	17,40

Сплавы палладия

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава палладия с 50 % серебра [287]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	$\alpha \cdot 10^6$
50	-0,305	11,6	600	0,447	15,7
100	-0,247	11,9	700	0,609	16,5
200	-0,124	13,0	800	0,781	17,5
293	0	13,4	900	0,961	18,8
400	0,148	14,2	950	1,053	19,6
500	0,294	15,0			

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава палладия с 30 % никеля [287]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	14,7	500	0,336	17,4
400	0,167	16,3	600	0,510	17,9

ОсмиЙ

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha_{\perp} \cdot 10^6$	$\alpha_{\parallel} \cdot 10^6$
300	3,97	5,84	600	4,76	7,01
350	4,06	6,00	650	4,96	7,27
400	4,16	6,17	700	5,18	7,55
450	4,28	6,35	750	5,42	7,85
500	4,42	6,55	800	5,68	8,18

Иридий

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
25	0,60	110	4,46	240	6,27	700	7,34
30	0,93	120	4,78	260	6,33	750	7,50
35	1,22	130	5,07	280	6,37	800	7,66
40	1,49	140	5,33	300	6,40	850	7,83
45	1,75	150	5,56	350	6,44	900	8,00
50	2,00	160	5,75	400	6,51	950	8,17
60	2,47	170	5,89	450	6,61	1000	8,35
70	2,91	180	5,98	500	6,73	1050	8,53
80	3,33	190	6,04	550	6,87	1100	8,72
90	3,73	200	6,09	600	7,02		
100	4,11	220	6,19	650	7,18		

Платина

Относительное изменение длины с температурой [233]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L} \cdot \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L} \cdot \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L} \cdot \%$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L} \cdot \%$
100	-0,15	600	0,30	1100	0,82	1600	1,43
200	-0,08	700	0,40	1200	0,93	1700	1,57
293	0	800	0,50	1300	1,06	1800	1,70
400	0,10	900	0,60	1400	1,17	1900	1,85
500	0,20	1000	0,71	1500	1,30	2000	2,00

Линейный коэффициент теплового расширения [119]

θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\alpha \cdot 10^6$
90	6,34	200	8,55	600	9,70	1200	11,4
100	6,77	220	8,69	650	9,82	1300	11,8
110	7,14	240	8,80	700	9,94	1400	12,3
120	7,45	260	8,88	750	10,07	1500	12,8
130	7,70	280	8,94	800	10,20	1600	13,3
140	7,87	300	8,99	850	10,33	1700	13,7
150	8,04	350	9,12	900	10,47	1800	14,2
160	8,17	400	9,24	950	10,61	1900	14,7
170	8,28	450	9,35	1000	10,76	2000	15,1
180	8,38	500	9,46	1050	10,91	2100	15,6
190	8,47	550	9,58	1100	11,07		

Сплавы платины

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава платины с 40 % золота [287]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L} \cdot \%$	$\alpha \cdot 10^6$	θ, К	$\frac{\Delta L}{L} \cdot \%$	$\alpha \cdot 10^6$
293	0	9,3	800	0,550	11,9
400	0,102	10,0	900	0,671	12,2
500	0,206	10,8	1000	0,794	12,5
600	0,317	11,3	1050	0,857	12,6
700	0,432	11,7			

Относительное изменение длины с температурой сплавов платины с железом [233]

θ, К	ΔL/L, %, при концентрации железа, %			θ, К	ΔL/L, %, при концентрации железа, %		
	8	22,5	43		8	22,5	43
50	—	—	—0,04	500	0,18	0,20	—0,03
100	—	—	—0,02	600	0,28	0,31	0,10
200	—	—	0,07	700	0,38	0,41	0,26
300	0	0	0	800	0,48	0,52	0,40
400	0,06	0,07	—0,14	900	0,57	0,65	—

Линейный коэффициент теплового расширения и относительное изменение длины с температурой сплава платины с 5 % рутения [287]

θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	α · 10 ⁶	θ, К	$\frac{\Delta L}{L}$, %	α · 10 ⁶
400	0,093	8,7	900	0,546	9,4
500	0,182	8,9	1000	0,642	9,8
600	0,271	9,0	1200	0,842	10,3
700	0,361	9,2	1300	0,949	10,9

**ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ
МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ**

I группа периодической системы элементов

Литий

Коэффициент теплопроводности [287]

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
3	197	150	97,7		99,9 %
5	329	200	88,1		[160, 163]
10	613	250	81,7	273	71,2
20	720	300	76,8	295	71,0
50	235	350	73,8	373	70,0
100	114	400	72,1		

Натрий

Коэффициент теплопроводности

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
--------------------	--	--------------------	--

По данным [160]

220	143	300	133
240	141	340	127
260	138	370	123
280	135		

По данным [287]

2	3180	200	138
5	4820	250	137
10	2200	273	135
50	158	300	132
100	132	350	123
150	133	371	120

Калий

Коэффициент теплопроводности

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
По данным [160]			
220	110	280	100
240	106	300	98
260	103	336,5	90
По данным [287]			
3	1960	200	104
5	1400	250	104
10	458	273	104
50	112	300	102
100	107	336,8	98,5

Рубидий

Коэффициент теплопроводности

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
По данным [287]			
2	127	150	59,4
5	188	200	58,9
10	109	250	58,6
20	68,5	273	58,3
50	62,7	300	58,2
100	60,3	312	58,1
По данным [160]			
293	35,5	312	29,3

Цезий $\lambda = 20,93 \div 26,75 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ при 293 К [160]**Медь**

Коэффициент теплопроводности [112, 120, 159, 233]

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
1	500	6	3100	15	5000
2	1000	7	3500	20	4900
3	1600	8	4000	30	3100
4	2000	9	4100	40	2000
5	2400	10	4500	50	1500

Продолжение таблицы

θ, K	$\frac{\lambda_r}{V_T \cdot M^{-1} \cdot K^{-1}}$	θ, K	$\frac{\lambda_r}{V_T \cdot M^{-1} \cdot K^{-1}}$	θ, K	$\frac{\lambda_r}{V_T \cdot M^{-1} \cdot K^{-1}}$
60	1000	200	417	600	391
70	700	220	415	700	388
80	650	240	412	800	359
90	600	260	408	900	354
100	500	280	404	1000	339
120	450	350	404	1100	334
140	430	400	403	1200	327
160	420	450	402	1300	320
180	419	500	395		

Сплавы меди

Коэффициент теплопроводности сплавов меди с бериллием

θ, K	$\frac{\lambda_r}{V_T \cdot M^{-1} \cdot K^{-1}}$	θ, K	$\frac{\lambda_r}{V_T \cdot M^{-1} \cdot K^{-1}}$	θ, K	$\frac{\lambda_r}{V_T \cdot M^{-1} \cdot K^{-1}}$
0,6 % бериллия [112]					
322	167	610	208	874	218
370	173	667	215	937	220
418	184	714	217	1001	222
492	194	741	224		
561	202	827	212		
0,9 % бериллия [112]					
329	148	558	182	810	194
374	153	613	194	883	186
427	164	668	207	918	200
491	172	743	194	999	194
1,2 % бериллия [112]					
377	106	568	164	756	191
375	112	607	179	816	177
421	121	630	189	875	172
467	127	662	201	916	173
517	138	710	199	969	174
1,5 % бериллия [120]					
20	17,7	110	85,8	210	138
25	21,0	120	92,1	220	142
30	25,1	130	97,9	230	146
40	33,3	140	104	240	149
50	41,6	150	109	250	154
60	49,5	160	115	260	158
70	57,2	170	120	273	163
80	65,3	180	124	280	165
90	72,2	190	129	293	170
100	79,1	200	134	300	172

Продолжение таблицы

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
--------------------	--	--------------------	--	--------------------	--

2 % бериллия [112]

326	87	553	124	735	182
377	94	604	152	807	155
412	97	643	179	886	140
506	108	672	194	958	139

2,8% бериллия [120]

1	0,920	8	3,89	40	21,3
2	1,38	9	4,45	50	26,4
3	1,88	10	5,02	60	30,5
4	2,30	15	7,95	70	33,5
5	2,60	20	10,9	80	37,2
6	2,89	25	13,4		
7	3,29	30	16,3		

Коэффициент теплопроводности сплавов меди с цинком [233]

Концентрация цинка, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, при θ, K		Концентрация цинка, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, при θ, K	
	80	273		80	273
5	130	220	36	54,5	113
20	71,2	147	49	147	161

Коэффициент теплопроводности латуни Л68 (30 % цинка) [120, 160]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
70	70,0	200	94,1	600	114
80	71,0	250	102	700	116
90	72,1	300	110	800	120
100	73,2	400	110	900	121
150	83,7	500	110		

Коэффициент теплопроводности латуни Л62 (40 % цинка) [160]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
300	106	700	169
400	120	800	186
500	137	900	200
600	152		

Коэффициент теплопроводности сплавов меди с алюминием при 293 К [233]

Концентрация алюминия, %	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	Концентрация алюминия, %	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
10	60,8	30	57,4
15	44,0	35	65,8
20	29,3	40	70,0
22	25,1	50	
25	44,0		

Коэффициент теплопроводности сплава меди с 0,02 % германия [233]

θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
5	712	50	913	100	440
15	1194	60	691	130	427
25	1278	70	595	150	425
40	1152	80	545		

Коэффициент теплопроводности сплава меди с 1,04 % свинца [233]

θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
20	838	60	545
30	1006	80	420
40	850		

Коэффициент теплопроводности сплава меди с 0,027 % фосфора [233]

θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
5	10,5	30	79,6	80	113
10	18,9	60	79,6	100	142

Коэффициент теплопроводности сплава меди с 0,56 % теллура [233]

θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
5	210	40	765
10	339	60	532
20	637	80	427
30	775		

Коэффициент теплопроводности сплавов меди с железом [233]

Концентрация железа, %	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ , при θ , К			Концентрация железа, %	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ , при θ , К		
	340	430	530		340	430	530
0,06	301	306	310	1,25	189	201	218
0,09	285	295	303	4,16	180	192	209
0,42	199	209	222				

Коэффициент теплопроводности сплавов меди с никелем и марганцем [160]

Концентрация легирующих элементов, %		λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ , при θ , К					
Никел	Марганец	300	400	500	600	700	800
10	—	59	66	75	81	88	102
20	—	34	41	48	54	—	—
30	—	13	16	21	—	—	—
40	—	23	26	34	40	—	—
60	—	22	26	33	40	—	—
4	12	22	26	31	36	—	—

Коэффициент теплопроводности константана (40 % никеля) [120]

θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
5	1,2	50	14,5	200	19,7
10	3,5	100	18,0	250	21,3
20	8,8	150	18,0	300	23,0

Коэффициент теплопроводности сплавов меди с бериллием и марганцем

θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
--------------	--	--------------	--	--------------	--

0,9 % бериллия, 3,65 % марганца [112]

326	60,8	578	87,2	764	109
365	66,6	610	90,1	838	107
418	72,5	615	92,6	856	106
473	77,1	661	101	945	106
507	80,4	728	109	1014	109

0,9 % бериллия, 5,47 % марганца [112]

348	55,7	555	78,4	831	97,6
363	57,8	617	85,9	852	96,8
412	61,6	677	92,6	946	96,4
454	68,7	717	95,5		
499	72,9	752	96,8		

Продолжение таблицы

θ, К	$\lambda_{\text{вт.м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}}$	θ, К	$\lambda_{\text{вт.м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}}$	θ, К	$\lambda_{\text{вт.м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}}$
0,9 % бериллия, 7,3 % марганца [112]					
362	46,9	577	68,7	816	87,6
401	49,9	611	72,9	901	88,8
426	52,8	661	77,5	963	88,8
487	59,5	708	81,3		
542	64,9	749	85,1		
0,9 % бериллия, 9,12 % марганца [112]					
353	37,3	564	54,9	828	79,6
389	39,8	600	57,8	928	83,4
461	46,5	672	69,1	981	84,6
478	47,3	725	74,2		
516	50,7	778	78,8		
1,2 % бериллия, 1,82 % марганца [112]					
337	90,5	629	135	871	134
416	105	697	142	926	134
503	118	754	141	977	135
577	129	829	135		
1,2 % бериллия, 3,67 % марганца [112]					
337	81,3	642	124	851	119
422	94,3	698	127	885	116
513	106	750	131	951	115
570	114	798	123	1006	118
1,2 % бериллия, 5,74 % марганца [112]					
341	64,1	576	95,1	806	102
355	66,6	652	103	842	101
425	75,8	713	105	935	92,6
483	83,4	763	103	1013	66,6
1,2 % бериллия, 7,27 % марганца [112]					
314	49,9	557	72,9	829	88,4
371	53,6	614	79,2	900	88,0
423	59,9	649	83,4	947	85,9
467	62,9	709	85,5	1020	84,6
513	68,7	792	88,0		

Коэффициент теплопроводности сплавов меди с бериллием и кобальтом

θ, К	$\lambda_{\text{вт.м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}}$	θ, К	$\lambda_{\text{вт.м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}}$	θ, К	$\lambda_{\text{вт.м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}}$
0,1 % бериллия, 0,3 % кобальта [112]					
337	209	551	247	823	295
387	219	633	256	881	292
424	228	701	274		
497	237	777	295		

Продолжение таблицы

θ, K	$\frac{\lambda_1}{V \cdot M^{-1} \cdot K^{-1}}$	θ, K	$\frac{\lambda_2}{V \cdot M^{-1} \cdot K^{-1}}$	θ, K	$\frac{\lambda_3}{V \cdot M^{-1} \cdot K^{-1}}$
0,1 % бериллия, 0,65 % кобальта [112]					
342	271	645	297	830	265
388	278	688	296	913	248
518	291	732	294	952	238
570	295	766	284		
0,1 % бериллия, 1,2 % кобальта [112]					
345	193	538	222	768	260
384	199	601	234	813	252
421	206	658	240	883	224
468	212	746	259	982	197
0,2 % бериллия, 1,31 % кобальта [112]					
338	217	630	262	858	245
382	219	718	263	945	225
428	235	774	252	961	225
568	243	809	251		
0,4 % бериллия, 2,62 % кобальта [112]					
346	220	523	243	723	253
387	229	595	253	790	240
464	241	655	264		
0,5 % бериллия, 3,27 % кобальта [112]					
345	218	502	243	809	255
374	225	561	249	888	235
413	233	627	257	1002	197
464	240	715	264		
0,7 % бериллия, 4,58 % кобальта [112]					
343	224	611	255	867	225
398	238	677	253	955	190
471	241	737	248		
549	247	772	230		
0,9 % бериллия, 5,89 % кобальта [112]					
339	171	562	204	833	221
399	181	635	211	870	212
499	197	730	220	946	178
0,14 % бериллия, 0,62% никеля [112]					
343	231	567	261	829	296
418	257	637	270	835	296
474	259	765	298		

Коэффициент теплопроводности сплавов меди с бериллием и никелем

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
0,18 % бериллия, 0,90 % никеля [112]					
311	187	503	228	763	290
344	199	604	238	831	297
396	208	715	277		
0,21 % бериллия, 0,98 % никеля [112]					
302	175	501	216	750	292
333	182	563	222	784	300
390	195	611	227		
442	204	673	256		

Коэффициент теплопроводности сплава меди с 36 % цинка, 3 % свинца [233]

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
25	25,1	400	117
50	31,4	500	134
100	49,5	600	147
350	111		

Коэффициент теплопроводности сплава меди с 0,3 % алюминия, 0,27 % циркония [233]

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
293	222	500	259	800	298
350	226	600	274	850	303
400	237	700	285		

Коэффициент теплопроводности латуни ЛАН 59-3-2 (2,5—3,5 % алюминия, 2—3 % никеля) [160]

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
300	84	700	135
400	96	800	143
500	109	900	152
600	122		

Коэффициент теплопроводности сплавов меди с хромом и цирконием

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
0,2 % хрома, 0,27 % циркония [112]					
340	216	657	304	838	343
449	244	713	326	910	335
550	262	779	341	1014	324
0,37 % хрома, 0,28 % циркония [112]					
343	169	524	220	701	308
391	181	596	241	751	319
461	185	669	287		
0,9 % хрома, 0,28 % циркония [112]					
316	237	452	258	715	335
361	245	506	266	786	339
414	257	601	285	880	339

Коэффициент теплопроводности нейзильбера (12,5 % никеля, 40,4 % цинка) [120]

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
20	5,00	200	57,7
50	11,1	250	74,6
100	23,3	293	89,5
150	40,5		

Коэффициент теплопроводности мельхиора (20,5 % никеля, 2 % цинка) [120]

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
20	9,87	200	96,1
50	18,5	250	124
100	38,1	300	153
150	67,1		

Коэффициент теплопроводности сплава ЛТ-96 (томпак волоченый, 95—97 % меди) [160]

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
300	244	500	246	700	255
400	245	600	250	800	260

Коэффициент теплопроводности сплава РТ90 (томпак прокатанный, 88—91 % меди) [160]

θ, К	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	θ, К	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
300	114	700	174
400	126	800	288
500	142	900	204
600	157		

Коэффициент теплопроводности сплава Л-80 (полутомпак, 79—81 % меди) [160]

θ, К	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	θ, К	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
300	111	700	128
400	115	800	135
500	117	900	144
600	122		

Коэффициент теплопроводности бронз [160]

Концентрация легирующих элементов, %	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ , при θ, К					
	300	400	500	600	700	800
25 олова	25	32	37	42	—	—
10 олова, 27 цинка	56	63	70	—	—	—
5 олова, 2 цинка, 0,15 фосфора	80	92	—	115	121	131
8 олова, 0,3 фосфора	45	—	—	—	—	—
12,4 олова, 0,4 фосфора	37	48	54	—	—	—

Коэффициент теплопроводности промышленных бронз [160]

Марка	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ , при θ, К						
	300	400	500	600	700	800	900
Бр010	48	52	56	—	—	—	—
Бр0Ц10-2	55	56	63	68	72	75	77
Бр0Ц8-4	68	77	83	88	93	96	100
Бр0Ц6-6-3	64	71	77	82	87	91	93
Бр0Ц4-3	84	93	101	108	114	120	124
Бр0Ф10-1	34	38	43	46	49	51	52
Бр0С5-25	58	64	71	77	80	83	85
Бр0С10-10	45	51	—	61	—	67	—
БрА-5	105	114	124	133	141	148	153
БрА7	97	105	114	122	129	135	141
БрАМЦ9-2	71	83	93	101	—	—	—
БрАЖМЦ10-3-1-5	59	64	71	77	80	84	—
БрАЖН10-4-4	75	87	97	—	—	—	—
БрАНЖ11-6-6	64	71	77	82	87	94	—
БрКМЦ3-1	42	50	55	54	54	—	—
БрМЦ-5	94	103	112	122	127	—	—
БрМЦС8-20	32	37	43	46	49	51	53

Коэффициент теплопроводности латуни оловянистой ЛО70-1
(69—72 % меди) [160]

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
300	92	500	125
400	110	600	136

Коэффициент теплопроводности томпака оловянистого ЛТО90-1
(88—91 % меди, 0,25—0,75 % олова) [160]

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
300	124	700	194
400	141	800	209
500	157	900	222
600	174		

Коэффициент теплопроводности сплава меди с 3,15 % кремния,
1,13 % марганца, 1 % цинка [233]

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
10	2,1	70	11,7
25	4,3	80	13,2
50	8,4		

Серебро

Коэффициент теплопроводности [112, 120, 233]

θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
3	4800	20	3800	200	427
4	6600	25	2750	300	423
5	7900	30	1700	503	419
6	9200	40	1000	587	412
7	10300	50	770	667	406
8	10600	60	620	753	396
9	10300	70	540	863	385
10	10100	80	500	917	381
15	6900	100	431		

Сплавы серебра

Коэффициент теплопроводности сплавов серебра с медью при 293 К [120]

Концентрация меди, %	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$	Концентрация меди, %	$\lambda, \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$
7,5	351	20	340
10	347	50	314

Сплав серебра с 10 % золота: $\lambda = 197 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ при 293 К [120];
с 20 % кадмия: $\lambda = 100 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ при 293 К [120].

Коэффициент теплопроводности сплавов серебра с кадмием [233]

θ, К	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ , при концентрации кадмия, %				
	2	5	10	20	30
10	100	38,1	27,7	17,3	13,8
50	163	86,6	62,3	45,0	38,1
80	208	128	93,5	69,2	57,1
100	—	138	100	76,2	64,0
200	—	209	145	114	98,7
300	—	235	175	138	123
400	—	249	192	154	137
500	—	261	206	166	149
600	—	270	218	177	159
700	—	280	228	187	169

Коэффициент теплопроводности сплава* серебра с окисью кадмия при 293 К [120]

Концентрация окиси кадмия, %	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
8	368
12	351
15	322

* Порошковый сплав, полученный прессовкой и спеканием.

Коэффициент теплопроводности сплавов* серебра с молибденом при 293 К [120]

Концентрация молибдена, %	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
30	247
65	238

* Сплавы получены пропиткой молибдена расплавленным серебром.

Коэффициент теплопроводности сплавов* серебра с вольфрамом при 293 К [120]

Концентрация вольфрама, %	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	Концентрация вольфрама, %	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
30	339	65	247
50	310	75	230
60	268		

* Сплавы получены пропиткой вольфрама расплавленным серебром в водороде.

Коэффициент теплопроводности сплавов * серебра с никелем при 293 К [120]

Концентрация никеля, %	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	Концентрация никеля, %	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
15	397	40	322
30	364	50	280

* Порошковые сплавы, полученные прессовкой и спеканием.

Коэффициент теплопроводности сплавов серебра с палладием [233]

θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ , при концентрации палладия, %						
	2	5	10	20	30	40	50
7	45,0	24,2	17,3	15,6	13,8	12,1	8,7
15	65,8	36,4	22,5	19,0	15,6	13,8	12,1
50	121	67,5	39,8	26,0	22,5	19,0	16,4
100	177	107	62,3	38,1	31,1	26,0	19,0
150	—	142	84,8	46,7	38,9	32,0	22,5
180	—	—	—	52,8	43,3	34,6	24,2

Золото

Коэффициент теплопроводности [112, 120, 233]

θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
2	200	40	502	200	335
3	270	50	439	250	324
4	340	60	423	300	314
5	430	70	420	331	303
6	500	80	380	396	288
7	570	90	359	471	282
8	640	100	343	569	278
9	720	110	343	636	272
10	790	120	342	716	271
15	795	130	342	798	262
20	800	140	341	889	259
30	691	150	340	964	247

Сплавы золота

Сплав золота с 30 % серебра: $\lambda = 293$ Вт·м⁻¹·К⁻¹ при 293 К [120]; с 7 % платины: $\lambda = 197$ Вт·м⁻¹·К⁻¹ при 293 К [120].

II группа периодической системы элементов

Бериллий

Коэффициент теплопроводности «очень чистого» бериллия [160]

θ, К	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹	
	1	2
473	163	138
673	159	130
873	155	121

Примечание. 1 — спеченный порошок, 2 — выдавлен из чешуйчатого бериллия.

Коэффициент теплопроводности бериллия [120, 160]

θ, К	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹				θ, К	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹			
	1	2	3	4		1	2	3	4
100	112	206	168	180	450	87	164	121	138
120	111	204	167	178	500	84	156	116	132
140	110	202	164	176	550	81	151	111	126
160	109	200	160	173	600	78	145	104	119
180	107	196	156	171	700	74	134	97	110
200	105	194	152	168	800	68	120	91	100
220	104	192	151	167	900	64	109	85	86
240	103	190	149	165	1000	61	96	81	80
260	101	188	146	163	1100	57	86	78	78
280	99	186	142	161	1200	55	84	75	75
300	97	182	138	156	1300	51	82	73	73
350	94	176	132	150	1500	46	76	67	67
400	91	170	126	146					

Примечание. 1 — холоднопрессованный спеченный, 2 — горячепрессованный спеченный, 3 — холоднопрессованный спеченный, выдержан при 1300 К в течение 1000 ч, 4 — горячепрессованный спеченный, выдержан при 1300 К в течение 1000 ч.

Сплавы бериллия

Коэффициент теплопроводности сплавов бериллия с алюминием при 300 К [120]

Концентрация алюминия, %	λ, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
33	19,2
36	21,4
43	19,3

Магний

Коэффициент теплопроводности [160, 233]

θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
10	866	473	140	922	130
20	1212	523	135	924	100
40	727	573	130	973	99
173	179	623	124	1023	98
223	170	673	120	1073	98
273	165	723	115	1123	98
323	158	773	112	1173	98
373	152	823	108		
423	146	873	131		

Сплавы магния

Коэффициент теплопроводности сплавов магния с цинком при 300 К [160]

Концентрация цинка, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	Концентрация цинка, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
1	146	4	115
2	129	5	113
3	119	6	108

Коэффициент теплопроводности сплавов магния с алюминием [160]

θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, при концентрации алюминия, %		θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, при концентрации алюминия, %	
	8	10		8	10
300	66	101	600	84	115
400	73	106	700	89	118
500	79	111	800	93	120

Коэффициент теплопроводности сплавов магния с алюминием при 300 К [160]

Концентрация алюминия, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	Концентрация алюминия, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
1	142	5	92
2	121	6	83
3	108	7	77
4	98	8	73

Коэффициент теплопроводности сплавов магния с оловом при 300 К [160]

Концентрация олова, %	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	Концентрация олова, %	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
1	138	5	66
2	96	6	58
3	75	7	54
4	71	8	50

Коэффициент теплопроводности сплавов магния с марганцем при 300 К [160]

Концентрация марганца, %	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	Концентрация марганца, %	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
1	161	3	108
2	119	4	102

Коэффициент теплопроводности сплава магния с 2,64 % марганца [160]

θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
300	141	600	148
400	143	700	151
500	145	800	154

Коэффициент теплопроводности сплава магния с 0,8—1,5 % алюминия и 0,01—0,8 % бериллия (магнокс А12) [160]

θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
173	118,7	523	124,8
223	119,7	573	125,6
273	120,4	623	126,6
323	121,4	673	128,4
373	122,1	773	129,0
423	123,1	873	130,8
473	123,9		

Примечание. Сплавы магния с 0,05 % бериллия и 1 % алюминия (магнокс С) и сплав магния с 0,05 % бериллия, 1 % алюминия, 0,01 % кальция (магнокс Е) в пределах погрешности измерений имеют такие же коэффициенты теплопроводности.

Коэффициент теплопроводности литейных магниевых сплавов при 293 К [120]

Сплав	Концентрация легирующих элементов, %						
	Алюминий	Кальций	Медь	Железо	Лантан	Марганец	Неодим
Мл2	≤ 0,1	—	≤ 0,1	≤ 0,08	—	1—2	—
Мл3	2,5—3,5	—	≤ 0,1	≤ 0,08	—	0,15—0,5	—
Мл4	5—7	—	≤ 0,1	≤ 0,08	—	0,15—0,5	—
Мл5	7,5—9	—	≤ 0,1	≤ 0,08	—	0,15—0,5	—
Мл6	9—10,2	—	≤ 0,1	≤ 0,08	—	0,1—0,5	—
Мл7—1	5—6,5	0,2—0,5	≤ 0,1	≤ 0,08	—	0,3—0,6	—
Мл10	≤ 0,03	—	≤ 0,03	≤ 0,03	—	—	0,2—2,8
Мл11	≤ 0,03	—	≤ 0,03	≤ 0,03	—	—	—
Мл12	≤ 0,03	—	≤ 0,03	≤ 0,01	—	—	—
Мл14	1,7—2,3	—	≤ 0,03	≤ 0,01	—	—	—
Мл15	≤ 0,03	—	≤ 0,03	≤ 0,01	0,6—1,2	—	—
ВМл1	—	—	≤ 0,03	≤ 0,01	—	—	—

Продолжение таблицы

Сплав	Концентрация легирующих элементов, %						$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1} \times 10^3$
	Никель	Кремний	Горий	Цинк	Цирконий	РЗМ*	
Мл2	≤ 0,01	≤ 0,1	—	≤ 0,05	—	—	134
Мл3	≤ 0,01	≤ 0,25	—	0,5—1,5	—	—	105
Мл4	≤ 0,01	≤ 0,25	—	2—3	—	—	79,5
Мл5	≤ 0,01	≤ 0,25	—	0,2—0,8	—	—	77,4
Мл6	≤ 0,01	≤ 0,25	—	0,6—1,2	—	—	77,4
Мл7—1	≤ 0,01	≤ 0,25	—	0,3—0,7	—	—	75,3
Мл10	≤ 0,01	≤ 0,03	—	0,1—0,7	0,4—1,0	2,5—4	113
Мл11	≤ 0,01	≤ 0,03	—	0,2—0,7	0,4—0,8	—	117
Мл12	≤ 0,01	≤ 0,03	—	4—5	0,6—1,1	—	134
Мл14	≤ 0,005	≤ 0,02	2,6—3,8	—	0,5—1,0	—	109
Мл15	≤ 0,01	≤ 0,03	—	4—5	0,7—1,0	—	138
ВМл1	≤ 0,005	≤ 0,02	—	—	0,5—1,0	—	109

Примечание. РЗМ — сумма редкоземельных элементов.

Коэффициент теплопроводности деформируемых магниевых сплавов при 293 К [120]

Марка сплава	Концентрация основных легирующих элементов, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
МА2-1	3,8—5,0 алюминия, 0,4—0,8 марганца, 0,8—1,5 цинка	96,2
МА1	1,3—2,5 марганца	126
МА2	3—4 алюминия, 0,15—0,5 марганца, 0,2—0,8 циркония	96,2

Продолжение таблицы

Марка сплава	Концентрация основных легирующих элементов, %	λ ,
		Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
МА3	5,5—7,0 алюминия, 0,15—0,5 марганца, 0,2—0,8 циркония	71,1
МА5	7,8—9,2 алюминия, 0,15—0,5 марганца, 0,2—0,8 циркония	58,6
МА8	1,5—2,5 марганца, 0,15—0,35 редкоземельных элементов	134
МА9	0,3—0,7 алюминия, 0,1—0,3 кальция, 1,0—1,3 марганца	146
МА11	1,5—2,5 марганца, 2,5—3,5 неодима	109
МА13	0,4—0,8 марганца, 1,7—2,5 тория	121
ВМ65-1	5—6 цинка, 0,3—0,9 циркония	117
ВМД-1	1,2—2,0 марганца, 2,5—3,5 тория	126

Сплав магния электрон (2,5 % алюминия, 0,5 % меди, 4 % тория)
 $\lambda = 126 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 273 К [120].

Коэффициент теплопроводности некоторых магниевых сплавов [160]

Марка сплава	Концентрация легирующих элементов, %	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при θ , К					
		300	400	500	600	700	800
ZW1	0,7 иридия, 1,5 цинка	133	137	140	143	147	150
AZ61	6,5 алюминия, 1,1 иридия, 0,5 марганца	83	91	97	102	105	108
M15Z	0,5 циркония, 0,1 марганца, 0,53 цинка	120	127	132	136	140	143
M25	0,37 циркония, 0,24 марганца	114	122	126	131	135	137
M15C	0,57 циркония, 0,1 марганца, 1,36 церия	109	116	121	125	128	131

Кальций

$\lambda = 126 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 273 К [163]

Цинк

Коэффициент теплопроводности [120]

θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при чистоте, %		θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при чистоте, %	
	99,9995	99,997		99,9995	99,997
2	550	250	25	540	485
5	1300	700	30	350	320
10	1530	1120	300	113	113
20	760	650			

Коэффициент теплопроводности цинка (99,96 %) [120]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
100	145	170	140	240	133
110	145	180	139	250	132
120	144	190	138	260	132
130	144	200	137	273	131
140	143	210	136	280	130
150	142	220	134	293	129
160	142	230	133	300	128

Сплавы цинка

Коэффициент теплопроводности промышленных цинковых сплавов при 293 К [120]

Сплав	Концентрация легирующих элементов, %			$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
	Алюминий	Медь	Магний	
ЦАМ0,2-4	0,2	4,0	—	—
ЦАМ4-1	4,0	1,0	—	—
ЦАМ10-2	10,0	2,0	0,03	—
ЦАМ10-5	10,0	5,0	0,03	—
ЦАМ-1	—	1,0	—	—

Кадмий

Коэффициент теплопроводности [160]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
86	104,67	473	90,71
293	93,04	594,66	89,78
373	91,88		

Коэффициент теплопроводности монокристалла кадмия (99,99 %) [112]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
413,6	111	475,0	109
419,6	111	501,6	108
435,4	110	525,4	108

Коэффициент теплопроводности поликристалла кадмия (99,99 %) [112]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
392,6	96,0	469,9	93,4
425,8	95,1	501,2	92,2
450,2	94,3	521,8	91,3

Ртуть

Коэффициент теплопроводности [160]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
100	48,0
200	29,6
300	8,0

Коэффициент теплопроводности монокристалла ртути вдоль кристаллографических осей [287]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , вдоль оси		θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , вдоль оси	
	1	2		1	2
2	21500	14900	100	39,0	28,5
5	166	115	150	36,0	27,1
10	57,6	40,0	200	34,0	26,4
20	50,4	35,4	234,28	32,9	26,0
50					

III группа периодической системы элементов

Алюминий

Коэффициент теплопроводности алюминия

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
99,995 % [120]					
4	1400	80	450	200	240
6	2200	90	350	210	235
8	3000	100	300	220	236
10	5200	110	280	230	230
15	4000	120	270	240	230
20	4000	130	260	250	230
25	3500	140	250	260	230
30	2600	150	250	273	230
40	1750	160	250	280	230
50	1000	170	250	293	230
60	680	180	245	300	230
70	500	190	245		

Продолжение таблицы

Θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	Θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	Θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
99,99 % [112]					
338	256	553	227	796	211
401	241	631	219		
457	238	730	216		
98,5 % [160]					
173	210	373	205	673	318
273	201	473	229	773	374
293	202	573	230		
Плавленный алюминий					
100	197	400	213	650	242
200	201	450	217	700	251
250	204	500	222	800	271
300	207	550	227	900	282
350	210	600	238		

Алюминий (99,5 % и 99,0 %), отожженный: $\lambda = 206 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 293 К [160].

Сплавы алюминия

Коэффициент теплопроводности сплавов алюминия с литием при 293 К [120]

Концентрация лития, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	Концентрация лития, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
1	125	7	69
2	96	8	66
3	91	9	58
4	85	10	54
5	75	11	50
6	71		

Коэффициент теплопроводности сплавов алюминия с медью и другими легирующими элементами [160]

Концентрация легирующих элементов, % (вид обработки)	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, при Θ, К					
	173	273	373	473	573	673
4 меди (литой)	—	125	125	139	159	173
8—10 меди	—	—	125	136	153	—
4 меди, 1,5 магния	—	—	142	—	—	—
3 меди, 10 цинка	—	—	138	—	—	—
3—5 меди, 0,5 магния	158	159	165	181	194	211
2,2 меди, 1,6 серебра, 0,85 кремния, 1,25 никеля, 1,35 железа (отожженный)	—	—	179	—	—	—
1,95 меди, 2,3 магния, 6,0 цинка (закаленный)	116	117	119	132	150	190
4,3 меди (закаленный)	—	—	118	—	—	—

Коэффициент теплопроводности сплавов алюминия с магнием и другими легирующими элементами [160]

Концентрация легирующих элементов, % (вид обработки)	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при Θ , К							
	173	273	293	373	473	573	673	773
8 магния	—	102	106	123	148	—	—	—
10 магния	85	84	84	87	92	102	113	123
0,7 магния, 0,25 марганца, 0,9 кремния (закаленный)	—	—	171	—	—	—	—	—
0,6 магния, 0,6 марганца (отожженный)	167	169	171	176	186	196	205	—

Коэффициент теплопроводности сплавов алюминия с цинком [120]

Концентрация цинка, %	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при Θ , К		Концентрация цинка, %	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при Θ , К	
	83	273		83	273
5	230	200	60	145	138
10	210	188	70	140	132
20	175	165	80	138	130
30	105	152	90	133	125
40	155	147	95	130	120
50	150	140			

Коэффициент теплопроводности сплавов алюминия с кремнием и другими легирующими элементами [160]

Концентрация легирующих элементов, % (вид обработки)	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при Θ , К						
	173	273	293	373	473	573	673
5 кремния (литой)	—	—	142	—	—	—	—
12 кремния (литой)	170	174	176	196	210	245	290
20 кремния	144	158	160	169	179	189	200
5,5 кремния, 4,5 меди (литой)	—	—	142	—	—	—	—
7 кремния, 0,3 магния (литой)	—	—	150	—	—	—	—
4 кремния, 3 меди, 0,3 магния (литой)	114	121	121	131	148	165	—
3 кремния, 4 меди	114	121	121	131	148	164	—
1 кремния, 5 магния	—	—	126	—	—	—	—

Коэффициент теплопроводности сплавов алюминия с никелем и другими легирующими элементами [233]

Концентрация легирующих элементов, % (вид обработки)	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при Θ , К			
	273	350	450	550
4 никеля, 3 марганца, 0,5 железа, 0,2 кремния, 0,2 титана (закаленный)	81,4	90,5	100	107
5 никеля, 3 марганца, 2 меди, 0,5 магния, 0,5 хрома, 0,5 железа, 0,4 бериллия, 0,3 кремния (литой)	91,7	98,7	107	113
2,85 никеля, 2,02 марганца, 1,67 меди, 0,52 магния, 0,49 хрома, 0,41 железа, 0,17 кремния, 0,07 титана (закаленный)	115	125	136	143

Коэффициент теплопроводности сплавов алюминия А, АМц, АМг, АМг5, АВ, Д18, Д1, Д16, АК8, 32S, В95 при 293 К [160]

Марка сплава	Концентрация легирующих элементов, %				λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при обработке		
	Медь	Магний	Марганец	Другие элементы	Нагартовка	Закалка	Отжиг
А	0,05	—	0,1	Кремний, железо	217	—	225
АМц	0,2	0,03	1,3	Кремний, цинк	159	—	188
АМг	0,1	0,03	1,3	Железо, кремний	125	—	125
АМг5	0,2	5,0	0,35	Железо, кремний	83	—	116
АВ	< 0,6	0,7	0,25	Железо, цинк	—	170	209
Д18	2,6	0,35	0,2	Железо, цинк	111	122	173
Д1	4,3	0,6	0,6	Железо, кремний, никель, цинк	—	117	170
Д16	4,4	1,5	0,6	Железо, кремний, цинк	—	116	169
АК8	4,4	0,5	0,8	0,8 кремния	—	154	188
32S	0,9	1,0	—	—	—	133	154
В95	1,7	2,3	0,6	6 цинка	111	117	143

Коэффициент теплопроводности сплавов алюминия АМг5, АК8, Д1, Д16 [160]

θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , для сплава марки			
	АМг5	АК8	Д1	Д16
10	—	8,0	—	8,32
20	—	—	30,2	17,0
50	44,0	36,0	64,0	39,0
100	65,0	103	108	64,5
150	79,0	136	125	78,9
200	92,0	168	139	89,9
250	102	196	153	97,3
293	—	—	171	106
300	—	219	—	—

Примечание. Сплав АМг5 наклепанный, сплав АК8 отожженный, сплав Д1 отожженный, сплав Д16 закаленный.

Коэффициент теплопроводности сплавов алюминия АК4, АК4-1 [160]

Марка сплава (концентрация легирующих элементов), %	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при θ , К				
	300	400	500	600	700
АК4 (1,9—2,5 меди, 1,4—1,8 магния, 1,0—1,5 никеля, 1,1—1,6 железа, 0,5—1,2 кремния, < 0,2 марганца, < 0,3 цинка)	146,5	150,7	159,1	167,5	171,7
АК4-1 (1,9—2,5 меди, 1,4—1,8 магния, 1,0—1,5 никеля, 1,1—1,5 железа, < 0,35 кремния, < 0,2 марганца, 0,02—0,1 титана)	142,5	146,5	150,7	159,1	163,3

Коэффициент теплопроводности сплавов алюминия АЛ8, АЛ13, АЛ22, АЛ17, АЛ19 при 300 К [160]

Марка сплава (концентрация легирующих элементов, %)	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ ,
АЛ8 (< 0,3 меди, < 0,3 железа, 9,5—11,5 магния, < 0,1 марганца, < 0,1 цинка)	92,0
АЛ13 (< 0,1 меди, < 0,5 железа, 4,5—5,5 магния, 0,1—0,4 марганца, 0,8—1,3 кремния, < 0,2 цинка)	125
АЛ22 (0,03—0,07 бериллия, < 0,5 железа, 10,5—13,0 магния, 0,8—1,2 кремния, 0,05—0,15 титана, < 0,1 цинка)	83,7
АЛ17 (4,5—5,0 меди, < 1,0 железа, < 0,03 магния, < 0,1 марганца, < 0,01 свинца, < 0,1 кремния, < 0,2 титана, < 0,2 цинка, < 0,01 олова)	155
АЛ19 (4,5—5,3 меди, < 0,2 железа, < 0,05 магния, 0,6—1,0 марганца, < 0,1 никеля, < 0,3 кремния, 0,15—0,35 титана, < 0,2 цинка)	105

Коэффициент теплопроводности сплавов алюминия АЛ3, АЛ3-В, АЛ6 [120, 160]

Марка сплава (концентрация легирующих элементов, %)	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ , при θ , К	
	300	700
АЛ3 (0,2—0,8 магния, 4—6 кремния, 0,2—0,8 марганца, 1,5—3,5 меди, 1,0—1,5 железа, < 0,3 цинка, < 0,01 олова)	163	159
АЛ3-В (0,2—0,8 магния, 4—6 кремния, 0,2—0,8 марганца, 1,5—3,5 меди, 1,0—1,5 железа, < 0,5 цинка, < 0,5 никеля)	163	159
АЛ6 (< 0,1 магния, 4,5—6,0 кремния, < 0,3 марганца, 2,0—3,0 меди, < 1,1 железа, 0,3 цинка)	151	—

Коэффициент теплопроводности сплавов алюминия АЛ1, АЛ24, АЛ25 АЛ26 при 300 К [120]

Марка сплава (концентрация легирующих элементов, %)	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
АЛ1 (3,75—4,5 меди, < 0,8 железа, 1,25—1,75 магния, 1,75—2,25 никеля, < 0,3 кремния, < 0,3 цинка)	129
АЛ24 (< 0,2 меди, < 0,5 железа, 1,5—2,0 магния, 0,2—0,5 марганца, < 0,3 кремния, 0,1—0,2 титана, 3,5—4,5 цинка)	157
АЛ25 (1,5—3,0 меди, < 0,7 железа, 0,8—1,3 магния, 0,3—0,6 марганца, 0,8—1,3 никеля, 11,0—13,0 кремния, 0,5 титана, < 0,3 цинка)	167
АЛ26 (0,1—0,4 хрома, 1,5—2,5 меди, 0,4—0,7 магния, 0,4—0,8 марганца, 1,0—2,0 никеля, 20—22 кремния)	168

Коэффициент теплопроводности сплава алюминия Д20 (5,91 % меди, 0,28 % марганца, 0,01 % хрома, 0,21 % железа, 0,01 % магния, 0,13 % кремния, 0,02 % титана, 0,10 % ванадия, 0,05 % цинка, 0,16 % циркония) [120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
20	27,0	200	100
50	44,0	250	113
100	71,0	300	138
150	85,0		

Коэффициент теплопроводности сплавов алюминия АД1, АМц2 [120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , для сплава марки		θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , для сплава марки	
	АД1	АМц2		АД1	АМц2
5	—	13,1	100	226	144
10	142	28,2	150	209	153
20	270	57,2	200	208	160
40	322	106	250	204	164
60	282	128	293	202	169
80	248	138	300	202	169

Коэффициент теплопроводности сплавов * алюминия АД31 (0,1 % железа, 0,65 % магния, 0,1 % марганца, 0,38 % кремния) и АК6 (1,8—2,6 % хрома, ≤ 0,7 % железа, 0,4—0,8 % магния, 0,4—0,8 % марганца, ≤ 0,1 % никеля, 0,7—1,2 % кремния, ≤ 0,1 % титана, ≤ 0,3 % цинка) [120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , для сплава марки		θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , для сплава марки	
	АД31	АК6		АД31	АК6
10	86,8	—	200	198	178
50	276	69,0	250	—	210
100	213	109	300	—	230
150	204	142			

* Закаленные сплавы.

Коэффициент теплопроводности сплава * алюминия АМг6 [120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
10	5,5	200	84,2
50	32,4	250	91,8
100	51,0	300	92,6
150	68,0		

* Отожженный сплав.

Коэффициент теплопроводности сплава алюминия АЛ4 (8,0—10,5 % кремния, 0,2—0,5 % марганца, 0,6—1,0% железа, 0,17—0,30 % магния, $\leq 0,3$ % меди, $\leq 0,01$ % олова, $\leq 0,3$ % цинка) [120]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
10	38,5	110	137	210	153
20	67,2	120	139	220	155
30	88,2	130	140	230	156
40	106	140	142	240	158
50	119	150	143	250	160
60	128	160	145	260	162
70	130	170	146	273	163
80	132	180	149	280	165
90	134	190	150	293	168
100	135	200	152	300	168

Сплав алюминия АД2 ($\leq 0,5$ % железа, $\leq 0,55$ % кремния, $\leq 0,1$ % меди, $\leq 0,1$ % марганца, $\leq 0,1$ % цинка, $\leq 0,1$ % магния, $\leq 0,1$ % других примесей): $\lambda = 206 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 293 К для отожженного сплава [160]. Сплав алюминия САП1 (6—9 % окиси алюминия, 0,2 % железа): $\lambda = 176 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ при 293 К [120].

Галлий

$\lambda = (40,06; 100,14; 20,03) \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ вдоль кристаллографических осей при 293 К [163]

Коэффициент теплопроводности [120, 160]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
273	41	293	34
280	38	300	33
283	37		

Коэффициент теплопроводности монокристалла вдоль кристаллографических осей [287]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, вдоль оси			θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, вдоль оси		
	1	2	3		1	2	3
1	22600	65700	5410	150	44,3	91,8	16,7
2	29800	83200	7600	200	42,4	89,6	16,3
5	5920	16300	1820	250	41,4	88,5	16,0
10	1190	3250	349	273	41,0	88,4	16,0
20	265	713	83,5	300	40,6	88,3	15,9
50	63,4	142	26,9	302,93	40,6	88,3	15,9
100	47,4	95,1	18,1				

Индий

Коэффициент теплопроводности [120]

θ, K	$\lambda_t, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda_t, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda_t, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
2	520	15	340	160	98,0
3	680	20	180	180	91,2
4	780	30	120	200	83,0
5	800	40	110	220	72,5
6	710	60	110	240	61,5
7	630	80	109	260	48,2
8	540	100	108	280	34,6
9	460	120	106	293	25,1
10	410	140	103	300	21,0

Таллий

Коэффициент теплопроводности [120, 160]

θ, K	$\lambda_t, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda_t, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda_t, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
100	63,0	180	57,0	260	50,3
110	62,2	190	56,0	273	49,6
120	61,6	200	55,0	280	49,0
130	61,0	210	54,5	293	47,3
140	60,0	220	53,7	300	47,0
150	59,0	230	53,0	400	40,0
160	58,2	240	52,0	500	36,0
170	57,6	250	51,0		

Коэффициент теплопроводности при низких температурах [287]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
1	8270	6	619
1,2	8600	8	295
1,5	8190	10	187
1,8	7120	20	81,1
2,0	6340	50	62,6
4,0	1760	100	55,6

Скандий

Коэффициент теплопроводности [287]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
2	1,40	150	14,9
5	3,44	200	15,3
10	6,78	250	15,6
50	13,5	273	15,7
100	14,3	300	15,8

Иттрий $\lambda = 14,7 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 300 К [120]

Коэффициент теплопроводности

$\theta, \text{ К}$	$\frac{\lambda_s}{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$	$\theta, \text{ К}$	$\frac{\lambda_s}{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$	$\theta, \text{ К}$	$\frac{\lambda_s}{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$
По данным [287]					
2	1,08	200	15,8	600	19,2
5	2,61	273	16,0	700	20,3
10	5,10	300	16,2	800	21,5
50	16,6	350	16,5	900	22,6
100	15,7	400	16,9	1000	23,5
150	15,6	500	18,0	1100	23,8
По данным [118]					
1200	4,83	1400	4,91	1600	4,94
1300	4,90	1500	4,92	1700	4,96

Лантаноиды. Лантан $\lambda = 10,9 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 300 К [160]

Коэффициент теплопроводности [287]

$\theta, \text{ К}$	$\frac{\lambda_s}{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$	$\theta, \text{ К}$	$\frac{\lambda_s}{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$	$\theta, \text{ К}$	$\frac{\lambda_s}{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$
2	4,68	150	10,9	600	17,8
5	10,7	200	11,8	700	19,6
10	17,6	300	13,5	800	21,1
20	16,8	350	14,2	900	22,2
50	9,43	400	14,9	1000	22,9
100	9,80	500	16,2	1100	23,2

Церий $\lambda = 10,9 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 300 К [160]

Коэффициент теплопроводности [287]

$\theta, \text{ К}$	$\frac{\lambda_s}{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$	$\theta, \text{ К}$	$\frac{\lambda_s}{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$	$\theta, \text{ К}$	$\frac{\lambda_s}{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}}$
2	0,373	100	6,00	500	13,0
5	0,584	200	5,00	600	16,6
10	1,05	273	10,8	800	19,3
20	1,86	300	11,4	1000	21,8
50	3,79	400	13,3		

Празеодим $\lambda = 11,7 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 300 К [160]

Коефіцієнт теплопроводности [287]

θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
90	7,32	273	12,0	600	15,7
100	7,69	300	12,5	700	16,9
150	9,26	350	13,2	800	18,4
200	10,6	400	13,6	900	20,0
250	11,6	500	14,7	1000	21,6

Неодим $\lambda = 12,9 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 300 К [160]

Коефіцієнт теплопроводности [287]

θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
200	16,6	600	18,0	1100	22,4
250	16,4	700	18,7	1120	22,5
300	16,5	800	19,5	1140	21,7
400	16,8	900	20,3	1200	22,4
500	17,3	1000	21,5		

Прометий

Коефіцієнт теплопроводности [287]

θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
300	17,9	700	19,1	1000	20,7
400	18,4	800	19,5	1100	21,5
500	18,5	900	20,1	1185	22,2
600	18,7				

Самарий

Коефіцієнт теплопроводности [287]

θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
6	5,55	100	7,35	350	13,3
9	6,18	150	9,24	400	13,3
14	5,51	200	12,3	500	13,5
20	6,92	250	13,2	600	14,1
50	7,32	273	13,3		
70	7,08	300	13,3		

Европий $\lambda = 14,0 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 300 К [287]**Гадолиний** $\lambda = 8,7 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 300 К [160]; $9,2 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 293 К [120]

Коэффициент теплопроводности [287]

$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
2	2,39	50	19,0	250	10,1
5	16,1	100	11,5	273	10,1
10	29,0	150	10,1	300	9,28
20	32,5	200	9,98	400	10,1

Диспрозий $\lambda = 10,0 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 300 К [160]

Коэффициент теплопроводности [287]

$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
1	0,834	150	9,38	600	12,2
2	1,25	200	9,59	800	13,7
5	5,18	250	10,2	1000	15,2
10	10,5	300	10,7	1200	16,7
50	13,5	400	10,9	1400	18,1
100	10,5	500	11,4		

Гольмий

Коэффициент теплопроводности

$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
По данным [118]			
1200	7,67	1500	7,93
1300	7,75	1600	8,01
1400	7,84		
По данным [287]			
2	3,50	150	13,7
5	6,69	200	13,0
10	13,7	273	13,0
20	19,1	300	13,2
50	7,77	400	13,4
100	7,62	500	14,1

Эрбий $\lambda = 9,6 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 300 К [160]

Коэффициент теплопроводности [287]

$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
2	2,27	200	14,3	800	15,0
5	6,25	250	14,5	900	15,4
10	11,2	300	14,3	1000	15,8
20	12,0	400	13,9	1200	17,0
50	9,28	500	14,0	1400	18,3
100	11,9	600	14,3	1500	19,9
150	13,4	700	14,6		

Тулий

Коэффициент теплопроводности монокристалла вдоль кристаллографических осей [287]

$\theta, \text{ К}$	$\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, вдоль оси		$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, вдоль оси	
	1	2		1	2
6	14,7	15,9	100	20,0	11,1
10	20,6	23,6	150	22,4	12,6
40	10,5	11,0	200	23,5	13,4
80	18,5	10,5	300	24,2	14,1

Иттербий

Коэффициент теплопроводности [287]

$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
150	38,4	350	34,5
250	36,1	400	34,1
273	35,4	500	33,7
300	34,9		

Лютеций $\lambda = 16,0 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 300 К [160]

Коэффициент теплопроводности вдоль кристаллографических осей [287]

$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}, \text{ вдоль осей}$			$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}, \text{ вдоль осей}$		
	1	2	3		1	2	3
2	5,0	1,67	2,40	150	26,1	15,2	17,9
5	21,8	7,48	10,7	200	25,9	14,7	17,2
10	36,0	14,6	19,8	250	24,0	14,2	16,6
20	40,5	18,8	24,1	273	23,6	14,0	16,6
50	30,3	17,3	20,9	300	23,2	13,8	16,2
100	27,6	15,9	18,9				

Актинонды · Торий

Коэффициент теплопроводности иодидного тория [160]

$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
100	40,4	400	33,3	900	21,7
200	38,0	450	32,1	1100	16,8
250	36,8	500	31,0	1300	12,0
300	35,6	600	28,6	1500	7,5
350	34,4	700	26,2	1700	2,8

Коэффициент теплопроводности тория вдоль наклепа (без отжига) [160]

$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
373	37	673	42	973	45
473	39	773	43	1073	45
573	40	873	44		

Торий, состаренный при $\theta > 700 \text{ К}$: $\lambda = 20 \div 25 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 300 К [160].**Сплавы тория**

Коэффициент теплопроводности сплавов с ураном [160]

$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}, \text{ при концентрации урана, \%}$		$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}, \text{ при концентрации урана, \%}$	
	10	20		10	20
323	36	35	873	42	41
673	41	39	1073	44	43

Уран

Коэффициент теплопроводности литого урана (99,7 %) [160]

θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
200	17,8	500	30,0	1030	28,5
250	20,0	600	31,8	1050	27,5
300	22,5	700	32,8	1100	25,7
350	25,0	800	32,9	1200	22,4
400	26,5	900	32,4	1300	19,6
450	28,8	940	31,3	1400	18,0

Коэффициент теплопроводности урана, полученного различными способами [160]

θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, при способе получения		
	восстановление кальцием, литой	восстановление магнием, закаленный в бета-фазе и отожженный в альфа-фазе	литой, «очень чистый»
273	25,5	23,9	26,4
373	27,2	25,5	28,1
473	28,9	27,2	29,3
573	30,6	28,9	30,6
673	31,8	30,6	—
773	33,5	32,2	—
873	35,2	33,5	—
953	36,0	—	—
973	36,4	—	—
1013	36,8	—	—
1033	37,3	—	—

Коэффициент теплопроводности урана вдоль направления прокатки, обработанного в бета-фазе [160]

θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
100	20	500	29	900	41
200	25	600	31	1000	45
300	27	700	34	1100	49
400	28	800	38	1200	53

Сплавы урана

Коэффициент теплопроводности сплавов урана с небольшим количеством бериллия [160]

θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
350	105	700	75	1100	53
500	93	900	62	1300	45

Коэффициент теплопроводности сплавов урана с алюминием [160]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при концентрации алюминия, %						
	1	5	10	20	25	30	50
200	14,1	10,4	10,1	21,3	29,1	30,6	68,2
300	14,0	10,3	10,1	21,1	28,9	30,1	66,4
400	13,9	10,2	10,0	21,0	28,5	29,7	63,1
500	13,9	10,1	9,9	20,8	28,0	29,3	54,2
600	13,9	10,0	9,9	20,6	27,7	28,8	42,1
700	13,8	9,9	9,8	20,4	27,3	28,4	34,4
800	13,7	9,8	9,8	20,2	26,9	27,9	—
900	13,6	9,7	9,8	20,2	26,4	—	—

Коэффициент теплопроводности сплавов урана с цирконием при 300 К [160]

Концентрация циркония, %	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	Концентрация циркония, %	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
5	19,0	30	15,0
10	14,0	50	12,6
20	16,2	70	10,2

Коэффициент теплопроводности прокатанных сплавов при 343 К [160]

Концентрация циркония, %	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
2,8	25,1
5,3	23,9

Коэффициент теплопроводности сплава урана с 2 % ванадия [160]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
373	26,4
473	27,6
573	28,9

Коэффициент теплопроводности сплавов урана с висмутом при 300 К [160]

Сплав	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
UBi	21
U ₃ Bi ₄	19
UBi ₂	17

Коэффициент теплопроводности сплавов урана с хромом при 300 К [160]

Концентрация хрома, %	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	Концентрация хрома, %	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
5	21,0	30	10,0
10	17,0	50	8,5
20	14,0	70	16,0

Коэффициент теплопроводности сплавов урана с 0,5 % хрома [160]

θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
373	27,2
473	28,9
573	31,0

Коэффициент теплопроводности сплавов урана с молибденом при 300 К [160]

Концентрация молибдена, %	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	Концентрация молибдена, %	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
5	25,08	50	39,54
10	23,26	60	52,34
20	24,42	70	67,45
30	26,75	80	73,23
40	30,24	90	108,16

Коэффициент теплопроводности сплавов урана с молибденом при средних температурах [160]

θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при концентрации молибдена, %		
	0,5	4,0	28,0
373	25,1	23,4	—
473	27,2	25,5	15,1
573	28,9	27,2	17,6

Коэффициент теплопроводности сплавов урана с железом при 300 К [160]

Концентрация железа, %	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	Концентрация железа, %	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
5	24	30	17
10	22	50	20
20	18	70	33

Коэффициент теплопроводности сплава урана с 20 % плутония и 10 % продуктов деления [160]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
323	9,63	523	15,07	723	20,10
373	10,89	573	15,91	773	22,19
423	12,56	623	18,00	823	23,03
473	13,82	673	19,26		

Коэффициент теплопроводности сплава урана с 20 % плутония, 5 % молибдена, 10 % продуктов деления [160]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
479	14,5	706	20,4	826	23,8
586	16,2	808	22,5	868	22,2

Нептуний

$\lambda = 4,18 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 300 К [287]

Плутоний

Коэффициент теплопроводности [160]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
100	4,10	400	5,80	800	8,20
200	4,65	450	6,10	900	8,75
250	4,95	500	6,40	1000	9,30
300	5,23	600	6,98		
350	5,50	700	7,60		

IV группа периодической системы элементов

Титан

Коэффициент теплопроводности отожженного титана (99,99 %) [120]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
3	1,80	50	14,0	250	20,0
5	2,90	100	18,0	273	20,0
10	5,50	150	19,0	293	20,0
20	11,0	200	20,0	300	20,0

Коэффициент теплопроводности иодидного титана (99,9 %), отожженного в вакууме при 973 К в течение 5 ч [112]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
312	24,76	632	21,70
389	24,76	719	21,49
469	22,17	799	20,99
537	21,54		

Коэффициент теплопроводности кованого титана (99,6 %), отожженного в вакууме при 973 К в течение 5 ч [112]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
315	16,38	475	22,71	650	23,80
389	22,71	551	22,96	732	24,51

Коэффициент теплопроводности титана BT1-0 (нелегированный титан) [27, 120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
10	5,50	100	19,0	473	18,4
20	10,0	150	20,0	573	18,0
30	12,0	200	19,5	673	18,0
40	13,7	293	19,3	773	18,0
50	15,0	373	18,9	873	18,0

Сплавы титана

Коэффициент теплопроводности сплава титана OT4-0 (0,8 % алюминия, 0,8 % марганца) [27]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
293	12,6	673	15,1	1073	18,9
373	13,0	773	16,3	1173	20,1
473	13,8	873	17,6		
573	14,2	973	18,0		

Коэффициент теплопроводности сплава титана OT4-1 (1,5 % алюминия, 1,0 % марганца) [27]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
293	9,6	673	13,4
373	10,5	773	14,7
473	11,3	873	16,3
573	12,2		

Коэффициент теплопроводности сплава титана ОТ4 (3,5 % алюминия, 1,5 % марганца) [27]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
293	9,6	573	13,4
373	10,5	773	14,7
473	11,3	873	16,3
573	12,2		

Коэффициент теплопроводности сплава титана (4 % алюминия, 4,7 % марганца, 0,14 % углерода) [120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
20	2,70	200	6,40
50	4,30	250	8,0
100	5,20	300	9,0
150	5,70		

Коэффициент теплопроводности сплава титана ВТ5 (5 % алюминия) [27]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
293	8,8	573	11,3	873	15,5
373	9,6	673	12,6	973	16,8
473	10,5	773	14,2		

Коэффициент теплопроводности сплава титана ВТ5-1 (5 % алюминия, 2,5 % олова) [27, 120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
10	0,90	250	7,50	673	13,4
50	3,30	293	8,8	773	14,7
100	5,00	373	9,6	873	15,9
150	5,50	473	10,9	973	17,2
200	6,50	573	12,2	1073	18,4

Коэффициент теплопроводности сплава титана ВТ6С (5 % алюминия, 4 % ванадия) [27]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
293	8,4	673	13,0	1073	18,9
373	9,2	773	14,7	1173	20,1
473	10,5	873	15,9		
573	11,7	973	17,2		

Коэффициент теплопроводности сплава титана ВТ6 (6 % алюминия, 4,5% ванадия) [27, 120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
30	1,70	250	6,80	673	12,2
50	2,40	300	7,60	773	13,8
100	4,00	373	9,2	873	15,5
150	5,01	473	10,7	973	16,8
200	5,85	573	11,3		

Коэффициент теплопроводности сплава титана ВТ4 (5 % алюминия, 1,5 % марганца) [27]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
293	8,4	573	11,7
373	9,2	673	13,0
473	10,5		

Коэффициент теплопроводности сплава титана ОТ4-2 (6 % алюминия, 1,5 % марганца) [27]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
293	7,1	673	13,4	1073	19,3
373	8,4	773	15,1	1173	20,1
473	9,6	873	16,8		
573	11,7	973	18,0		

Коэффициент теплопроводности сплава титана ВТ20 (6 % алюминия, 2 % циркония, 1 % молибдена, 1 % ванадия) [27]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
373	8,8	673	12,2	973	16,8
473	10,1	773	13,8	1073	18,0
573	10,9	873	15,1	1173	19,7

Коэффициент теплопроводности сплава титана ВТ14 (4,5 % алюминия, 3 % молибдена, 1 % ванадия) [27, 120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
30	1,63	300	8,42	873	15,5
50	2,60	373	9,2	973	16,8
100	4,50	473	10,5	1073	18,1
150	5,75	573	11,7	1173	20,1
200	6,70	673	13,0		
250	7,60	773	13,8		

Коэффициент теплопроводности сплава титана ВТЗ-1 (6 % алюминия, 2,5 % молибдена, 2 % хрома, 0,3 % кремния, 0,5 % железа) [27]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
293	8,0	573	11,3	873	15,5
373	8,8	673	12,2	973	16,8
473	10,1	773	14,2		

Коэффициент теплопроводности сплава титана ВТ16 (2,5 % алюминия, 5 % молибдена, 5 % ванадия) [27, 120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
50	4,01	200	8,21	573	13,4
60	4,49	250	8,37	673	14,7
70	4,90	273	8,38	773	15,9
80	5,24	293	8,41	873	16,8
90	5,54	300	8,42	973	18,0
100	5,82	373	10,9	1073	19,7
150	7,08	473	12,2	1173	21,4

Коэффициент теплопроводности сплава титана ВТ23 (4,5 % алюминия, 2 % молибдена, 4,5 % ванадия, 0,6 % железа, 1 % хрома) [27]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
293	8,4	673	13,4	1073	18,9
373	9,6	773	14,2	1173	20,1
473	11,3	873	15,5		
573	12,2	973	16,8		

Коэффициент теплопроводности в упрочненном состоянии сплава титана ВТ15 (3 % алюминия, 7 % молибдена, 11 % хрома) [27]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
293	6,7	473	9,6	673	13,0
373	8,0	573	11,3	773	14,7

Коэффициент теплопроводности сплава титана ВТ22 (5 % алюминия, 5 % молибдена, 5 % ванадия, 1 % железа, 1 % хрома) [27]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
293	8,4	673	13,4	1073	18,4
373	9,2	773	14,7	1173	19,7
473	10,5	873	15,9		
573	11,7	973	17,2		

Коэффициент теплопроводности сплава титана (2,5 % алюминия, 16 % ванадия) [120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
30	1,81	200	6,10
50	2,53	250	7,31
100	3,79	300	8,20
150	5,13		

Коэффициент теплопроводности сплава титана (3 % алюминия, 11 % хрома, 13 % ванадия) [120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
30	1,97	200	6,76
50	2,91	250	8,03
100	4,20	300	8,80
150	5,47		

Коэффициент теплопроводности сплава титана (2,8 % хрома, 1 % железа) [120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
60	6,01	150	9,41	250	13,0
100	7,6	200	11,2	300	13,9

Цирконий

Коэффициент теплопроводности циркония

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
------	---	------	---	------	---

99,99 % [160]

100	22,3	423	21,0	673	20,4
123	22,2	473	20,9	723	20,3
223	21,7	523	20,7	773	20,2
293	21,4	573	20,6		
373	21,2	623	20,5		

99,9 % [112, 233]

3	8,4	200	31,8	689	24,6
15	33,5	331	31,2	764	24,7
30	48,2	397	26,6	832	25,3
50	41,9	513	24,6	917	25,7
100	33,5	594	24,6		

Сплавы циркония

Сплав циркония с 3 % алюминия: $\lambda = 8,3 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 400 К [160];
с 4 % алюминия: $\lambda = 8,5 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 320 К [233]; с 7 % титана:
 $\lambda = 12,8 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 315 К [233].

Коэффициент теплопроводности сплавов циркония с ураном

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
4 % урана [233]			
300	14,7	600	13,8
400	13,8	700	14,2
500	13,6		
8 % урана [160]			
373	14,45	573	16,00
423	14,86	623	16,35
473	15,28	673	16,70
523	15,65	723	17,0
14 % урана [233]			
300	11,1	500	12,2
400	11,3	600	12,6
20—30 % урана [233]			
600	11,3	800	15,1
700	13,0	900	16,3

Коэффициент теплопроводности сплавов циркония с оловом [233]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при концентрации олова, %		θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при концентрации олова, %	
	2,5	7		2,5	7
300	12,2	8,4	600	13,2	11,9
400	12,6	9,4	700	13,5	13,4
500	13,0	10,5			

Сплав циркония с 10 % олова

$\lambda = 7,8 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 400 К [233]

Коэффициент теплопроводности сплава циркония с 8 % урана, 1 % водорода [160]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
373	19,50	573	17,40
423	18,50	623	17,25
473	17,95	673	17,15
523	17,60		

Коэффициент теплопроводности сплава циркония с 0,14 % гафния, 0,08 % углерода [112]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
332	21,5	573	20,6	729	21,9
390	21,4	591	21,1	821	22,5
475	20,5	675	21,6	879	23,3

Коэффициент теплопроводности сплава циркония с 0,97 % гафния, 0,3 % углерода [112]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
339	19,4	566	18,5	819	19,9
384	19,6	609	18,9	863	20,0
438	18,9	676	19,0		
510	18,5	731	19,6		

Коэффициент теплопроводности сплава циркония с 0,97 % гафния, 0,3 % углерода, 0,89 % тантала [112]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
344	19,3	633	21,9	908	24,7
387	19,7	695	22,7	970	26,3
465	19,7	753	23,0		
568	21,0	809	23,6		

Коэффициент теплопроводности сплава циркония с 1,52 % ниобия, 0,14 % гафния, 0,08 % углерода [112]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
342	21,4	562	21,4	834	23,5
391	21,4	632	21,7	899	24,3
479	21,0	681	22,0		
515	21,0	754	22,7		

Гафний

Коэффициент теплопроводности

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
------	---	------	---	------	---

По данным [120, 233]

2	2,0	30	27,6	600	21,0
5	6,0	293	22,2	700	20,5
10	13,3	400	22,0	800	20,3
20	23,5	500	21,4	850	20,2

Продолжение таблицы

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
По данным [287]					
1000	20,7	1400	21,1	1800	22,0
1100	20,8	1500	21,3	1900	22,3
1200	20,9	1600	21,5	2000	22,6
1300	21,0	1700	21,8		

Олово

Коэффициент теплопроводности [160]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
293	65,0
373	60,0

Коэффициент теплопроводности монокристалла олова вдоль кристаллографических осей [287]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, вдоль оси		θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, вдоль оси	
	1	2		1	2
1	20 400	14 200	150	86,7	34,8
2	36 000	25 000	200	81,6	56,7
5	13 000	9 000	250	77,5	53,8
10	2 150	1 490	300	74,2	51,5
50	128	89	400	69,3	48,1
100	95	66	505	66,2	46,0

Сплавы олова

Коэффициент теплопроводности сплава олова с 34,0 % свинца [120]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
3	10,0	20	54,0	70	49,0
5	20,0	30	53,0	100	49,0
10	40,0	50	50,0		

Припой ПОС90 (0,8 % меди, 0,8 % никеля, 0,15 % сурьмы, 10 % свинца):
 $\lambda = 62,8 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 293 К [120].

Свинец

Коэффициент теплопроводности

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
99,99 % [120]					
2	1350	10	180	25	65
4	1800	15	90	30	60
5	1320	20	70	40	50
99,99 % [120, 160]					
130	37,0	190	35,1	260	34,9
140	36,6	200	35,0	273	34,9
150	36,3	210	35,0	293	34,9
160	35,5	220	35,0	300	34,9
170	35,3	230	35,0	373	34,4
180	35,2	240	34,9	573	28,1

Сплавы свинца

Коэффициент теплопроводности припоя (25 % олова, 1,7 % сурьмы) [120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
2	5,02	50	42,5	250	50,0
5	21,3	100	51,5	300	50,0
10	42,5	150	50,2		
20	56,0	200	50,0		

Коэффициент теплопроводности припоев при 293 К [120]

Припой	Концентрация легирующих элементов, %	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
ПОС18	≤0,15 меди, ≤0,15 никеля, 2,0—2,5 сурьмы, 17—18 олова	389
ПОС30	≤0,15 меди, ≤0,15 никеля, 1,5—2,0 сурьмы, 29—30 олова	393
ПОС40	≤0,1 меди, ≤0,1 никеля, 1,5—2,0 сурьмы, 30—40 олова	397

V группа периодической системы элементов

Ванадий

Коэффициент теплопроводности [120, 160, 233]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
20	6,7	373	33,7	1173	39,5
100	32,1	473	34,4	1273	40,4
123	32,2	573	34,9	1373	41,3
150	32,3	673	35,7	1473	42,3
200	32,6	773	36,4	1573	43,3
223	32,8	873	37,2	1673	44,4
250	32,9	973	37,9	1773	45,6
293	33,2	1073	38,7		

Сплавы ванадия

Коэффициент теплопроводности двойных и тройных сплавов ванадия при 293 К [233]

Концентрация легирующих элементов, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	Концентрация легирующих элементов, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
5 титана	29,3	40 титана, 5 алюминия	9,8
10 титана	24,3	1 кремния	27,0
20 титана	16,8	3 кремния, 2,5 циркония	21,0
10 титана, 5 алюминия	12,4		

Ниобий

Коэффициент теплопроводности [120, 160]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
2	1,50	200	50,0	1200	70
5	9,37	250	52,5	1500	76
10	16,3	300	53,0	1800	83
20	31,3	400	55	2100	91
50	44,5	600	59	2400	98
100	49,0	800	64	2700	102
150	49,5	1000	67		

Тантал

Коэффициент теплопроводности [120, 160]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
4	22,9	400	63,0	1500	80
100	63,0	600	65,0	1800	86
150	63,0	800	68	2100	92
200	63,0	1000	71	2400	97
300	63,0	1200	74	2700	100

Сурьма

Коэффициент теплопроводности [163]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
173	22,6
273	18,9
873	23,0

Висмут

Коэффициент теплопроводности висмута (99,9 %) [112, 160]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
73	12	408	8,8	462	8,3
320	9,1	422	8,6	471	8,3
342	9,1	425	8,5	500	8,5
379	8,9	442	8,4		

Сплавы висмута

Коэффициент теплопроводности сплавов висмута с кадмием

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
0,4 % кадмия [112]			
300	22,0	359	18,5
325	20,7	373	18,4
342	19,3	397	19,7
0,9 % кадмия [112]			
324	11,1	465	8,5
349	10,6	502	9,7
387	9,9	506	10,1
428	8,7		

Ө, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$	Ө, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
4,6 % кадмия [112]			
321	10,6	436	7,5
349	10,2	472	8,5
372	9,8	475	8,6
408	9,4		
10 % кадмия [112]			
309	15,5	379	12,4
322	14,2	394	12,5
363	12,8		
14,7 % кадмия [112]			
310	19,2	367	15,0
333	16,8	387	14,2
19,3 % кадмия [112]			
300	22,0	359	18,5
325	20,7	373	18,4
342	19,3	397	19,7
36,8 % кадмия [112]			
309	34,6	378	29,2
331	32,0	397	32,0
351	30,1		
50,6 % кадмия [112]			
302	48,6	381	44,8
330	41,5	394	50,3
353	41,4		
67,7 % кадмия [112]			
304	63,3	376	47,8
329	56,6	396	52,0
351	51,5		
89,8 % кадмия [112]			
307	77,9	358	67,9
331	72,5	367	64,9
345	70,0	383	63,9

Коэффициент теплопроводности сплава Вуда (25 % свинца, 12,5 % кадмия, 12,5 % олова) [120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
2	0,9	50	20,5
5	5,4	70	21,5
10	11,0	100	24,0
20	18,0		

Коэффициент теплопроводности сплава Розе (28,0 % свинца, 15,9 % олова) [120]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ × К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ × К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ × К ⁻¹
6	2,00	50	7,20	200	12,6
10	3,40	100	9,10	250	14,5
20	5,00	150	10,8	273	15,6

VI группа периодической системы элементов

Хром

Коэффициент теплопроводности [120, 233]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ × К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ × К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ × К ⁻¹
5	134	200	102	800	70
9	335	250	93	900	66
25	553	300	90	1000	63
50	335	400	87	1100	62
90	148	500	84	1200	60
120	129	600	78	1300	60
150	118	700	73		

Молибден

Коэффициент теплопроводности [120, 160, 233]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ × К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ × К ⁻¹	θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ × К ⁻¹
2	30,0	100	205	1200	159
5	75,0	200	169	1500	114
10	145	300	162	1800	111
20	285	400	159	2100	113
40	360	600	158	2400	100
60	260	800	158	2700	82
70	232	1000	158	2800	68

Сплавы молибдена

Коэффициент теплопроводности сплавов ВМ1, ВМ2 [160]

Коэффициент теплопроводности сплава ПМВ30 [160]

θ, K	$\lambda, \frac{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1}}{\text{K}} \times$	θ, K	$\lambda, \frac{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1}}{\text{K}} \times$	θ, K	$\lambda, \frac{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1}}{\text{K}} \times$
100	129,58	1700	91,96	400	117,876
500	117,04	1800	91,96	500	118,712
1200	112,86	1900	87,78	600	114,532
1500	96,14			700	96,976

Вольфрам

Коэффициент теплопроводности вольфрама (99,92 %) [120, 160]

θ, K	$\lambda, \frac{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1}}{\text{K}} \times$	θ, K	$\lambda, \frac{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1}}{\text{K}} \times$	θ, K	$\lambda, \frac{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1}}{\text{K}} \times$
2	38,0	150	132	1200	115
5	86,0	200	131	1500	110
10	170	250	130	1800	106
20	313	300	130	2100	101
30	366	400	128	2400	97
40	340	600	126	2700	92
50	290	800	122		
100	132	1000	118		

VII группа периодической системы элементов

Марганец

Коэффициент теплопроводности [120, 233]

θ, K	$\lambda, \frac{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1}}{\text{K}} \times$	θ, K	$\lambda, \frac{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1}}{\text{K}} \times$	θ, K	$\lambda, \frac{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1}}{\text{K}} \times$
2	0,20	8	0,70	30	2,75
3	0,25	9	0,80	40	3,70
4	0,32	10	0,90	50	4,2
5	0,40	15	1,35	100	6,0
6	0,50	20	1,80	200	7,2
7	0,60	25	2,30	300	7,8

Технеций

Коэффициент теплопроводности [287]

θ, K	$\lambda, \frac{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1}}{\text{K}} \times$	θ, K	$\lambda, \frac{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1}}{\text{K}} \times$	θ, K	$\lambda, \frac{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1}}{\text{K}} \times$
298	51,5	531	49,8	751	52,3
348	51,0	628	50,5	781	51,5
401	50,6	683	50,2	823	53,1
471	49,8	733	51,9	838	52,3

Рений

Коэффициент теплопроводности

θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$
По данным [120, 233]					
4	700	120	56,6	240	49,9
12	1146	140	54,8	260	49,2
25	475	160	53,7	280	48,6
50	90	180	53,1	300	48,1
70	62,7	200	51,5		
100	58,6	220	50,8		
По данным [287]					
350	47,0	1200	45,7	2000	51,9
400	46,1	1400	47,1	2200	53,9
600	44,2	1600	48,6	2400	56,9
800	44,1	1800	50,0	2600	59,2
1000	44,6				

VIII группа периодической системы элементов

Железо

Коэффициент теплопроводности [160, 233]

θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$
5	293	250	82	700	50
10	595	300	77	800	45
20	873	350	72	900	42
35	590	400	68	1000	41
50	385	450	64	1200	40
100	98	500	60	1300	39
200	87	600	55	1400	39

Коэффициент теплопроводности армкожелеза (0,02 % углерода, 0,083 % меди, 0,030 % марганца, 0,006 % фосфора, 0,023 % серы, 0,004 % кремния) [120]

θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$	θ, К	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$
6	19,6	50	109	130	86,9
8	26,3	60	109	150	84,5
10	32,9	70	96,5	200	79,6
20	65,1	80	94,7	250	76,1
30	90,5	90	93,0	293	73,7
40	105	100	91,3	300	73,2

Коэффициент теплопроводности железа с небольшим количеством примесей при 273 К [160]

Концентрация примеси, %	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
Электролитическое «очень чистое» (размер зерна 10 ⁻³ м)	94,3
0,023 углерода, 0,007 кремния, 0,025 марганца, 0,007 фосфора, 0,020 серы	78,3
Следы углерода, 0,09 кремния, 0,2 марганца, 0,007 фосфора, 0,014 серы	78,0
0,02 углерода, 0,03 марганца, 0,042 фосфора, 0,005 серы	75,7
0,06 углерода	64,0

Коэффициент теплопроводности железа с разным размером зерна [104]

Среднее число зерен на 10 ⁻³ м	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
10	93
170	89
634	84

Сплавы железа

Коэффициент теплопроводности нелегированных, низко- и среднелегированных сталей перлитного класса [160]

Марка	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ , при θ , К					
	300	400	600	800	1000	1200
Ст 20	58	53	48	42	34	27
Ст 35	48	46	43	40	34	30
Ст 45	48	47	41	37	32	23
У8	50	47	40	34	30	26
15Л; 20Л; 25Л; 30Л; 35Л; 40Л; 45Л; 50Л; 55Л	45,5	44,0	41,1	38,1	35,2	32,8
65Г	45	38	28	26	24	
13Н2ХА; 15ХА; 15Х; 20Х	39	37	35	33	31	30
30ХГС, 30ХГСА	38,7	38,0	37,9	37,1	36,3	35,1
15ХМ; 15ХМА	41,8	41,4	39,4	37,0	34,4	31,4
30ХМ; 30ХМА	39,8	39,1	38,2	37,0	35,6	34,0
1Х11МФ; 1Х12ВИМФ	41,8	41,3	39,2	36,7	34,0	30,9
12Х1МФ	42,0	40,0	37,0	35,0	33,0	30,0

Коэффициент теплопроводности нержавеющей, жаростойких и жаропрочных сталей мартенситного, мартенситно-ферритного и ферритного классов [160]

Марка стали	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при θ , К					
	200	300	400	500	600	700
X5M	44,2	43,9	43,0	42,0	41,0	40,0
1X13(ЭЖ1, Ж1)	30,8	31,2	31,9	32,3	33,0	33,4
2X1213МБФР(ЭИ993)	33,0	33,2	33,3	33,4	33,5	33,6
4X13(ЭЖ4, Ж4)	32,6	33,0	33,1	33,3	33,6	33,6
1X12В2МФ(ЭИ756)	30,4	31,2	31,5	32,1	32,5	32,8

Продолжение таблицы

Марка стали	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при θ , К				
	800	900	1000	1200	1400
X5M	39,0	38,0	37,0	35,0	34,0
1X13(ЭЖ1, Ж1)	33,8	34,0	34,0	33,8	33,0
2X1213МБФР(ЭИ993)	33,2	32,1	31,6	30,8	30,0
4X13(ЭЖ4, Ж4)	33,5	32,2	33,0	32,0	31,5
1X12В2МФ(ЭИ756)	33,0	33,1	33,4	33,0	32,1

Коэффициент теплопроводности нержавеющей, жаростойких и жаропрочных сталей аустенитного класса [160]

Марка стали	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при θ , К					
	200	300	400	500	600	700
X18Н9Т(1X18Н9Т, ЭЯ1Т)	13,5	14,5	16,5	17,5	18,5	20,0
1X18Н9ТЛ	13,3	14,3	16,3	17,3	18,3	20,1
0X18Н12Б(1X18Н11Б, ЭИ402)	13,6	14,6	16,6	17,6	18,6	20,2
X23Н18(ЭИ417)	13,5	14,0	14,3	14,7	15,0	15,4
X17Н13М2Т(ОХ18Н12М2Т, ЭИ448)	13,8	14,7	15,2	15,6	15,9	16,2
1X16Н13М2Б(ЭИ680), 3X19Н9МВБТ(ЭИ572)	13,7	14,6	15,1	15,5	15,9	16,1
X16Н25М6(ЭИ395)	12,7	12,9	13,2	13,6	14,2	14,9
ХН35ВТ(ЭИ612, ЭИ612К), ХН35ВТР(ЭИ725, ЭИ725А), ХН35ВМТ(ЭИ692)	13,2	13,6	14,0	14,4	14,8	15,2
X22Н26, ВЖ100	10,8	12,3	13,9	15,4	17,0	18,5

Продолжение таблицы

Марка стали	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при θ , К				
	800	900	1000	1200	1400
X18H9T(1X18H9T, ЭЯ1Т)	21,5	23,0	25,0	25,8	28,0
1X18H9TЛ	21,6	23,3	25,0	26,0	28,0
0X18H12Б(Х18Н11Б, ЭИ402)	21,7	23,3	23,3	26,0	—
X23H18(ЭИ417)	15,9	16,2	16,7	17,4	18,1
X17H13M2T(0X18H12M2T, ЭИ448)	16,5	16,7	16,9	17,3	17,7
1X16H13M2Б(ЭИ680), 3X19H9MBBT(ЭИ572)	16,4	16,6	16,8	17,1	17,5
X16H25M6(ЭИ395)	16,0	16,9	17,8	18,7	19,3
XH35BT(ЭИ612, ЭИ612К), XH35BTP(ЭИ725, ЭИ725А), XH35BMT(ЭИ692)	16,6	17,0	17,4	18,2	19,0
X22H26, ВЖ100	20,2	21,6	23,4	—	—

Коэффициент теплопроводности стали* P12 [32, 50]

θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
100	22,13	400	25,89
200	23,38	500	28,39
300	24,22		

* Сталь отожженная.

Коэффициент теплопроводности стали P18 [32, 50]

θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , для стали в состоянии		
	отжига	закалки	отпуска
100	28,65	16,93	19,48
200	29,46	19,02	20,88
300	30,04	21,22	22,85
400	29,34	23,43	23,31
500	28,83	27,72	24,36
600	28,07	29,34	25,04

Коэффициент теплопроводности стали P9Ф5 [32, 50]

θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , для стали в состоянии		
	отжига	закалки	отпуска
100	29,00	16,24	19,83
200	29,69	18,32	21,80
300	30,27	20,53	23,66
400	29,92	22,27	24,82
500	28,88	24,24	25,40
600	27,95	24,59	26,52

Коэффициент теплопроводности стали P14Ф4 [32, 50]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , для стали в состоянии		
	отжига	закалки	отпуска
100	26,68	14,15	19,25
200	26,91	16,55	20,88
300	27,37	19,25	22,38
400	27,60	21,46	24,12
500	27,49	23,20	25,28
600	27,37	24,47	25,28

Коэффициент теплопроводности стали P18Ф2 [32, 50]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , для стали в состоянии		
	отжига	закалки	отпуска
100	25,28	14,73	18,87
200	25,05	16,24	20,76
300	25,05	18,32	22,85
400	25,98	20,53	23,54
500	26,56	21,80	25,17
600	27,26	23,43	25,40

Коэффициент теплопроводности стали P9К10 [32, 50]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , для стали в состоянии		
	отжига	закалки	отпуска
100	28,18	15,42	19,95
200	30,27	17,28	22,15
300	31,20	19,48	24,36
400	32,24	21,46	25,63
500	33,40	23,89	27,14
600	33,87	24,47	28,18

Коэффициент теплопроводности стали P10К5Ф5 [32, 50]

θ, К	λ, Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , для стали в состоянии		
	отжига	закалки	отпуска
100	24,12	13,57	20,30
200	25,52	15,42	22,85
300	27,72	17,16	24,12
400	29,46	19,60	25,17
500	30,50	22,04	26,10
600	29,81	24,47	26,79

Коэффициент теплопроводности сталей, производимых за рубежом [120]

Марка стали	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при θ , К						
	20	50	100	150	200	250	300
AISI 301	2,03	5,80	9,40	10,8	12,3	13,6	15,0
AISI 304	2,04	4,60	8,80	10,6	12,0	13,4	15,0
AISI 316	2,04	4,60	8,80	10,6	12,0	13,4	15,0
AISI 347	2,04	5,80	9,40	10,8	12,3	13,6	15,0
AISI 410	—	13,5	22,0	—	—	—	—
SAE 1020	—	48,0	62,0	62,7	63,5	64,3	65,0
SAE 1095	—	23,0	35,0	—	—	—	—
SAE 4130	—	17,0	28,0	31,4	33,1	34,3	35,0

Химический состав сталей [120]

Марка стали	Концентрация легирующих элементов, %					
	Углерод	Хром	Медь	Марганец	Молибден	Ниобий
AISI 301	0,13	16,9	—	0,8	—	—
AISI 304	0,02	18,4	—	1,4	—	—
AISI 316	0,06	17,9	0,3	1,4	0,2	—
AISI 347	0,06	18,0	0,2	1,5	0,2	0,9
AISI 410	0,09	12,6	0,06	0,32	—	0,12
SAE 1020	0,18	—	—	0,33	—	—
SAE 1095	0,93	—	—	0,34	0,05	—
SAE 4130	0,33	0,99	—	0,52	—	—

Продолжение таблицы

Марка стали	Концентрация легирующих элементов, %				
	Никель	Фосфор	Сера	Кремний	Титан
AISI 301	7,25	0,045	0,03	0,54	—
AISI 304	9,7	0,02	0,01	0,6	—
AISI 316	9,8	0,02	0,02	0,6	0,4
AISI 347	10,3	0,02	0,02	0,6	—
AISI 410	—	0,01	0,01	0,36	—
SAE 1020	—	0,02	0,02	0,014	—
SAE 1095	0,1	0,03	0,02	0,26	—
SAE 4130	—	—	—	0,20	—

Коэффициент теплопроводности чугуна при 293 К [120]

Марка чугуна (вид обработки)	Концентрация легирующих элементов, %				
	Углерод	Хром	Медь	Магний	Марганец
СЧ00 (литой)	3,0—3,5	≤0,15	—	—	0,6—1,0
АЧВ-1 (каленный)	2,8—3,5	—	≤0,7	≤0,03	0,5—1,2
АЧК-1 (каленный)	2,6—3,0	≤0,06	—	—	0,3—0,6
ЖЧНДХ-15-7-2 (каленный)	2,5—3,0	1,5—2,5	6—8,5	—	0,5—1,2

Продолжение таблицы

Марка чугуна (вид обработки)	Концентрация легирующих элементов, %				$\lambda, \text{Вт} \times$ $\times \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
	Никель	Фосфор	Сера	Кремний	
СЧ00 (литой)	$\leq 0,50$	$\leq 0,6$	$\leq 0,15$	1,8—2,4	41,8
АЧВ-1 (каленный)	—	$\leq 0,2$	$\leq 0,03$	1,8—2,5	41,8
АЧК-1 (каленный)	—	$\leq 0,15$	$\leq 0,12$	0,8—1,3	54,4
ЖЧНДХ-15-7-2 (каленный)	14—17	$\leq 0,3$	1,5—3,0	$\leq 0,08$	25,1

Коэффициент теплопроводности инвара (35 % никеля) [120, 160]

$\theta, \text{К}$	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times$ $\times \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{К}$	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times$ $\times \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{К}$	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times$ $\times \text{К}^{-1}$
20	1,80	60	5,03	273	11,0
30	2,60	70	5,51	373	11,4
40	3,22	80	6,10	473	12,0
50	4,11	90	7,01	573	12,7

Коэффициент теплопроводности железоникелевых сплавов для спаев с неорганическими диэлектриками при 293 К [120]

Марка сплава	Концентрация элементов, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times$ $\times \text{К}^{-1}$
30НКД	13,0—14,2 кобальта, 29,6—30,6 никеля, 1,5 меди	20,5
42Н	41—43 никеля, $\leq 0,05$ углерода, 0,3—0,6 марганца, $\leq 0,02$ фосфора, $\leq 0,02$ серы, 0,15—0,30 кремния	16,7
29НК	17—18 кобальта, 28,5—29,5 никеля	19,2
46Н	46,3 никеля, 0,024 углерода, 0,32 марганца, 0,018 фосфора, 0,017 серы, 0,12 кремния	18,0
33НК	16,5—17,5 кобальта, 32,5 никеля	17,6
48НХ	48,0—49,4 никеля, 0,7—1,0 хрома	20,1
47НХР	46—48 никеля, 4,5—6,0 хрома	18,0
47НД	46—48 никеля, 3—4 меди	16,7
47Н	47 никеля	17,2
Н30К25Х8	25 кобальта, 30 никеля, 8 хрома	12,6
Ковар	17 кобальта, 29 никеля, 0,2 углерода, 0,2 марганца	19,2

Коэффициент теплопроводности железоникелевых прецизионных сплавов с особо упругими свойствами при 293 К [120]

Марка сплава	Концентрация легирующих элементов, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times$ $\times \text{К}^{-1}$
42НХТЮ	41,57—43,5 никеля, 5,1—5,9 хрома, 0,5—1,0 алюминия, 2,4—3,0 титана	14,6
44НХТЮ	43,5—45,5 никеля, 5,2—5,8 хрома, 0,4—0,8 алюминия, 2,2—2,7 титана	15,5
41НХТА	41,5—43,5 никеля, 4,9—5,7 хрома, 0,5—1,0 алюминия, 2,2—3,0 титана	15,5

Коэффициент теплопроводности сплавов для термометаллов при 293 К [120]

Марка сплава	Концентрация легирующих элементов, %	λ , Вт·м ⁻¹ × К ⁻¹
45НХ	44—46 никеля, 5,0—6,5 хрома, 5,0—6,5 меди, <0,05 углерода, 0,3—0,6 марганца, <0,02 фосфора, <0,02 серы, 0,15—0,30 кремния	15,1
20НГ	19—21 никеля, 5,5—6,5 марганца, <0,05 углерода, <0,02 фосфора, <0,02 серы, 0,15—0,30 кремния	15,9
24НХ	23—25 никеля, 2—3 хрома, 0,25—0,35 углерода, 0,3—0,6 марганца, <0,02 фосфора, <0,02 серы, 0,2—0,4 кремния	14,6
19НХ	18—20 никеля, 10—12 хрома, <0,08 углерода, 0,3—0,6 марганца, <0,02 фосфора, <0,02 серы, 0,2—0,4 кремния	15,5
28НХТЮ	28—30 никеля, 8—9 хрома, 2,2—2,6 титана, 0,4—0,8 алюминия, <0,05 углерода, 0,3—0,6 марганца, <0,02 фосфора, 0,02 серы, 0,3—0,8 кремния	13,8
45НТЮ	44,5—46,5 никеля, 2,2—2,6 титана, 0,4—0,8 алюминия, <0,05 углерода, 0,3—0,6 марганца, <0,02 фосфора, <0,02 серы, <0,5 кремния	15,9

Кобальт

Коэффициент теплопроводности кобальта

θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ × К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ × К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ × К ⁻¹
99,99 % [160]					
100	37,5	620	121,0	1120	101,5
120	44,0	670	124,0	1170	96,0
220	66,0	720	126,0	1220	89,0
290	70,9	770	126,8	1270	82,0
340	74,5	820	125,5	1370	66,0
370	94,0	870	123,5	1470	49,0
420	101,0	920	120,5	1570	30,0
470	107,0	970	116,5	1670	11,0
520	113,0	1020	112,0		
570	117,0	1070	107,0		
99,9 % [120]					
10	130	50	280	200	115
20	230	100	160	250	105
30	257	150	130	300	95,0

Сплавы кобальта

Коэффициент теплопроводности сплавов кобальта с хромом, никелем, железом и другими легирующими элементами [160]

Номер сплава	Концентрация легирующих элементов, %								
	Хром	Никель	Железо	Углерод	Молибден	Вольфрам	Кремний	Марганец	Ниобий
1	25	2	1	0,4	—	6	0,6	0,3	—
2	25	32	1	0,4	6	—	0,6	0,6	—
3	25	10	1	0,4	—	8	0,6	0,6	—
4	15	20	31,85	0,15	3	2	0,5	1,5	1
5	20	20	25,4	0,4	4	4	0,7	1,5	4
6	20	20	3	0,4	4	4	0,7	1,5	4

Продолжение таблицы

Номер сплава	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при θ , К				
	300	600	700	800	900
1	83,7	95,4	97,7	102,3	115,1
2	76,8	83,7	89,6	98,9	107,0
3	80,3	—	95,4	104,7	—
4	79,1	86,1	94,2	101,2	—
5	80,3	87,2	—	103,5	111,6
6	87,2	93,0	—	110,5	—

Коэффициент теплопроводности кобальтовых сплавов, производимых за рубежом [233]

Марка сплава	Концентрация легирующих элементов, %				
	Никель	Хром	Железо	Вольфрам	Ванадий
S 816	20	20	15	—	—
Jessop G 32 Steel	10,5	19,1	—	—	3
X-40	10,5	25,5	2,0	7,5	—
Stelline 31	9—12	23—28	2,0	6—9	—
Stelline 21	1,5—3,5	25—30	2,0	—	—

Продолжение таблицы

Марка сплава	Концентрация легирующих элементов, %				
	Молибден	Ниобий	Марганец	Кремний	Углерод
S 816	—	—	—	—	—
Jessop G 32 Steel	2,2	1,4	0,77	0,52	0,27
X-40	—	—	—	—	0,53
Stelline 31	—	—	—	—	0,45—0,60
Stelline 21	4,5—6,5	—	—	—	0,2—0,35

Продолжение таблицы

Марка сплава	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ , при θ , К						
	400	500	600	700	800	900	1100
S 816	17,2	19,7	22,2	24,8	26,0	27,7	—
Jessop G 32 Steel	15,1	16,8	18,4	20,1	22,2	23,5	26,4
X-40	13,8	16,1	18,0	19,7	21,8	23,0	—
Stelline 31	13,4	15,1	17,2	18,4	20,5	22,6	—
Stelline 21	13,2	14,9	16,6	17,6	19,3	20,8	—

Никель

Коэффициент теплопроводности никеля (99,99 %) [160, 233]

θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ × ×К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ × ×К ⁻¹	θ , К	λ , Вт·м ⁻¹ × ×К ⁻¹
5	59	473	74	1023	58
10	101	523	71	1073	57
35	251	573	68	1123	57
50	193	623	66	1173	56
100	127	673	64	1223	56
123	122	723	63	1273	56
223	114	773	62	1323	55
293	92	823	60	1373	55
343	86	873	60	1473	55
373	83	923	59	1573	55
423	78	973	58		

Сплавы никеля

Специальные сплавы никеля [203]

Марка сплава	Концентрация легирующих элементов, %	λ , Вт·м ⁻¹ × ×К ⁻¹ , при θ , К	
		273	373
Никель (99,2 %)	—	67,3	62,7
Нихром	10 хрома	17,1	18,9
Нихром (X20H80T)	20 хрома	12,2	13,8
Ферронихром (X15H60)	15 хрома, 17 железа, 1,5 марганца, 1 кремния	11,8	13,3
Ферронихром	15 хрома, 20 железа, 4 марганца	11,6	11,9
Монель НМЖМц	28 меди, 2,5 железа, 1,5 марганца	22,1	24,4
28-2, 5-1,5	27 меди, <2 железа, <1 марганца, <1 кремния, 3 алюминия	25,1	—
Монель К	27 меди, <2 железа, <1 марганца, <1 кремния, 3 алюминия	32,7	—
Алюмель НМцАК2-2-1	2 алюминия, 2 марганца, 1 кремния	32,7	—
Хромель ХН9	9 хрома	16,0	17,8

Продолжение таблицы

Марка сплава	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹ , при θ , К				
	473	573	673	773	873
Никель (99,2 %)	58,0	—	52,2	—	56,8
Нихром	20,9	22,8	24,7	—	—
Нихром (Х20Н80Т)	15,6	17,2	19,0	—	22,6
Ферронихром (Х15Н60)	14,6	16,1	17,5	—	—
Ферронихром	12,2	12,4	12,7	12,9	13,1
Монель НМЖМц 28-2, 5-1,5	27,6	30,2	33,7	—	—
Монель К	—	—	—	—	—
Алюмель НМцАК2-2-1	—	—	—	—	—
Хромель ХН9	19,8	21,6	23,5	—	—

Коэффициент теплопроводности конструкционных никелевых сплавов при 293 К [120]

Марка сплава	Концентрация легирующих элементов, %	λ , Вт · м ⁻¹ × × К ⁻¹
НК 02	0,15—0,22 кремния, <1 кобальта	58,6
НМц 2,5	2,3—3,3 марганца	53,1
НМц 5	4,6—5,4 марганца	48,1

Коэффициент теплопроводности сплава никеля контрацид (15 % хрома, 16 % железа, 7 % молибдена) [120]

θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ × × К ⁻¹	θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ × × К ⁻¹	θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ × × К ⁻¹
25	1,80	50	6,10	80	7,30
30	3,65	60	6,70	90	7,50
40	5,50	70	7,00	100	7,70

Коэффициент теплопроводности сплава никеля инконель (14 % хрома, 6 % железа) [120]

θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹	θ , К	λ , Вт · м ⁻¹ · К ⁻¹
25	2,30	60	7,40
30	3,70	70	8,30
40	5,02	80	9,20
50	6,20		

Сплав никеля для термобиметаллов НПЗ (<0,15 углерода, <0,15 меди, <0,15 железа, <0,002 фосфора, <0,015 серы, <0,15 кремния): λ = 59,4 Вт · м⁻¹ · К⁻¹ при 293 К [120].

Коэффициент теплопроводности технических сплавов никеля [160]

Марка сплава	Концентрация легирующих элементов, %	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ , при θ , К		
		200	300	400
ХН78Т (ЭИ435, 19—22 хрома, $\leq 0,15$ алюминия, нимоник 80)	$\leq 0,12$ углерода, $\leq 0,70$ марганца, $\leq 0,80$ кремния, 0,15—0,35 титана	—	12,5	14,2
ХН77ТЮР** (ЭИ437Б)	19—22 хрома, 0,55—0,95 алюминия, $\leq 0,06$ углерода, $\leq 0,01$ бора, $\leq 0,01$ церия, $\leq 4,0$ железа, $\leq 0,4$ марганца, $\leq 0,60$ кремния, 2,3—2,7 титана	11	12	14
ХН80ТБЮ (ЭИ607, ЭИ607А)	15—18 хрома, 0,5—1,0 алюминия, $\leq 0,08$ углерода, $\leq 3,0$ железа, $\leq 1,0$ марганца, 1,0—1,5 ниобия, $\leq 0,80$ кремния, 2,3—2,7 титана	11	12	14
ХН70ВМЮТ** (ЭИ765)	14—16 хрома, 1,7—2,2 алюминия, 0,01 бора, 0,1—0,16 углерода, $\leq 3,0$ железа, $\leq 0,50$ марганца, 3—5 молибдена, 4—6 ниобия, $\leq 0,60$ кремния, 1,0—1,4 титана	7	8	10
ХН60Ю (ЭИ559, ЭИ559А)	15—18 хрома, 2,6—3,5 алюминия, $\leq 0,1$ бария, $\leq 0,1$ углерода, $\leq 0,03$ церия, $\leq 0,3$ марганца, $\leq 0,8$ кремния	8,0	9,6	11,5
ХН60В (ЭИ868, ВЖ98)	23,5—26,5 хрома, $\leq 0,5$ алюминия, $\leq 0,1$ углерода, $\leq 4,0$ железа, $\leq 0,5$ марганца, $\leq 0,8$ кремния, 0,3—0,7 титана, 13—16 вольфрама	9,0	9,8	10,6

Продолжение таблицы

Марка сплава	λ , Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ , при θ , К							
	500	600	700	800	900	1000	1200	1400
ХН78Т, ЭИ435, нимоник 80	15,8	19,3	22,7	—	—	—	—	—
ХН77ТЮР* (ЭИ437Б)	15	16	18	20	22	24	—	—
ХН80ТБЮ (ЭИ607, ЭИ607А)	16	18	19	21	23	25	26	27
ХН70ВМЮТ** (ЭИ765)	12	14	16	18	20	22	23	24
ХН60Ю (ЭИ559, ЭИ559А)	13,3	15,1	17,0	18,8	20,5	22,4	26,0	29,3
ХН60В (ЭИ868, ВЖ98)	12,0	13,5	16,3	14,2	22,0	22,6	—	—

* Сплав ХН77ТЮ (ЭИ437А) имеет аналогичные коэффициенты теплопроводности.

** Сплав ХН70ВМТЮ (ЭИ617) имеет аналогичные коэффициенты теплопроводности.

Рутений $\lambda = 105 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ при 293 К [163]

Коэффициент теплопроводности [287]

$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$
2	284	50	495	300	117
5	709	100	154	400	115
10	1400	150	128	500	113
20	2270	200	118	600	111

Родий

Коэффициент теплопроводности родия

$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$
99,9 % [120]					
2	160	80	262	250	151
5	370	100	174	300	150
10	690	150	157		
20	1100	200	153		
99,0 % [163, 233]					
7	380	105	185	200	152
85	230	110	163	273	151
90	210	145	153	300	150
По данным [287]					
300	150	700	131	1100	118
350	148	800	127	1200	115
400	146	900	124	1300	113
500	140	1000	121	1400	111
600	136				

Палладий

Коэффициент теплопроводности палладия

$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$	$\theta, \text{ К}$	$\lambda, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{К}^{-1}$
99,995 % [163, 233]					
3	730	30	270	150	77,5
10	1120	50	81,0	293	71,2
15	875	100	78,6		
99,99 % [120]					
2	20,0	20	135,0	30	130
5	40,0	25	133,0	300	75,7
10	85,0				

Продолжение таблицы

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{K}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{K}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{K}^{-1}$
По данным [287]					
300	75,5	500	75,5	800	75,5
350	75,5	600	75,5	900	75,5
400	75,5	700	75,5	1000	75,5

Сплав палладия

Коэффициент теплопроводности сплавов палладия с серебром [233]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$		
	Концентрация серебра, %		
	5	30	50
10	14,0	3,5	9,1
50	20,6	9,6	18,0
100	31,0	15,5	21,0
150	41,4	20,1	24,3
200	—	—	26,0

Осмий

$\lambda = 87,9 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ при 300 K [120]; $87,2 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ в диапазоне 273—373 K [163]

Коэффициент теплопроводности [287]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{K}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{K}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{K}^{-1}$
2	60,8	100	113	500	86,9
5	152	200	90,8	600	86,9
10	301	300	87,6	1000	86,9
25	544	400	86,9	1673	86,9
50	245				

Иридий

Коэффициент теплопроводности [120, 233]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{K}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{K}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \times \text{K}^{-1}$
2	270	30	1400	200	150
5	640	50	650	250	148
10	1200	100	173	300	148
20	1800	150	153		

Платина

Коэффициент теплопроводности [120, 233]

θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	θ, K	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
2	350	25	380	1200	67,0
5	1080	30	260	1400	66,6
6	1300	100	74,0	1600	65,8
10	1230	200	71,9	1800	64,5
20	500	300	71,2		

Сплавы платиныСплав платины с 8 % никеля: $\lambda = 36,0 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ при 293 К [120]

Коэффициенты теплопроводности сплавов платины с иридием при 293 К [120]

Концентрация иридия, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	Концентрация иридия, %	$\lambda, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
10	29,7	25	16,3
15	23,0	30	15,5
20	17,6		

**ИЗМЕНЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИИ
И ПЛОТНОСТИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ**

Внешнее воздействие осуществляется при 293 К (исключения указаны). Приведена истинная степень пластической деформации. Результаты различных авторов для каждого металла и сплава даны в хронологическом порядке.

**11.1. Изменение внутренней энергии
пластически деформированных
металлов и сплавов**

Медь

Вид и степень деформации, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Чистота, %	Размер зерна, мм	Источник
Сжатие	3,76	13			[199]
Растяжение, 0,07—0,18	0,09—0,31	10,5—8,0			[218]
Волочение проволок, ≥ 3	43,93				[277]
Кручение, 0,62—1,99	0,75—1,34	9,6—8,2			[271]
Волочение проволок, 0,525	0,96	3,1			[270]
Кручение, 0,059—1,45	0,08—4,81	9,6—8,2			[286]
Волочение проволоки	0,96	9			[256]
Сжатие, 0,08—0,50	0,17—1,21	15,0—8,3			[249]
Кручение	1,34—2,09	7,0—9,0			[265]
Сжатие, 0,07—0,525	0,14—1,20	15—6			[147]
Сжатие, 0,20—0,51	0,54—2,01	18—8			[144]
Сжатие, 0,053—0,859	0,12—3,34		99,96		[282]
Сжатие, 0,025—0,48	0—0,48	0—15			[140]
Сжатие, 0,09—1,02	0—2,8	0—13,8			[40]
Сжатие, 0,77; 1,05	1,42; 1,97	5,4; 5,1	99,8		[233]
Сжатие, 0,1—0,7	0,025—0,343			Монокристалл	[233]

Продолжение таблицы

Вид и степень деформации, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Чистота, %	Размер зерна, мм	Источник
Волочение проволоки, 5,6; 8,1	10,46; 11,30				[193]
Кручение	0,96—1,72	2,8—3,4			[297]
Кручение, 0,47—3,03	0,42—1,39	2,6—1,0	99,967		[207]
Кручение, 0,47—2,57	0,46—1,15	3,4—1,1	99,988		[207]
Сжатие	0,04	<1			[216]
Сжатие	3,22	17—3			[157]
Испытания на усталость	0,17; 0,21				[201]
Кручение, до 1,87	0,38—1,34	2,3—0,9	99,96		[210]
Сжатие, 0,43—1,70	0,29—0,71	2,2—1,2	99,98		[210]
Кручение, 0,47—2,53	0,54—1,80	3,8—1,4	99,55		[210]
Кручение, 0,34	0,46	5,5	99,55		[210]
Растяжение, 0,1—0,33	0,17—0,40	12,6—5,3	99,999	0,015	[228]
Волочение проволоки, 0,98—5,13	~1,25	2,5—0,4	99,96		[191]
Волочение проволоки, 6,3	6,27	1,6	99,88		[191]
Растяжение, 0,2	0,30	6,9	99,99	0,02—0,05	[266]
Растяжение при 78 К, 0,20	0,42	7,5	99,99	0,02—0,05	[266]
Кручение, 0,26	0,35	4,5	99,99	0,02—0,05	[266]
Кручение при 78 К, 0,26	0,67	6,1	99,99	0,02—0,05	[266]
Сжатие при 90 К, 0,81—1,24	0,54—0,78		99,999	0,1	[234]
Сжатие, 0,16—0,36	0,92—2,43	16—12	99,9		[124]
Сжатие, 0,36; 0,81; 1,20	0,397; 0,536; 0,619		99,98		[209]
Сжатие, 0,105—1,21	0,16—0,80	10,7—1,8	99,98	0,03	[205]
Сжатие, 0,105—1,21	0,08—0,80	6,5—1,8	99,98	0,15	[205]
Растяжение, 0,02—0,32	0,08—1,46	56—19			[69]
Растяжение, 0,27, с последующим сжатием, 0,03—0,22	0,39—0,42		99,999		[241]
Волочение проволоки, 2,2	5,85		Электролитическая медь		[276]
Сжатие ударом, 0,2—0,67	0,42—1,17	10—4			[306]
Кручение, 0,6; 1,3	1,67; 4,18	10; 8	99,98		[25]
Сжатие, 0,36	0,36		99,999	0,7	[254]

Продолжение таблицы

Вид и степень деформации, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Чистота, %	Размер зерна, мм	Источник
Сжатие при 77 К, 0,4—1,08	0,46—1,17		99,999		[292]
Сжатие ударом, 0,19—0,67	0,38—0,96	9,6—4,0	99,999	0,2	[309]
Сжатие ударом, 0,3	0,68—0,57	10,7—8,7	99,998	0,01—0,40	[309]
Кручение, 2,2	5,44	5,4			[136]
Напиловка	7,53				[136]
Растяжение, 0,28	0,41		99,999		[227]
Сжатие при 273 К, 0,4	0,50; 0,31		99,999	0,035; 0,40	[303]
Сжатие при 77 К, 0,41—1,08	0,46—1,17	2,8—2,0	99,999		[293]
Прокатка, 0,18—2,2	0,69—1,39	2,0—0,2	99,999	0,017	[298]
Прокатка, 0,18—2,2	0,30—1,44	1,3—0,2	99,98	0,01	[298]
Волочение проволоки, 0,44	0,61		99,99		[253]
Волочение проволоки при 77 К, 0,44	2,30		99,99		[253]
Растяжение, 0,03—0,35	0,08—4,03	27—4	«Высокой чистоты»		[306]
Сжатие, 0,248	0,32	5,6	99,999	0,01	[304]
Сжатие, 0,352	0,46	4,7	99,999	0,02	[304]
Сжатие, 0,392	0,28	3,4	99,999	0,03	[304]
Растяжение с последующим сжатием, 0; 0,05; 0,17	0,59; 0,39; 0,61		99,99		[235]
Растяжение, 0,05—0,59	0,0004—0,1924		99,999	Монокристалл	[306]
Растяжение, 0,002—0,02	0,002—0,025	20—53	98,3	0,07	[70]
Растяжение, 0,01—0,35	0,008—0,879		99,999	0,06—0,13	[306]
Растяжение, 0,06—0,28	0,096—0,669	18—6	99,999	0,76	[306]
Циклическое кручение	0,017	20			[214]
Циклическое кручение, 0,006—0,08	0—0,17	15—2,5		5	[231]
Растяжение, 0,14—0,26	0,54—1,13	8—17			[125]
Изгиб, 0,14		19	99,99		[232]
Растяжение, 0,005—0,5	0—0,27	12—27	99,999	Монокристалл	[311]
Кручение, 0,6; 1,0	1,0; 1,67				[246]

Вид и степень деформации, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Чистота, %	Размер зерна, мм	Источник
Ударное нагружение, 0,22; 0,26	0,88; 1,0		99,9	0,013	[294]
Растяжение при 78 К, 0,1—0,375	0,21—2,09	100—20	99,97	Монокристалл	[316]
Кручение при 77 К, 203 К, 293 К, 0,25—0,75	(6,69—11,72); (1,67—5,65); (0,42—2,93)	0—25			[9]
Растяжение, 0,025—0,25	0,02—0,67		99,999	0,18	[313]
Растяжение, 0,11—0,34	0,13—0,35		99,999	0,06—0,5	[219]

Сплавы меди с серебром

Концентрация серебра, %	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Размер зерна, мм	Источник
0,012	Сжатие ударом, 0,3	0,68	—	0,1	[309]
0,08	То же, 0,3	0,70	—	0,08	[309]
1,0	» », 0,3	0,76	—	0,05	[309]
0,1	Сжатие при 77 К, 0,66—0,95	0,59—1,0	9—15	—	[293]
1,0	То же, 0,59—0,89	0,67—0,96	10—15	—	[293]

Сплавы меди с золотом

Концентрация золота, %, исходное состояние	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Размер зерна, мм	Источник
Cu ₃ Au, неупорядоченное	Прокатка, 0,3—0,95	1,30—6,90		0,012	[212]
Cu ₃ Au, упорядоченное	Прокатка, 0,1—0,95	3,02—16,4	—	0,012	
Cu ₃ Au, упорядоченное	Волочение проволоки, 0,11—2,28	0,63—9,70	6—0,7	0,012	[212]
Cu ₃ Au, неупорядоченное	Волочение проволоки, 0,11—2,28	0,63—27,61	4—1,5	0,012	[212]
Cu ₃ Au, неупорядоченное	Волочение проволоки, 0,18—2,4	2,93—21,2		0,036	[268]

Концентрация золота, %, исходные состояния	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Размер зерна, мм	Источник
Si ₃ Au, упорядоченное	Волочение про-волоки, 0,37—2,4	6,28—41,0		0,036	[268]
0,1	Сжатие при 77К, 0,75—1,19	0,75—1,51	11—23		[293]
1,0	Сжатие при 77К, 0,72—0,99	1,0—1,67	16—26		[293]
Si ₃ Au, неупорядоченное	Деформация ударом, 0,11—0,22	5,02—7,53			[185]
Si ₃ Au, упорядоченное	Деформация ударом, 0,11—0,25	5,86—16,74			[185]
Si ₃ Au	Растяжение, 0,4—0,35	С—0,42	0—25		[314]

Сплавы меди с цинком

Концентрация цинка, %	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Размер зерна, мм	Источник
37,6	Волочение, >3	28,03			[277]
30	Кручение, 0,749	4,52			[271]
30	Кручение	1,34; 2,03			[265]
4,5	Сжатие при 90 К	1,38			[234]
38,61	Сжатие, 0,16—0,36	1,42—4,18			[124]
31	Кручение, 0,47—1,87	3,52—10,84			[203]
0,74	Кручение, 0,6	6,28	29		[25]
0,92	Кручение, 1,3	8,37	14		[25]
30	Сжатие ударом, 0,09—0,39	1,17—5,15	27—10	0,04	[216]
10	Кручение, 0,14—0,34	1,05—2,51			[125]
39	Кручение, 0,14—0,34	1,97—6,53			[125]
0,4	Ковка, 0,2	5,40			[79]

Сплавы меди с алюминием

Концентрация алюминия, %	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Источник
14,5	Сжатие ударом, 0,09—0,23	1,51—4,10	19—52	[216]
2	Кручение, 0,14—0,26	0,96—2,0		[125]
4,5	Кручение, 0,14—0,26	1,18—4,39		[125]
7,5	Кручение, 0,14—0,26	1,80—5,44		[125]

Сплав меди с 0,3 % окиси алюминия: экструзия при 1033 К, $\epsilon = 3,3$, $\Delta U = 1,76$ кДж · кг⁻¹ [200]; с 0,3 % галлия: ковка, $\epsilon = 0,3$, $\Delta U = 11,72$ кДж · кг⁻¹ [81]; с 0,2 % германия: ковка, $\epsilon = 0,2$, $\Delta U = 10,50$ кДж · кг⁻¹ [81]; с 3,8 % олова: изгиб, $\epsilon = 0,14$, $\Delta U/A = 24$ % [232].

Сплавы меди с мышьяком

Концентрация мышьяка, %	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Размер зерна, мм	Источник
0,3	Прокатка, 0,19—1,09	0,25—1,09	3,8—16,5	0,007	[298]
0,2	Ковка, 0,2	10,50			[81]

Сплавы меди с никелем

Концентрация никеля, %	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Источник
≥ 70	Сжатие, 0,1—0,69	0,54—2,01	32—9	[229]
≥ 50	Сжатие, 0,16—0,36	1,88—3,60	34—22	[124]
≥ 40	Растяжение при 4,2 К, 0,01—0,095		40—60	[217]
9	Кручение, 0,14—0,26	0,67—1,80		[125]
36	Кручение, 0,14—0,26	2,05—4,48		[125]

Латуни

Кручение, $\epsilon = 0,21—1,84$, $\Delta U = 1,13 \div 9,04$ кДж · кг⁻¹; $\Delta U/A = 24 \div 3$ % [271].

Бронзы

Кручение, $\epsilon = 0,23; 0,68$; $\Delta U = 2,18; 7,28$ кДж · кг⁻¹; $\Delta U/A = 22; 15$ % [271]

Нейзильбер (20 % цинка, 15 % никеля)

Кручение, $\epsilon = 0,68; 1,31$; $\Delta U = 11,21; 15,23$ кДж · кг⁻¹; $\Delta U/A = 22; 15$ % [271]

Серебро

Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Чистота, %	Размер зерна, мм	Источник
Кручение, 1,23—2,19	0,96—1,30	3,9—2,6	99,9		[40]
Сжатие, 0,52; 0,79	0,25; 0,38	3,3; 2,3			[243]
Растяжение, 0,02—0,30	0,04—0,75	71—21			[69]
Растяжение, 0,02 — до разрыва	0,04—0,75				[68]
Волочение проволоки, 2,05	0,376		99,9		[273]
Растяжение, 0,11—0,36	0,104—0,280	10,9—4,1	99,99	0,012	[182]
Сжатие, $\leq 0,7$	$\leq 1,88$	15—5	99,99		[126]
Сжатие при 77 К, $\leq 0,7$	$\leq 2,93$	40—8	99,99		[126]
Сжатие, 1,39	0,607		99,98	0,5	[202]
Растяжение, 0,23	0,209	6,4	99,99	0,5	[183]
Сжатие ударом, 0,18—0,69	0,351—0,96	8—2	99,99	0,01	[307]
Сжатие при 77 К, 0,58—0,99	0,25—0,71		99,999		[293]
Сжатие, 0,06—0,36	0,0059—0,079	40—20		Монокристалл	[262]
Кручение	2,01				[246]
Кручение, 0,05—0,37	0—0,075	2,3—13,6		Монокристалл	[315]

Сплавы серебра с магнием

Концентрация магния, %	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Размер зерна, мм	Источник
Серебро—магний	Кручение, 0,01—0,10	0,45—29,5	9,7—3,3	0,017	[188]
3	Волочение проволоки, 0,35—1,0	1,57—3,43			[223]
5,4	Волочение проволоки, 0,35—1,0	2,97—6,44			[223]
7	Волочение проволоки, 0,35—1,0	3,60—8,87			[223]
7*	Волочение проволоки 0,35—1,0	7,70—18,54			[223]

* Исходное состояние — упорядоченное.

Сплавы серебра с кадмием

Волочение проволоки, $\varepsilon = 0,35 \div 1,0$. $\Delta U = 1,75 \div 7,70$ кДж · кг⁻¹ [188]

Золото

Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Чистота, %	Размер зерна, мм	Источ- ник
Сжатие, 1,39	0,155		99,9	0,5	[202]
Сжатие при 77 К, 0,69—1,19	0,33—0,54		99,999		[293]
Волочение проволоки при 78 К, 1,05	2,1		99,999		[198]
Волочение проволоки, 0,5—3,2	0,33—0,40		99,99		[278]
Волочение проволоки при 78 К, 0,5—3,2	1,3—3,6		99,99		[278]

Сплавы золота с серебром

Концентра- ция серебра, %	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Размер зерна, мм	Источ- ник
25	Прокатка, $\leq 1,9$	0,79—1,42			[190]
25	Прокатка, 0,17—2,53	0,08—0,67			[188]
25	Ортогональный срез, 1,12—3,78	1,0—1,42	5,6—0,73		[189]
25	Сверление	2,09	0,9		[251]
25	Сверление при 78 К	6,19	1,4		[251]
17,4	Сверление	2,18	~1		[230]
17,4	Сверление при 78 К	4,98	~1		[230]
25	Напиловка	1,97			[181]
золото — серебро	Сверление	0,46—2,85			[229]
17,4	Волочение проволоки, 0,36—4,81	0,29—0,71	4,10—0,29	0,018, 0,75	[288]
17,4	Волочение проволоки с разной скоростью, 0,58	0,46—0,67		0,018	[288]
17,4	Волочение проволоки с разной скоростью, 3,46	0,67—0,75		0,018	[288]
25	Волочение проволоки, 0,58—3,65	0,67—1,05	3,24—0,54		[288]
17,4	Волочение проволоки при 78 К, 0,36— 2,05	1,38—3,89		0,018	[288]
17,4	Волочение проволоки при 78 К с разной скоростью, 0,58	1,88; 1,51		0,018	[288]

Продолжение таблицы

Концентрация серебра, %	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Размер зерна, мм	Источник
17,4	Волочение проволоки при 78 К, 0,62; осуществляется после волочения при 293К, 1,08	1,26			[289]
17,4	Деформация ударом, 0,13—0,75				[177]
17,4	Кручение, 0,25—1,05	0,25—0,50	12—5		[176]
17,4	Кручение при 78 К, 0,25—0,50	0,63—3,39	16—8		[176]
17,4	Ударное нагружение при 7 и 27 ГПа	0,08; 0,59			[272]
17,4	Растяжение, 0,008—0,09	0—0,067		0,003, 0,045	[310]

Цинк

Сверление, $\varepsilon < 3,0$; $\Delta U = 28,0$ кДж · кг⁻¹ [277]

Кадмий

Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Чистота, %	Источник
Сжатие при 78 К	4,73	90—17		[157]
Растяжение, 0,02—0,20	0,04—0,33	62—24		[69]
Сжатие при 77 К, 0,2—0,9	0,8—5,0	90—15	99,95	[156]

Сплавы кадмия со свинцом

Концентрация свинца, %	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	Источник
20	Сжатие при 77 К, 0,2—0,9	0,67—3,3	[156]
40	Сжатие при 77 К, 0,2—0,9	0,46—2,5	[156]

Алюминий

Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Чистота, %	Размер зерна, мм	Источник
Растяжение, 0,10—0,21	0,13—0,35	8—7			[218]
Растяжение, 0,14—0,44	0,10—0,55	5		Монокристалл	[218]
Кручение, 0,81—2,31	7,49—15,06	34—17			[271]
Волочение проволоки, 0,51	0,46	1,2			[270]
Кручение	4,52	9,8			[265]
Сжатие, 0,18—0,75	0,33—1,72	7—2			[147]
Сверление		3			[45]
Сжатие, 0,92; 1,2	3,51; 3,97	11,0; 9,1	99,9		[243]
Сжатие, 0,09—0,60	0,50—1,13		99,99		[180]
Сжатие, 0,29—1,51	3,93—7,41		99,5		[260]
Сжатие ударом, 0,15—1,10	2,64—6,07		99,5		[260]
Сжатие, 1,39	0,50		99,991	1,0	[204]
Кручение, 0,4; 0,8; 2,51; 4,18; 5,02; 1,5; 2,2	5,86	21,0; 13,0; 8,7; 6,6			[136]
Сжатие ударом, 0,35—1,3	0,37—1,26	3—2	99,9	0,15	[307]
Сжатие ударом, 0,3—1,3	0,39—1,46	3—2	99,99	0,1	[309]
Циклическое кручение, 0,001—0,006	0,04 — среднее значение для одного цикла				[215]
Сжатие, 0,03—0,65	0,029—0,079	40—24		Монокристалл	[262]
Сжатие, 0,01—0,18	0,069—0,79	40—19		0,2	[262]
Кручение, 0,65	1,42				[246]
Растяжение при 78 К, 0,095—0,40	0,18—0,83*	8,2—4,8	99,99	0,06	[255]
Растяжение при 78 К, 0,1—0,45	0,46—5,86	~100—20	99,99	Монокристалл	[316]
Растяжение при 78 К, 0,1—0,5	1,3—2,9	40—23	99,99	0,1	[316]
Растяжение, 0,028—0,117	0,0017—0,109		99,96	Монокристалл	[312]

* Выделение энергии измерялось до 293 К.

Сплавы алюминия с медью

Концентрация меди, %	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	Размер зерна, мм	Источник
5	Сжатие ударом, 0,36	5,4 ± 2,8		[129]
0,016	Прокатка при 273 К, 0,51	0,041*	0,5	[15]

* Измерялось дорекристаллизационное выделение теплоты.

Титан

Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	Чистота, %	Источник
Кручение, 0,23	6,7	99,98	[25]
Сжатие, 0,05; 0,22; 0,60; 0,544; 1,20	2,176; 4,058; 4,853	99,99	[169, 170]

Деформация на стане холодной прокатки труб сплава титана с 1% алюминия [102]

ϵ	ΔU , кДж · кг ⁻¹	ϵ	ΔU , кДж · кг ⁻¹
0,51	1,88	1,17	4,55
0,75	3,05	2,0	5,47
0,86	3,51		

Сплав TiVi₂

Кручение, $\epsilon = 0,06 \div 0,44$; $\Delta U = 0,100 \div 0,543$ кДж · кг⁻¹, размер зерна 0,05 мм [267]

Деформация на стане холодной прокатки труб сплава титана с 1,8—2,5% алюминия, 2—3% циркония [102]

ϵ	ΔU , кДж · кг ⁻¹	ϵ	ΔU , кДж · кг ⁻¹
0,48	2,34	1,21	4,59
0,75	3,42	2,0	7,27
0,86	3,92		

Цирконий

Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Чистота, %	Размер зерна, мм	Источник
Сжатие ударом, 0,13—0,35	1,0—3,43	16—10	99,9	0,5	[307]
Прокатка, 0,17—0,36	5,03—5,42		99,98		[137]

Олово

Сжатие, $\epsilon = 0,27 \div 0,67$; $\Delta U = 0 \div 0,025$ кДж · кг⁻¹, $\Delta U/A < 1\%$ [147]

Свинец

Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Чистота, %	Источник
Сжатие, 0,27—0,67	0—0,017	2—1		[147]
Сжатие при 78 К	2,13	45—23		[157]
Сжатие ударом, 0,4—1,7	0,029—0,067	2—1	99,999	[307]
Сжатие при 77 К, 0,2—0,9	0,13—1,07	80—15	99,95	[156]

Сплавы свинца с кадмием

Концентрация кадмия, %	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	Источник
20	Сжатие при 77 К, 0,2—0,9	0,13—1,05	[156]
40	Сжатие при 77 К, 0,2—0,9	0,38—1,93	[156]

Молибден

Молибден (99,98 %), сжатие, $\epsilon = 0,11 \div 0,51$; $\Delta U = 0,11$ кДж · кг⁻¹, энергия выделялась после нейтронного облучения [179]

Железо

Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Чистота, %	Размер зерна, мм	Источник
Растяжение, 0,034—0,109	0,171—0,380	15—12	«Технической чистоты»		[238]
Кручение, 0,83—1,14	0,38—0,50	0,9—0,7			[271]
Прокатка	8,8—20,1				[221]
Волочение проволоки	30,5				[221]
Кручение	5,0				[265]
Кручение	0,63—4,60				[296]
Кручение, 0,8	5,4	8	Армко-железо		[24]
Сжатие ударом, 0,11—0,34	0,38—1,13	6—4	99,96%	0,1	[307]
Сжатие ударом, 0,08—0,42	0,54—2,26	8	99,95%	0,02	[307]
Кручение, 0,8	2,68		99,99%		[42]
Кручение, 0,05; 0,20; 0,40; 1,00	0,238; 2,259; 3,807; 6,653		99,99%		[169, 170]
Напиловка, размер частиц ~150 мкм	25,1		99,99%		[167]
Напиловка, размер частиц ~150 мкм	28,5		Армко-железо		[167]

Сплавы железа с кремнием

Концентрация кремния, %	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	Размер зерна, мм	Источник
1,68	Сжатие	>0	Монокристалл	[248]
2,74	Прокатка при различных ориентациях, 1,2	16,3; 30,5	Монокристалл	[285]
2,98	Прокатка, 1,9	18,8		[285]

Углеродистые стали

Сплав, концентрация углерода, %, предварительная обработка	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Размер зерна, мм	Источник
Сталь	Растяжение	0,226—0,653	13		[269]
Сталь	Растяжение, 0,05—0,12	0,092—0,305	10,5—8		[218]
Сталь с различным содержанием углерода	Сжатие, 0,9	>0			[248]
Сталь	Волочение проволоки, 0,05—0,51	4—38			[225]
Сталь	Кручение, 0,046—0,366	0,17—3,18	13—9		[265]
Обезуглероженная сталь	Кручение, 0,081—0,508	0,21—2,69	13—7		[265]
Сталь	Сжатие ударом	0,046	<1		[277]
Сталь	Сжатие, 0,02—0,30	0,105—2,217	27—6	0,05	[162]
0,6, патентирование	Волочение проволоки, 2,81	48,5			[87]
0,004	Прокатка, 1,9	7,5			[285]
0,003	Прокатка, 1,9	6,3			[285]
1,0, патентирование	Прокатка, 2,66	52,7			[95]
0,7, структура пластинчатого перлита	Волочение проволоки, 1,38	36,0			[168]
0,7, структура зернистого перлита	Волочение проволоки, 0,69	18,24			[168]
0,6, патентирование	Волочение проволоки, 0,05; 0,20; 0,56; 1,27; 2,99	8,79; 15,48; 22,59; 35,56; 39,75			[166]
0,6, патентирование	Напиловка, размер частиц около 150 мкм	90,79			[167]
0,7	Волочение проволоки 0,05; 0,17; 0,36; 0,69; 1,38	16,7; 22,6; 25,9; 31,4; 36,0			[166]

Легированные стали

Сталь	Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	Размер зерна	Источ- ник
45ХН30	Ковка, 0,9	20,5		[88]
45ХН30	Ковка при 798 К, 0,9	10,5		[88]
X18Н10Т	Волочение проволоки, 0,11; 0,36; 0,52; 0,69; 0,93; 1,20; 2,30	11,7; 22,2; 23,0; 25,5; 26,8; 28,9; 30,1		[166]
X18Н10Т	Деформация на стане холод- ной прокатки труб, 0,51; 0,78; 1,13; 1,93	22,8; 24,23; 25,22; 25,82		[99]
X18Н10Т	Деформация на стане холод- ной прокатки труб, 1,9	23,6	«Мелкое зерно»	[99]
X18Н10Т	Деформация на стане холод- ной прокатки труб, 1,9	22,5	«Крупное зерно»	[99]

Никель

Вид и степень деформации	ΔU , кДж · кг ⁻¹	$\Delta U/A$, %	Чистота, %	Размер зерна, мм	Источ- ник
Кручение	3,26	5,6			[265]
Кручение, 0,94— 2,34	1,59—2,93	2,3—1,5	99,6		[210]
Размол до порош- ка	15,1				[258]
Сжатие, 0,16—0,36	1,05—2,34	19—13	98,7		[124]
Сжатие в 3-х вза- имно перпендику- лярных направ- лениях, 0,29	1,17		99,85	0,03—0,04	[259]
Сжатие, 1,21	1,26		99,85		[206]
Сжатие при 77 К, 0,60—0,87	0,29—0,50*		99,99		[292]
Сжатие при 213 К, 0,32—0,64	0,92; 1,51	6,4; 4,2	99,9	1,4	[186]
Сжатие ударом, 0,11—0,43	0,50—1,63	9—2	99,38	0,05	[307]
Сжатие ударом, 0,17—0,63	0,50—1,09	7—1	99,9	0,05	[307]
Кручение, 0,6	1,89		99,99		[96]
Напиловка	11,7				[135]
Кручение, 0,05; 0,20; 0,40; 1,0	0,218; 1,841; 3,431; 6,276		99,99		[166]
Волочение прово- локи, 0,05; 0,11; 0,36; 0,69; 1,20; 2,30	1,573; 1,757; 2,552; 3,134; 3,837; 4,937		99,99		[169, 170]

* При тепловыделении в диапазоне 90—220 К.

Сплав никеля с 35 % меди

Растяжение при 4,2 К, $\epsilon = 0,09 \div 0,20$; $\Delta U = 0,23 \div 2,09$ кДж · кг⁻¹;
 $\Delta H/A = 49 \div 38$ % [217].

**11.2. Изменение плотности
 (удельного объема)
 пластически деформированных
 металлов и сплавов**

Медь

Вид и степень деформации	Чистота, %	$\Delta D/D \cdot 10^4$	Источ- ник
Сжатие, 0,36; 0,81; 1,20	99,98	-0,91; -1,38; -1,93	[209]
Сжатие, 1,20		-1,93	[202]
Кручение, 0,6; 2,2	99,9	-1,8; -3,0	[136]
Волочение проволоки, 2,37		-8,9	[30]
Деформация ударом, 0,06; 0,17; 0,22; 0,26		-0,5; -1,3; -2,0; -2,0	[194]

Сплавы меди с цинком

Концентрация цинка, %	Вид и степень деформации	$\Delta V/V \cdot 10^4$	Источник
0,74	Кручение, 0,6	7,0	[91]
0,4	Ковка, 0,2	12,0	[79]

Сплав меди с 0,3 % галлия: ковка, $\epsilon = 0,2$; $\Delta V/V = 13,0 \cdot 10^{-4}$ [81];
 с 0,3 % германия: ковка, $\epsilon = 0,2$ $\Delta V/V = 12,0 \cdot 10^{-4}$ [81]; с 0,21 %
 мышьяка: ковка, $\epsilon = 0,2$; $\Delta V/V = 16,0 \cdot 10^{-4}$ [82]; с 30,8–31,2 % олова,
 0,01 % железа, 0,03 % свинца: кручение, $\epsilon = 0,47$; 1,87; $\Delta V/V = (2,2$;
 $10,7) \cdot 10^{-4}$ [203].

Серебро

Сжатие, $\epsilon = 1,38$; $\Delta D/D = -2,46 \cdot 10^{-4}$ [202].

Золото

Сжатие, $\epsilon = 1,38$; $\Delta D/D = -1,17 \cdot 10^{-4}$ [202].

Алюминий (99,99 %)

Вид и степень деформации	$\Delta D/D \cdot 10^4$	Источник
Кручение 2,2	-2,5	[136]
Волочение проволоки, 2,4	-0,2	[30]

Плотность алюминия деформированного прокаткой [20]

ϵ	$D, \text{ кг} \cdot \text{ м}^{-3}$	ϵ	$D, \text{ кг} \cdot \text{ м}^{-3}$	ϵ	$D, \text{ кг} \cdot \text{ м}^{-3}$
0	2696,4	0,030	2699,0	0,060	2696,4
0,015	2697,0	0,040	2698,8	0,063	2695,0
0,022	2699,0	0,050	2698,3		

Титан

Вид и степень деформации	Чистота, %	$\Delta V/V \cdot 10^4$	Источ-ник
Кручение, 0,23	99,9	4,0	[25]
Сжатие, 0,05; 0,22; 0,60; 0,74; 0,97; 1,20	99,99	$0,34 \pm 0,06$; $1,25 \pm 0,06$; $2,59 \pm 0,06$; $3,30 \pm 0,06$; $5,50 \pm 0,06$; $7,10 \pm 0,06$	[165]

Сплавы титана

Деформация на стане холодной прокатки из труб сплава титана с 1 % алюминия [102]

ϵ	$\Delta V/V \cdot 10^4$	ϵ	$\Delta V/V \cdot 10^4$
0,51	1,29	1,17	3,69
0,75	2,09	2,0	5,22
0,86	2,45		

Деформация на стане холодной прокатки труб из сплава титана с 1,8—2,5 % алюминия, 2—3 % циркония [102]

ϵ	$\Delta V/V \cdot 10^4$	ϵ	$\Delta V/V \cdot 10^4$
0,48	1,63	1,21	4,02
0,75	2,37	2,0	6,87
0,86	2,72		

Цирконий

Цирконий (99,98 %), деформация прокаткой, $\epsilon = 0,17$; 0,36; $\Delta V/V = (3,3; 4,5) \cdot 10^{-4}$ [137].

Ванадий

Ванадий (99,9 %), монокристалл; деформация прокаткой в плоскости (110), $\epsilon = 0,68$; $\Delta V/V = (26,0 \pm 0,08) \cdot 10^{-4}$ [165]

МолибденМонокристалл, прокатанный вдоль направления $\langle 110 \rangle$ [78]

ε	$\Delta V/V \cdot 10^4$	ε	$\Delta V/V \cdot 10^4$
0,03	-4,8	0,36	4,4
0,05	-3,9	0,52	4,3
0,11	-1,7	0,69	3,0
0,22	3,8		

Железо

Вид и степень деформации	Чистота, %	$\Delta V/V \cdot 10^4$	Источник
Кручение, 0,8	Армко-железо	5,0	[24]
Кручение, 0,8	99,99	2,3	[42]
Волочение, 0,51; 0,94; 1,61; 2,30		11; 18; 33; 45	[31]
Кручение, 0,05; 0,20; 0,40; 1,0	99,99	$0,43 \pm 0,10$; $3,85 \pm 0,10$; $5,97 \pm 0,10$; $12,64 \pm 0,10$	[165]

Сплавы железа

Сплав железа с 0,07 % углерода [104]

ε	$\Delta D/D \cdot 10^4$	ε	$\Delta D/D \cdot 10^4$
0,53	-5,1	2,3	-30,6
1,20	-15,3	2,99	-38,2
1,61	-20,4		

Углеродистые стали

Сталь, содержащая 0,6 % углерода, предварительное патентирование. Волочение проволоки, $\varepsilon = 2,81$; $\Delta V/V = 30,0 \cdot 10^{-4}$ [87]. Сталь, содержащая 1,0 % углерода, предварительное патентирование. Прокатка ленты, $\varepsilon = 2,66$; $\Delta V/V = 49,0 \cdot 10^{-4}$ [95]. Сталь, содержащая 0,8 % углерода, предварительная электронормализация, волочение проволоки [30]

ε	$\Delta V/V \cdot 10^4$	ε	$\Delta V/V \cdot 10^4$
0,44	10	1,85	30
0,65	15	2,20	33
1,15	20	2,90	35
1,61	28		

Сталь, содержащая 0,8 % углерода, волочение проволоки [30]

ε	ΔV/V · 10 ⁴				ε	ΔV/V · 10 ⁴			
	1	2	3	4		1	2	3	4
0,11	30	5	5	—	2,25	75	53	48	28
0,36	54	15	18	5	2,66	78	62	53	38
0,72	64	25	27	14	2,99	89	78	—	41
1,6	75	41	41	21					

Примечание. Предварительная структура: 1 — крупнопластинчатый цементит, 2 — сорбит отпуска, 3 — мелкопластинчатый цементит после патентирования, 4 — мелкопластинчатый цементит после электроотпуска.

Сталь, содержащая 0,7 % углерода, со структурой мелкопластинчатого цементита, волочение проволоки [98]

ε	ΔV/V · 10 ⁴	ε	ΔV/V · 10 ⁴
0,05	14,1	0,69	33,0
0,17	21,8	1,41	46,6
0,36	24,1		

Легированные стали

Сталь 45ХН30, ковка, ε = 0,69; ΔV/V = 15,0 · 10⁻⁴ [88]. Сталь 45ХН30, ковка при 798 К, ε = 0,69; ΔV/V = 10,0 · 10⁻⁴ [88]. Сталь Х18Н10Т, деформация волочением [100]

ε	ΔV/V · 10 ⁴	ε	ΔV/V · 10 ⁴
0,11	17	0,93	53
0,36	32	1,20	67
0,52	35	2,30	105
0,69	44		

Сталь Х18Н10Т, деформация на стане холодной прокатки труб [99]

ε	ΔV/V · 10 ⁴	ε	ΔV/V · 10 ⁴
0,51	32,0	1,13	45,2
0,78	36,9	1,93	62,1

Никель

Вид и степень деформации	$\Delta V/V \cdot 10^4$	Чистота, %	Источник
Сжатие, 1,65	3,7	99,6	[208]
Кручение, 0,47; 1,41; 2,34	1,9; 3,8; 5,7	99,6	[208]
Сжатие, 1,2	2,08		[206]
Кручение, 0,6	4,5	99,99	[96]
Кручение, 0,05; 0,20; 0,40; 1,0	$0,30 \pm 0,11$; $3,85 \pm 0,11$; $5,97 \pm 0,11$; $11,0 \pm 0,11$;	99,99	[165]
Волочение проволоки, 0,05; 0,11; 0,36; 0,69; 1,20; 2,30	$2,29 \pm 0,11$; $2,53 \pm 0,11$; $3,79 \pm 0,11$; $4,71 \pm 0,11$; $6,14 \pm 0,11$; $7,96 \pm 0,11$	99,99	[165]

11.3. Изменение внутренней энергии сплавов на основе железа, подвергнутых термической и термомеханической обработкам

Углеродистые стали

Изменение внутренней энергии при отпуске закаленных от 1173 К в воду сталей [10, 89, 172]

Концентрация углерода, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹	Концентрация углерода, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹
0,19	6,3	0,80	32,6
0,46	16,7	1,18	47,7
0,62	22,6		

Изменение внутренней энергии при отпуске закаленных от 1173 К в воду и переохлажденных в жидком азоте сталей [89]

Концентрация углерода, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹	Концентрация углерода, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹
0,19	6,7	0,62	18,0
0,46	14,2	1,18	38,9

Изменение внутренней энергии на первом этапе отпуска (353—453 К) закаленных сталей [10, 89, 172, 178, 299]

Концентрация углерода, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹	Концентрация углерода, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹
0,015	0,23	0,62	4,44
0,05	0,42	0,80	5,15
0,19	1,51	0,82	5,23
0,25	1,69	1,0	6,69
0,42	3,16	1,18	8,45
0,46	2,95	1,25	8,37

Изменение внутренней энергии при распаде остаточного аустенита при отпуске закаленных сталей [4, 10, 89, 172]

Концентрация углерода, %	Количество остаточного аустенита в стали, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹
0,19	0,8	0,33
0,46	2,2	1,76
0,62	3,2	3,22
0,8	4,8	6,02
1,18	11,0	19,3

Изменение внутренней энергии при отпуске закаленных от 1173 К в воду и отпущенных при 433 К в течение 5 ч сталей [89]

Концентрация углерода, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹	Концентрация углерода, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹
0,19	2,09	0,62	5,02
0,46	4,18	1,18	8,79

Изменение внутренней энергии при отпуске стали с 0,8 % углерода, подвергнутой закалке в воду после пластической деформации в аустенитном состоянии при 573 К [10, 125]

c	ΔU , кДж · кг ⁻¹ , при θ , К		
	293—453	453—553	553—823
0,22	—	18,4	20,9
0,51	5,4	—	18,4

Легирование стали

Изменение внутренней энергии при отпуске закаленных сталей [172]

Марка стали	ΔU , кДж · кг ⁻¹	Марка стали	ΔU , кДж · кг ⁻¹
65Г	40,6	37ХН3	27,3
60С2	41,8	45ХН5С	47,7
70С2Х	33,5	38Х5МФСГ	71,5
30ХГС	27,6		

Изменение внутренней энергии на первом этапе отпуска закаленных сталей [172]

Марка стали	ΔU , кДж · кг ⁻¹	Марка стали	ΔU , кДж · кг ⁻¹
65Г	9,1	45ХН5С	5,4
60С2	5,4	38Х5МФСГ	6,3
70С2Х	8,4		

Изменение внутренней энергии на третьем этапе отпуска закаленных сталей [172]

Марка стали	ΔU , кДж · кг ⁻¹	Марка стали	ΔU , кДж · кг ⁻¹
65Г	15,0	70С2Х	15,0
60С2	21,0	45ХН5С	32,0

Изменение внутренней энергии при старении при 255 К стали, содержащей 14,4 % никеля, 0,94 % углерода [115]

θ , К (закалка)	Количество мартенситной фазы, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹	θ , К (закалка)	Количество мартенситной фазы, %	ΔU , кДж · кг ⁻¹
900	61,6	6,4	1200	49,4	6,8
1000	52,2	6,6	1200	47,4	6,7
1100	45	6,7	1250	48,2	6,6
1200	48	6,4			

Изменение внутренней энергии при деформационном старении сталей при 293 К [115]

Время выдержки, ч	ΔU , кДж · кг ⁻¹ , для стали	
	хромистой	никелевой
1	2,29	2,11
10	2,38	2,15
240	2,39	2,42

Изменение внутренней энергии при мартенситных превращениях в марганцовистых сталях [59, 60]

Сталь	ΔU , кДж · кг ⁻¹
Г20	46,9
35Г18	34,4
45Г15	32,6

Изменение внутренней энергии при отпуске легированных сталей, подвергнутых деформации перед закалкой в аустенитном состоянии при 573 К [88, 172]

ε	ΔU, кДж · кг ⁻¹ , для стали				
	65Г	60С2	70С2Х	45Х5С	38Х5МФСР
0,11	—	48,5	—	—	—
0,22	—	33,7	25,7	—	—
0,36	45,4	45,2	—	—	78,0
0,51	—	47,3	28,0	—	—
0,69	—	—	—	62,8	64,4
1,20	—	—	—	—	111,7

Примечание. Сталь 45ХН5С деформировалась при 823 К.

Изменение внутренней энергии на третьем этапе отпуска (623—873 К) легированных сталей, подвергнутых деформации перед закалкой в аустенитном состоянии при 573 К [172]

ε	ΔH, кДж · кг ⁻¹ , для стали		ε	ΔH, кДж · кг ⁻¹ , для стали	
	60С2	70С2Х		60С2	70С2Х
0,11	23,0	—	0,36	26,2	—
0,22	20,5	15,5	0,51	33,1	16,6

Железоникелевые сплавы

Изменение внутренней энергии при старении сплавов в мартенситном состоянии [115]

Концентрация легирующих элементов, %	Температура максимумов теплоемкости, К			ΔU, кДж · кг ⁻¹
7,75 никеля, 1,5 алюминия	678	768	—	0,27
7,7 никеля, 1 титана	643	783	848	0,56
7,8 никеля, 13 хрома, 0,9 алюминия	513	723	—	0,42
19,8 никеля, 1,43 титана, 0,38 алюминия	503	723	803	0,90
16 никеля, 3 молибдена	743	—	—	0,07
16 никеля, 4,95 молибдена	723	823	—	0,24
16,35 никеля, 10 кобальта, 5,25 молибдена	743	813	—	0,38
16,05 никеля, 14,85 кобальта, 5,03 молибдена	743	803	—	0,67

Изменение внутренней энергии при нагреве закаленных от 1273 К через воду в жидкий азот железоникелевых сплавов [166]

Марка стали	Температурный диапазон изменения внутренней энергии, К	ΔU , кДж·кг ⁻¹	Марка стали	Температурный диапазон изменения внутренней энергии, К	ΔU , кДж·кг ⁻¹
H30	673—873	-27,4	H27T2M	293—423	6,7
H27Г	773—973	-26,4		473—948	12,1
H27Ю	503—823	18,5		948—1093	6,3
H27T2	853—1053	-18,4	H27T2Г	323—523	6,7
	473—773	18,5		523—923	15,1
	843—1023	-5,6		923—1133	10,0

11.4. Изменение объема сталей, подвергнутых термической и термомеханической обработкам

Углеродистые стали

Относительное изменение объема при отпуске закаленных от 1173 К в воду сталей [10, 89, 172]

Концентрация углерода, %	$\Delta V/V \cdot 10^4$ при θ , К		
	353—453	503—553	553—753
0,19	1,2	—	8,8
0,46	8,5	—	22,0
0,62	19,0	—	40,0
0,80	28,0	-3,0	56,0
1,18	34,0	-11,0	69,0

Относительное изменение объема при отпуске закаленных от 1173 К в воду и переохлажденных в жидком азоте сталей [89]

Концентрация углерода, %	$\Delta V/V \cdot 10^4$ при θ , К		
	353—453	503—553	553—763
0,19	1,3	—	9,4
0,46	8,5	—	26,9
0,62	20,0	—	45,0
1,18	36,0	-3,0	69,0

Относительное изменение объема при отпуске закаленных от 1173 К в воду и отпущенных при 433 К в течение 5 ч сталей [89]

Концентрация углерода, %	$\Delta V/V \cdot 10^4$	Концентрация углерода, %	$\Delta V/V \cdot 10^4$
0,19	8,8	0,62	40,0
0,46	22,0	1,18	69,0

Относительное изменение объема при отпуске закаленных сталей [4]

Концентрация углерода, %	$\Delta V/V \cdot 10^4$		Концентрация углерода, %	$\Delta V/V \cdot 10^4$	
	Первый эффект отпуска	Третий эффект отпуска		Первый эффект отпуска	Третий эффект отпуска
0,59	22,2	—	1,15	33,1	—
0,79	25,6	54,8	1,19	—	66,6
1,0	—	42,4	1,23	33,8	75,8
1,09	30,0	68,0			

Относительное изменение объема при отпуске стали с 0,8 % углерода, закаленной в воду после пластической деформации в аустенитном состоянии при 573 К [10, 172]

ϵ	$\Delta V/V \cdot 10^4$ при θ , К		ϵ	$\Delta V/V \cdot 10^4$ при θ , К	
	353—453	503—823		353—453	503—823
0,11	8,0	56,0	0,36	~0	60,0
0,22	~0	49,5	0,51	6,0	14,5

Легированные стали

Относительное изменение объема при отпуске закаленной от 1223 К в воду стали 65Г [172]

θ , К	$\Delta V/V \cdot 10^4$
373—453	28,8
523—563	-3,1
563—713	41,3

Относительное изменение объема при отпуске закаленной от 1223 К в воду стали 60С2 [172]

θ , К	$\Delta V/V \cdot 10^4$
373—453	25,8
598—633	-2,0
633—793	55,6

Относительное изменение объема при отпуске закаленной от 1223 К в воду стали 70С2Х [172]

θ, K	$\Delta V/V \cdot 10^4$
373—583	33,9
673—778	76,6

Относительное изменение объема при отпуске закаленной от 1223 К в воду стали 45ХН5С [88]

θ, K	$\Delta V/V \cdot 10^4$
383—623	15,0
643—723	28,0
723—923	8,0

Относительное изменение объема при отпуске закаленной от 1223 К в воду стали 38Х5МФСГ [172]

θ, K	$\Delta V/V \cdot 10^4$	θ, K	$\Delta V/V \cdot 10^4$
373—513	14,0	713—863	10,3
593—703	-6,7	913—1113	45,0

Относительное изменение объема при отпуске стали 65Г, закаленной в воду после пластической деформации в аустенитном состоянии при 573 К, $\epsilon = 0,36$ [172]

θ, K	$\Delta V/V \cdot 10^4$
373—453	7,0
523—563	-2,8
563—823	45,0

Относительное изменение объема при отпуске стали 60С2, закаленной в воду после пластической деформации в аустенитном состоянии при 573 К [172]

ϵ	$\Delta V/V \cdot 10^4$ при θ, K		ϵ	$\Delta V/V \cdot 10^4$ при θ, K	
	373—453	633—793		373—453	633—793
0,11	14,2	58,6	0,36	7,9	58,3
0,22	14,3	62,4	0,51	8,2	50,1

Относительное изменение объема при отпуске стали 70С2Х, закаленной в воду после пластической деформации в аустенитном состоянии [172]

ϵ	$\Delta V/V \cdot 10^4$ при θ, K	
	373—583	673—778
0,22	17,0	68,0
0,51	5,5	40,7

Относительное изменение объема при отпуске стали 45ХН5С, закаленной в воду после пластической деформации в аустенитном состоянии при 823 К, $\varepsilon = 0,69$ [88]

θ , К	$\Delta V/V \cdot 10^4$
383—623	8,0
643—723	19,0
723—973	23,0

Относительное изменение объема при отпуске стали 38Х5МФСГ, закаленной в воду после пластической деформации в аустенитном состоянии при 573 К [172]

ε	$\Delta V/V \cdot 10^4$ при θ , К			
	373—513	593—703	713—863	913—1113
0,36	10,3	—5,5	13,4	39,4
1,20	11,5	—5,5	16,0	88,3

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение 1

Единицы измерения и размерности физических величин, применяемых в теплофизике

До 1963 года были приняты три метрические системы единиц: абсолютная физическая система СГС (CGS), в которой основными единицами измерения механических величин являются сантиметр, грамм, секунда; абсолютная практическая система МКС (MKS), в которой основными единицами измерения механических величин являются метр, килограмм, секунда;

техническая система МКГСС (MKGS), в которой основными единицами измерения механических величин являются метр, килограмм — сила, секунда.

В 1960 г. XI Генеральной конференцией по мерам и весам (ГКМВ) принята Международная система единиц (СИ), которая уточнена на последующих ГКМВ. Система СИ для механических единиц совпадает с системой МКС, а для электромагнитных — с системой МКСА.

В качестве единицы плоского угла во всех системах единиц принят радиан, а в качестве единицы телесного угла — стерadian.

В народном хозяйстве СССР система СИ в соответствии со СТ СЭВ 1052—78 применяется с декабря 1979 года.

Основные физические величины системы СИ (табл. П1.1): метр равен 1650 763,73 длин волн в вакууме излучения, соответствующего переходу между уровнями $2p_{10}$ и $5d_5$ атома криптона-86. Переход к новому определению метра (расстояние между двумя штрихами на платино-иридиевом эталоне длины) связан с повышением точности его воспроизведения;

Таблица П1.1. Основные единицы СИ

Величина		Единица		
		Наименование	Обозначение	
Наименование	Обозначение		Наименование	международное
Длина	L	метр	m	м
Масса	M	килограмм	kg	кг
Время	T	секунда	s	с
Сила электрического тока	I	ампер	A	А
Термодинамическая температура	Θ	кельвин	K	К
Количество вещества	N	моль	mol	моль
Сила света	J	кандела	cd	кд

Таблица П1.2. Дополнительные единицы СИ

Величина	Единица		
	Наименование	Обозначение	
		международное	русское
Плоский угол	радиан	rad	рад
Телесный угол	стерадиан	sr	ср

Таблица П1.3. Производные единицы СИ, наименования которых образованы из наименований основных единиц

Величина		Единица		
Наименование	Размерность	Наименование	Обозначение	
			международное	русское
Площадь	L^2	квадратный метр	m^2	$м^2$
Объем, вместимость	L^3	кубический метр	m^3	$м^3$
Скорость	LT^{-1}	метр в секунду	m/s	$м/с$
Ускорение	LT^{-2}	метр на секунду в квадрате	m/s^2	$м/с^2$
Плотность	$L^{-3}M$	килограмм на кубический метр	kg/m^3	$кг/м^3$
Удельный объем	L^3M^{-1}	кубический метр на килограмм	m^3/kg	$м^3/кг$
Молярная концентрация	$L^{-3}N$	моль на кубический метр	mol/m^3	$моль/м^3$

Таблица П1.4. Производные единицы СИ, имеющие специальные наименования

Величина		Единица			
Наименование	Размерность	Наименование	Обозначение		Выражение через основные и дополнительные единицы СИ
			международное	русское	
Сила, вес	LMT^{-2}	ньютон	N	Н	$m \cdot kg \cdot s^{-2}$
Давление, механическое напряжение, модуль упругости	$L^{-1}MT^{-2}$	паскаль	Pa	Па	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-2}$
Энергия, работа, количество теплоты	L^2MT^{-2}	джоуль	J	Дж	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$
Мощность, поток энергии	L^2MT^{-3}	ватт	W	Вт	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3}$

килограмм равен массе международного прототипа килограмма;
секунда равна 9 192 631 770 периодам излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133;

ампер равен силе неизменяющегося тока, который при прохождении по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малой площади кругового поперечного сечения, расположенным в вакууме на расстоянии 1 м один от другого, вызвал бы на каждом участке проводника длиной 1 м силу взаимодействия, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н;
кельвин равен $1/273,16$ части термодинамической температуры тройной точки воды;

моль равен количеству вещества системы, содержащей столько же структурных элементов, сколько содержится атомов в углероде-12 массой 0,012 кг. При использовании моля структурные элементы должны быть специфицированы (ими могут быть атомы, молекулы, ионы, электроны и другие частицы или специализированные группы частиц);

кандела равна силе света, испускаемого с поверхности площадью $1/600000$ м² полного излучателя в перпендикулярном направлении, при температуре излучателя, равной температуре затвердевания платины при давлении 101325 Па.

Дополнительные единицы (табл. П1.2):

радиан равен углу между двумя радиусами окружности, длина дуги между которыми равна радиусу;

стерадиан равен телесному углу с вершиной в центре сферы, вырезающему на поверхности сферы площадь, равную площади квадрата со стороной, равной радиусу сферы.

Производные единицы СИ следует образовывать из основных и дополнительных единиц СИ по правилам образования когерентных производных единиц. Когерентные производные единицы Международной системы, как правило, образуют с помощью простейших уравнений связи между величинами (определяющих уравнений), в которых числовые коэффициенты

Таблица П1.5. Производные единицы СИ, наименования которых

Величина	
Наименование	Размерность
Момент силы	L^2MT^{-2}
Поверхностное натяжение	MT^{-2}
Динамическая вязкость	$L^{-1}MT^{-1}$
Удельная энергия	L^2T^{-2}
Теплоемкость системы, энтропия системы	$L^2MT^{-2}\Theta^{-1}$
Удельная теплоемкость, удельная энтропия	$L^2T^{-2}\Theta^{-1}$
Поверхностная плотность потока энергии	MT^{-3}
Теплопроводность	$LMT^{-3}\Theta^{-1}$
Молярная внутренняя энергия	$L^2MT^{-2}N^{-1}$
Молярная энтропия, молярная теплоемкость	$L^2MT^{-2}\Theta^{-1}N^{-1}$

равны 1. Для образования производных единиц величины в уравнениях связи принимаются равными единицам СИ.

Если уравнение связи содержит числовой коэффициент, отличный от 1, то для образования когерентной производной единицы СИ в правую часть подставляют величины со значениями в единицах СИ, дающими после умножения на коэффициент общее числовое значение, равное числу 1 (табл. П1.3).

Производные единицы СИ, имеющие специальные наименования (табл. П1.4); также могут быть использованы для образования других производных единиц СИ. Примеры некоторых производных единиц СИ, наименования которых образованы с использованием специальных наименований, приведены в табл. П1.5. Наравне с единицами СИ допускаются к применению без ограничений следующие единицы: тонна, минута, час, сутки (а также неделя, месяц, год, век, тысячелетие и т. п.), градус (минута, секунда), литр (кроме точных измерений). В теплофизике можно применять электрон-вольт ($1,60219 \cdot 10^{-19}$ Дж).

Приложение 2

Свойства якобианов [72]

Якобианом $\frac{\partial (u, v)}{\partial (x, y)}$ называют детерминант

$$\frac{\partial (u, v)}{\partial (x, y)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{vmatrix}.$$

образованы с использованием специальных наименований

Наименование	Единица		Выражение через основные и дополнительные единицы СИ
	Обозначение		
	международное	русское	
ньютон — метр	N · m	Н · м	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$
ньютон на метр	N/m	Н/м	$kg \cdot s^{-2}$
паскаль-секунда	Pa · s	Па · с	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-1}$
джоуль на килограмм	J/kg	Дж/кг	$m^2 \cdot s^{-2}$
джоуль на кельвин	J/K	Дж/К	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot K^{-1}$
джоуль на килограмм-кельвин	J/(kg · K)	Дж/(кг · К)	$m^2 \cdot s^{-2} \cdot K^{-1}$
ватт на квадратный метр	W/m ²	Вт/м ²	$kg \cdot s^{-3}$
ватт на метр-кельвин	W (m · K)	Вт (м · К)	$m \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot K^{-1}$
джоуль на моль	J/mol	Дж/моль	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot mol^{-1}$
джоуль на моль-кельвин	J/(mol · K)	Дж/(моль · К)	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$

Он обладает следующими очевидными свойствами:

$$\frac{\partial (v, u)}{\partial (x, y)} = - \frac{\partial (u, v)}{\partial (x, y)},$$

$$\frac{\partial (u, y)}{\partial (x, y)} = \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_y.$$

Справедливы соотношения:

$$\frac{\partial (u, v)}{\partial (x, y)} = \frac{\partial (u, v)}{\partial (t, s)} \frac{\partial (t, s)}{\partial (x, y)},$$

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial (u, v)}{\partial (x, y)} = \frac{\partial \left(\frac{du}{dt}, v \right)}{\partial (x, y)} - \frac{\partial \left(u, \frac{dv}{dt} \right)}{\partial (x, y)}.$$

С помощью якобианов удобно осуществлять преобразования частных производных к другим переменным, что широко используется в термодинамике.

Приложение 3

Термодинамические неравенства [72]

Выделим в рассматриваемом теле некоторую малую (но макроскопическую) область. По отношению к ней остальные области тела можно рассматривать как внешнюю среду. В равновесии имеет минимум величина $U - \Theta S + PV$, где U, S, V — энергия, энтропия и объем данной части тела; Θ, P — температура и давление среды, которые в то же время являются температурой и давлением рассматриваемой области в состоянии равновесия.

При малом отклонении от равновесия изменение указанной величины должно быть положительным: $\delta U - \Theta \delta S + P \delta V > 0$, т. е. минимальная работа, которую надо затратить для того, чтобы перевести данную часть тела из состояния равновесия в любое другое близкое состояние, должна быть положительна.

Разлагая δU в ряд (рассматривая U как функцию S и V) получаем с точностью до членов второго порядка:

$$\delta U = \frac{\partial U}{\partial S} \delta S + \frac{\partial U}{\partial V} \delta V + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial S^2} \delta S^2 + 2 \frac{\partial^2 U}{\partial S \partial V} \delta S \delta V + \frac{\partial^2 U}{\partial V^2} \delta V^2 \right).$$

Поскольку $\frac{\partial U}{\partial S} = \Theta$; $\frac{\partial U}{\partial V} = -P$, определяем условие

$$\frac{\partial^2 U}{\partial S^2} \delta S^2 + 2 \frac{\partial^2 U}{\partial S \partial V} \delta S \delta V + \frac{\partial^2 U}{\partial V^2} \delta V^2 > 0.$$

Приведенное неравенство выполняется, если

$$\frac{\partial^2 U}{\partial S^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial S^2} - \left(\frac{\partial^2 U}{\partial S \partial V} \right)^2 > 0.$$

Для первого неравенства имеем

$$\frac{\partial^2 U}{\partial S^2} = \left(\frac{\partial \Theta}{\partial S} \right)_V = \frac{\Theta}{c_V}.$$

Поэтому предыдущее условие приобретает вид: $\Theta/c_V > 0$, и так как $\Theta > 0$, то $c_V > 0$. Это означает, что теплоемкость при постоянном объеме всегда положительна.

Следующее условие можно представить в виде якобиана:

$$\frac{\partial \left[\left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V, \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S \right]}{\partial(S, V)} > 0, \text{ или } \frac{\partial(\Theta, P)}{\partial(S, V)} < 0.$$

Переходя к переменным Θ и V , имеем

$$\frac{\partial(\Theta, P)}{\partial(S, V)} = \frac{\frac{\partial(\Theta, P)}{\partial(\Theta, V)}}{\frac{\partial(S, V)}{\partial(\Theta, V)}} = \frac{\left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_\Theta}{\left(\frac{\partial \Theta}{\partial S} \right)_V} = \frac{\Theta}{c_V} \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_\Theta < 0.$$

Так как $c_V > 0$, это равносильно условию $(\partial P/\partial V)_\Theta < 0$, т. е. увеличение объема при постоянной температуре всегда сопровождается уменьшением давления.

Рассмотренные условия называются **термодинамическими неравенствами**. Состояния, в которых эти условия не выполнены, неустойчивы и в природе существовать не могут.

Поскольку $c_P > c_V$, следовательно, $c_P > 0$. Положительность теплоемкостей означает, что энергия есть монотонно возрастающая функция температуры при постоянном объеме, а энтальпия — такая же функция температуры при постоянном давлении. Энтропия монотонно возрастает с температурой как при $V = \text{const}$, так и при $P = \text{const}$.

Приведенные условия для любой малой части тела справедливы и для всего тела, так как в равновесии температуры и давления всех частей равны друг другу. При этом тело считается однородным. Можно, например, рассмотреть тело, частицы которого удерживаются гравитационными силами. Такое тело будет неоднородным: оно уплотнено по направлению к центру. Его теплоемкость может быть и меньше нуля, т. е. тело может нагреваться по мере уменьшения энергии. Это не противоречит тому, что теплоемкость положительна для каждой малой части тела, поскольку энергия всего тела в этих условиях не равна сумме его частей — существует еще дополнительная энергия гравитационного взаимодействия между этими частями.

Приведенные неравенства являются условиями равновесия. Их выполнение необходимо, но недостаточно для того, чтобы равновесие было полностью устойчивым. Могут существовать такие состояния, при бесконечно малом отклонении от которых энтропия уменьшается, так что тело возвращается в исходное состояние. Однако при некотором конечном отклонении энтропия может оказаться большей, чем в исходном состоянии. В этом случае тело не вернется в исходное состояние, а наоборот, будет стремиться перейти в некоторое другое состояние равновесия, соответствующее максимуму энтропии, большему, чем максимум энтропии в первоначальном состоянии. Поэтому необходимо различать **метастабильные** и **стабильные** состояния тела. Если тело находится в метастабильном состоянии, то при достаточном отклонении от него тело может не вернуться в исходное состояние. Хотя метастабильное состояние в известных пределах устойчиво, но тело обязательно перейдет из него в другое, **стабильное** состояние. Последнее соответствует наибольшему из всех возможных максимумов энтропии; выведенное из такого состояния тело обязательно вернется в него обратно.

Рассмотрим замкнутую систему, состоящую из среды и погруженного в него тела. Пусть S полная энтропия системы, y — некоторая величина, относящаяся к телу, причем условие максимума S по отношению к ней, т. е. $\partial S/\partial y = 0$, означает, что тело находится в равновесии, не находясь при этом обязательно в равновесии со средой. Пусть x — другая термодинамическая величина, относящаяся к тому же телу, причем такая, что если кроме $\partial S/\partial y = 0$ справедливо $\partial S/\partial x = 0$, то тело находится не только в своем внутреннем равновесии, но и в равновесии со средой. Обозначим $X = -\frac{\partial S}{\partial x}$, $Y = -\frac{\partial S}{\partial y}$. При полном термодинамическом равновесии энтропия S должна быть максимальной, для чего кроме условий

$$X = 0; Y = 0$$

должны также выполняться неравенства

$$\left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)_y > 0; \left(\frac{\partial Y}{\partial y}\right)_x > 0,$$

причем

$$\left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)_y \left(\frac{\partial Y}{\partial y}\right)_x - \left(\frac{\partial X}{\partial y}\right)_x^2 > 0.$$

Предположим, что под незначительным внешним воздействием нарушается равновесие тела со средой, причем несколько изменяется x и нарушается условие $X = 0$; о y предполагаем, что она данным воздействием непосредственно не затрагивается. Пусть Δx — изменение x , тогда изменение X в момент воздействия определяется следующим образом:

$$(\Delta X)_y = \left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)_y \Delta x.$$

Изменение x при постоянном y приводит к нарушению также условия $Y = 0$, т. е. внутреннего равновесия тела. После восстановления равновесия $X \equiv \Delta X$ имеет значение

$$(\Delta X)_{Y=0} = \left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)_{Y=0} \Delta x,$$

где производная берется при постоянном, равном нулю, значении Y . Сравним оба значения ΔX :

$$\left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)_{Y=0} = \frac{\partial(X, Y)}{\partial(x, Y)} = \frac{\frac{\partial(X, Y)}{\partial(x, y)}}{\frac{\partial(x, Y)}{\partial(x, y)}} = \left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)_y - \frac{\left(\frac{\partial X}{\partial y}\right)_x}{\left(\frac{\partial Y}{\partial y}\right)_x}.$$

Учитывая приведенные неравенства, находим

$$\left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)_y > \left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)_{Y=0} > 0,$$

или

$$|(\Delta X)_y| > |(\Delta X)_{Y=0}|.$$

Эти неравенства составляют содержание принципа Ле-Шателье.

Изменение Δx рассматривают как меру внешнего воздействия на тело, а ΔX — как меру изменения свойств тела под влиянием этого воздействия. Последнее неравенство показывает, что при восстановлении внутреннего равновесия тела после внешнего воздействия, выводящего его из этого равновесия, ΔX уменьшается. Поэтому внешнее воздействие, выводящее тело из равновесия, стимулирует процессы, стремящиеся ослабить результаты этого воздействия. В частности, нагревание (охлаждение) тела стимулирует в нем процессы, стремящиеся понизить (повысить) его температуру. Если тело выводится из равновесия путем изменения его объема (при $\Theta = \text{const}$), то изменяется его давление; восстановление равновесия в теле приводит к уменьшению абсолютного значения давления. Поскольку уменьшение объема тела увеличивает его давление (и наоборот), уменьшение (увеличение) объема тела стимулирует в нем процессы, стремящиеся уменьшить (увеличить) его давление.

Приложение 5

Соотношения между производными термодинамических величин [72]

Наиболее употребительными и удобными в практике являются пары термодинамических переменных Θ , V и Θ , P . Поэтому возникает необходимость в преобразовании различных производных термодинамических величин друг по другу к другим переменным, как зависимым, так и независимым.

Если в качестве независимых переменных используется V и Θ , то результаты преобразования удобно выражать через P и c_V (как функции V и Θ). Уравнение, связывающее P , V и Θ — **уравнение состояния** данного тела. Поэтому формулы должны позволять вычислять различные производные термодинамических величин по уравнению состояния и теплоемкости c_V .

Аналогично, при выборе P и Θ в качестве основных переменных результаты преобразования следует выражать через V и c_P как функции P и Θ .

Зависимость c_V от V и c_P от P определяется по уравнению состояния. Поскольку $S = -\left(\frac{\partial F}{\partial \Theta}\right)_V$, $\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_\Theta = -P$, то

$$\left(\frac{\partial c_V}{\partial V}\right)_\Theta = \Theta \frac{\partial^2 S}{\partial V \partial \Theta} = -\Theta \frac{\partial^3 F}{\partial V \partial \Theta^2} = -\Theta \frac{\partial^2}{\partial \Theta^2} \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_\Theta = \Theta \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \Theta^2}\right)_V.$$

Аналогично

$$\left(\frac{\partial c_P}{\partial P}\right)_\Theta = -\Theta \left(\frac{\partial^2 V}{\partial \Theta^2}\right)_P.$$

Производные от энтропии по объему или давлению могут быть вычислены по уравнению состояния:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_\Theta = -\frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{\partial F}{\partial \Theta}\right)_V = -\frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_\Theta = \left(\frac{\partial P}{\partial \Theta}\right)_V.$$

Аналогично

$$\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_{\Theta} = -\frac{\partial}{\partial P} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \Theta}\right)_P = -\frac{\partial}{\partial \Theta} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial P}\right)_{\Theta} = -\left(\frac{\partial V}{\partial \Theta}\right)_P.$$

Производная $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{\Theta}$ вычисляется на основании тождества $dU = \Theta dS - PdV$:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{\Theta} = \Theta \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_{\Theta} - P = \Theta \left(\frac{\partial P}{\partial \Theta}\right)_V - P.$$

Аналогично

$$\left(\frac{\partial U}{\partial P}\right)_{\Theta} = -\Theta \left(\frac{\partial V}{\partial \Theta}\right)_P - P \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_{\Theta};$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial V}\right)_{\Theta} = \Theta \left(\frac{\partial P}{\partial \Theta}\right)_V + V \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_{\Theta};$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial \Theta}\right)_P = c_P - P \left(\frac{\partial V}{\partial \Theta}\right)_P;$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_{\Theta} = V - \Theta \left(\frac{\partial V}{\partial \Theta}\right)_P;$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial \Theta}\right)_V = c_V + V \left(\frac{\partial P}{\partial \Theta}\right)_V.$$

Рассмотрим связь между c_V и c_P . Поскольку $c_V = \Theta \left(\frac{\partial S}{\partial \Theta}\right)_V$, необходимо преобразовать производную $\left(\frac{\partial S}{\partial \Theta}\right)_V$ к другим независимым переменным:

$$\begin{aligned} c_V &= \Theta \left(\frac{\partial S}{\partial \Theta}\right)_V = \Theta \frac{\partial(S, V)}{\partial(\Theta, V)} = \Theta \frac{\frac{\partial(S, V)}{\partial(\Theta, P)}}{\frac{\partial(\Theta, V)}{\partial(\Theta, P)}} = \\ &= \Theta \frac{\left(\frac{\partial S}{\partial \Theta}\right)_P \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_{\Theta} - \left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_{\Theta} \left(\frac{\partial V}{\partial \Theta}\right)_P}{\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_{\Theta}} = \\ &= c_P - \Theta \frac{\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_{\Theta} \left(\frac{\partial V}{\partial \Theta}\right)_P}{\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_{\Theta}}, \end{aligned}$$

или

$$c_P - c_V = -\Theta \frac{\left(\frac{\partial V}{\partial \Theta}\right)_P^2}{\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_{\Theta}}.$$

Преобразуя $c_P = \Theta \left(\frac{\partial S}{\partial \Theta} \right)_P$ к переменным Θ, V , получаем

$$c_P - c_V = -\Theta \frac{\left(\frac{\partial P}{\partial \Theta} \right)_V}{\left(\frac{\partial V}{\partial \Theta} \right)_\Theta}.$$

Поскольку всегда $\left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_\Theta < 0$ — при изотермическом расширении тела его давление всегда падает — из предыдущей формулы следует $c_P > c_V$.

При адиабатическом расширении (сжатии) энтропия тела не изменяется. Поэтому связь между Θ, V, P при адиабатическом процессе определяется различными производными, взятыми при $S = \text{const}$. Приведем формулы, позволяющие вычислять эти производные по уравнению состояния тела и его теплоемкости:

$$\left(\frac{\partial \Theta}{\partial V} \right)_S = \frac{\partial(\Theta, S)}{\partial(V, S)} = \frac{\frac{\partial(\Theta, S)}{\partial(V, \Theta)}}{\frac{\partial(V, S)}{\partial(V, \Theta)}} = -\frac{\left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_\Theta}{\left(\frac{\partial S}{\partial \Theta} \right)_V} = -\frac{\Theta}{c_V} \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_\Theta = \frac{\Theta}{c_V} \left(\frac{\partial P}{\partial \Theta} \right)_V.$$

Аналогично

$$\left(\frac{\partial \Theta}{\partial P} \right)_S = \frac{\Theta}{c_P} \left(\frac{\partial V}{\partial \Theta} \right)_P.$$

Из приведенных формул видно, что если коэффициент теплового расширения $\left(\frac{\partial V}{\partial \Theta} \right)_P$ положителен (отрицателен), то при адиабатическом расширении температура тела падает (возрастает).

Для адиабатической сжимаемости имеем

$$\left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_S = \frac{\partial(V, S)}{\partial(P, S)} = \frac{\frac{\partial(V, S)}{\partial(V, \Theta)}}{\frac{\partial(P, S)}{\partial(P, \Theta)}} = \frac{\left(\frac{\partial S}{\partial \Theta} \right)_V}{\left(\frac{\partial S}{\partial \Theta} \right)_P} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_\Theta = \frac{c_V}{c_P} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_\Theta.$$

Поскольку $c_P > c_V$, адиабатическая сжимаемость по абсолютной величине всегда меньше изотермической сжимаемости. Из приведенного равенства можно получить уравнения

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_S &= \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_\Theta + \frac{\Theta}{c_P} \left(\frac{\partial V}{\partial \Theta} \right)_P^2, \\ \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_S &= \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_\Theta - \frac{\Theta}{c_V} \left(\frac{\partial P}{\partial \Theta} \right)_V^2. \end{aligned}$$

Соотношение Грюнайзена

В общем виде это соотношение находят из выражения для изохорно-изотермного потенциала:

$$dF = -PdV - Sd\Theta.$$

Поскольку

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_\Theta &= \frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{\partial F}{\partial \Theta}\right)_V = \left(\frac{\partial P}{\partial \Theta}\right)_V; \\ \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_\Theta &= -\left(\frac{\partial \Theta}{\partial V}\right)_S \left(\frac{\partial S}{\partial \Theta}\right)_V; \quad \left(\frac{\partial P}{\partial \Theta}\right)_V = -\left(\frac{\partial V}{\partial \Theta}\right)_P \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_\Theta; \\ \Theta \left(\frac{\partial S}{\partial \Theta}\right)_V &= \left(\frac{\partial U}{\partial \Theta}\right)_V, \end{aligned}$$

имеем

$$-\left(\frac{\partial \Theta}{\partial V}\right)_S \left(\frac{\partial U}{\partial \Theta}\right)_V \frac{1}{\Theta} = -\left(\frac{\partial V}{\partial \Theta}\right)_P \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_\Theta.$$

Обозначим

$$-\frac{V}{\Theta} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial V}\right)_S = -\left(\frac{\partial \ln \Theta}{\partial \ln V}\right)_S = \gamma_\Theta.$$

Тогда

$$\gamma_\Theta = -\frac{\left(\frac{\partial V}{\partial \Theta}\right)_P V}{\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_\Theta \left(\frac{\partial U}{\partial \Theta}\right)_V} = \frac{\beta V}{c_V \chi_\Theta}.$$

Таким образом, параметр Грюнайзена γ_Θ может быть вычислен с использованием экспериментально определяемых величин: коэффициента объемного расширения β , объема тела V , теплоемкости c_V и изотермической сжимаемости χ_Θ . В общем случае $\gamma_\Theta = -1/\Theta\beta_S$, где $\beta_S = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial \Theta}\right)_S$.

В приближении Грюнайзена (принимается спектр частот в твердом теле по Дебаю) постоянная Грюнайзена γ_Γ определяется по формуле $\gamma_\Gamma = -d \ln \Theta_D / d \ln V$, где $\Theta_D = \frac{h\nu_m}{k}$ — температура Дебая; ν_m — максимальная частота колебания иона в кристалле. Для действительных колебаний ионов в простом линейном случае, когда все γ_i равны между собой,

$$\gamma = \gamma_i = -\frac{d \ln \nu_i}{d \ln V}.$$

Здесь ν_i — частота колебаний i -го иона в кристалле. Очевидно, это уравнение справедливо в более широкой области, чем предыдущее уравнение, исходящее из дебаевского распределения частот.

Дифференциальное уравнение теплопроводности [107]

Выделим в некоторой среде объем V , ограниченный поверхностью s . Количество теплоты, прошедшее через поверхность s в единицу времени, в соответствии с основным законом теплопроводности Фурье, равно:

$$\int_{(s)} \lambda \operatorname{grad} \Theta \, ds = \int_{(s)} \lambda I_n \operatorname{grad} \Theta \, ds,$$

где I_n — единичный вектор, направленный по нормали в сторону возрастания температуры. Интеграл берется по всей поверхности s . При отсутствии источников тепла этот тепловой поток вызовет изменение внутренней энергии среды в данном объеме в единицу времени на величину

$$\frac{\partial}{\partial T} \int_{(V)} cD \Theta \, dV = \int_{(V)} cD \frac{\partial \Theta}{\partial T} \, dV,$$

где интеграл берется по всему объему V .

По закону сохранения энергии изменение внутренней энергии среды в объеме V равно потере тепла через поверхность s , ограниченную данным объемом:

$$\int_{(V)} cD \frac{\partial \Theta}{\partial T} \, dV = \int_{(s)} I_n \lambda \operatorname{grad} \Theta \, ds.$$

Используем преобразование Остроградского—Гаусса:

$$\int_{(s)} I_n \lambda \operatorname{grad} \Theta \, ds = \int_{(V)} \operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} \Theta) \, dV.$$

Тогда

$$\int_{(V)} cD \frac{\partial \Theta}{\partial T} \, dV = \int_{(V)} \operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} \Theta) \, dV.$$

Ввиду произвольности объема получаем

$$cD \frac{\partial \Theta}{\partial T} = \operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} \Theta).$$

Если коэффициент теплопроводности λ не зависит от температуры, из предыдущего уравнения находим дифференциальное уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial T} = a \nabla^2 \Theta \equiv a \operatorname{div} (\operatorname{grad} \Theta),$$

где a — коэффициент температуропроводности; ∇^2 — оператор Лапласа; в декартовой системе координат

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

в сферических координатах (r, φ, ψ)

$$\nabla^2 \Theta = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial \Theta}{\partial \mu} \right] + \frac{1}{r^2 (1 - \mu^2)} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \psi^2}.$$

В этом случае $x = r \sin \varphi \cos \psi$; $y = r \sin \varphi \sin \psi$; $z = r \cos \varphi$; $\mu = \cos \varphi$.

В цилиндрических координатах (r, φ)

$$\nabla^2 \Theta = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2}.$$

При этом $x = r \cos \varphi$; $y = r \sin \varphi$.

Если подставить два последних уравнения в приведенное выше уравнение теплопроводности, то получим уравнение теплопроводности соответственно в сферических и цилиндрических координатах.

Приложение 8

Температурная зависимость плотности воды и четыреххлористого углерода (в интервале рабочих температур при гидростатическом взвешивании)

θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
Вода					
273	999,841	277	999,973	283	999,700
274	999,908	278	999,965	293	998,203
275	999,941	279	999,941	303	995,646
276	999,965	280	999,902	313	992,210
Четыреххлористый углерод					
286	1608,7	291	1601,2	296	1593,3
287	1607,3	292	1599,7	297	1591,6
288	1605,7	293	1598,2	298	1589,8
289	1604,2	294	1596,6	299	1588,1
290	1602,7	295	1595,0	300	1586,4

Приложение 9

Температурная зависимость плотности сухого воздуха

θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	θ, K	$D, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
$P = 1013,25 \text{ гПа}$					
273	1,290	283	1,245	293	1,205
278	1,270	288	1,225	298	1,185
$P = 986,59 \text{ гПа}$					
273	1,255	283	1,215	293	1,170
278	1,235	288	1,195	298	1,150
$P = 959,92 \text{ гПа}$					
273	1,225	283	1,180	293	1,140
278	1,205	288	1,160	298	1,120

Приложение 10

Приведение массы вещества к массе в вакууме

Кажущаяся масса вещества $M_{\text{к}}$ при взвешивании на воздухе связана с его действительной массой $M_{\text{д}}$ соотношением

$$M_{\text{к}} = M_{\text{д}} \left[1 + D_{\text{в}} \left(\frac{1}{D_{\text{в}}} - \frac{1}{D_{\text{г}}} \right) \right],$$

где $D_{\text{в}}$, $D_{\text{в}}$ и $D_{\text{г}}$ — плотность воздуха, взвешиваемого вещества и гирь соответственно.

$D_{\text{в}}, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Поправка на 1 г взвешиваемого вещества, мг	$D_{\text{в}}, \text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	Поправка на 1 г взвешиваемого вещества, мг
Алюминиевые гири ($D_{\text{г}} = 2700 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$)			
1	+1,23	5	-0,23
2	+0,15	10	-0,38
3	-0,05	15	-0,40
4	-0,18	20	-0,43
Латунные гири ($D_{\text{г}} = 8400 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$)			
1	+1,08	5	+0,10
2	+0,48	10	-0,02
3	+0,25	15	-0,07
4	+0,15	20	-0,10

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

- ВНИИ — Всесоюзный научно-исследовательский инструментальный институт
ВФММ — Вопросы физики металлов и металловедение
ГСССД — Государственная служба стандартных справочных данных
ДАН СССР — доклады Академии наук СССР
ЖТФ — Журнал технической физики
ЖЭТФ — Журнал экспериментальной и теоретической физики
ИФЖ — Инженерно-физический журнал
ПТЭ — Приборы и техника эксперимента
ССС — Специальные стали и сплавы
УФЖ — Украинский физический журнал
ФММ — Физика металлов и металловедение
ФТИНТ АН УССР — Физико-технический институт низких температур АН УССР
ФТТ — Физика твердого тела
ФХОМ — Физика и химия обработки материалов
ЦНИИЧМ — Центральный научно-исследовательский институт черной металлургии им. И. П. Бардина
- Acta met. — Acta metallurgica
Ark. fys. — Arkiv f6k fysik
Austral. J. Phys. — Australian Journal of Physics
J. Austral. Inst. Metals — Journal of Australian Institute of Metals
J. Appl. Phys. — Journal of Applied Physics
J. Mater. Sci. — Journal of Materials Science
J. Math. Phys. — Journal of Mathematical Physics
J. Metals — Journal of Metals
J. Phys. Soc. Jap. — Journal of the Physical Society of Japan
Mitt. K-W. Inst. f6r — Mitteilungen der Kaiser-Wilhelm Institut f6r Eisenforschung
Physica — Physica Nederland, Amsterdam
Phys. stat. sol. — Physica status solidi
Proc. Roy. Soc. — Proceedings of the Royal Society
Sci Repts. Tohoku Univ. — The Science Reports of the T6hoku University
Scripta met. — Scripta metallurgica
Phil. Mag. — The Philosophical Magazine
Phys. Rev. — Physical Review

Rew. Sci. Instrum.— The Review of Scientific Instruments
 Trans. ASM — Transactions of the American Society of Metals
 Trans. Met. Soc.
 AIME — Transactions of the Metallurgical Society of AIME
 Z. angew. Phys. — Zeitschrift für angewandte Physik
 Z. Metallk. — Zeitschrift für Metallkunde
 Z. Phys. — Zeitschrift für Physik

1. *Анатычук Л. И.* Термоэлементы и термоэлектрические устройства : Справочник.— Киев : Наук/. думка, 1979.— 766 с.
2. *Бакланова Л. М., Гриднев В. Н., Лариков Л. Н., Рудой А. П.* Инварные сплавы на основе хрома.— Изв. АН СССР. Металлы, 1976 № 6, с. 161—163.
3. *Баллуфи Р. В., Келер Дж. С., Симмонс Р. О.* Современное состояние знаний о точечных дефектах с ГЦК решеткой.— В кн. : Возврат и рекристаллизация металлов. М.: Металлургия, 1966, с. 9—68.
4. *Белоус М. В., Черепин В. Т., Васильев М. А.* Превращения при отпуске стали.— М.: Металлургия, 1973.— 232 с.
5. *Берман Р.* Теплопроводность твердых тел.— М.: Мир, 1979,— 286 с.
6. *Бернер Р., Кронмюллер Г.* Пластическая деформация монокристаллов.— М.: Мир, 1969.— 272 с.
7. *Блудилин Е. Н., Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф.* Решение задачи теории теплопроводности для дифференциальных сканирующих калориметров.— В кн.: Теплофизические свойства твердых веществ. М.: Наука, 1976, с. 17—20.
8. *Боас В.* Дефекты решетки в пластически деформированных металлах.— В кн.: Дислокации и механические свойства кристаллов. М.: Изд-во иностр. лит., 1960, с. 272—286.
9. *Богачев И. Н., Денисова И. К.* О влиянии температуры деформации на величину запасенной энергии и рекристаллизацию меди.— ФММ, 1969, 28, № 6, с. 1118—1120.
10. *Браун М. П., Юрченко Ю. Ф., Опальчук А. С. и др.* Процессы отпуска стали У8А, подвергнутой низкотемпературной термомеханической обработке.— Изв. вузов. Чер. металлургия, 1974, № 12, с. 102—104.
11. *Брум Т., Хам Р. К.* Влияние точечных дефектов решетки на некоторые физические свойства металлов.— В кн.: Вакансии и другие точечные дефекты в металлах и сплавах. М.: Металлургиздат, 1961, с. 54—98.
12. *Брэдли К.* Применение техники высоких давлений при исследованиях твердого тела.— М.: Мир, 1972.— 232 с.
13. *Вагнер К.* Термодинамика сплавов.— М.: Металлургиздат, 1957.— 180 с.
14. *Ван Бюрен.* Дефекты в кристаллах.— М.: Изд-во иностр. лит., 1962.— 584 с.
15. *Вандермеер Р. А., Гордон П.* Влияние возврата на рекристаллизацию алюминия.— В кн.: Возврат и рекристаллизация металлов. М.: Металлургия, 1966, с. 196—220.
16. *Васильева Е. В., Волкова Р. М., Захарова М. И. и др.* Платина, ее сплавы и композиционные материалы.— М.: Металлургия, 1980.— 296 с.
17. *Венглинская С. В., Корнюшин Ю. В.* Теория тепловых и объемных эффектов при дислокационном старении.— ФММ, 1973, 35, № 2, с. 435—438.

18. *Верятин У. Д., Маширев В. П., Рябцев Н. Г. и др.* Термодинамические свойства неорганических веществ. — М.: Атомиздат, 1965. — 460 с.
19. *Владимиров В. И., Орлов А. Н.* Энергия активации зарождения микротрещин в голове скопления дислокаций. — ФТТ, 1969, 11, № 2, с. 370—378.
20. *Владимиров В. И., Садовников Б. В., Смирнов В. С.* Исследование разрушения алюминия при поперечной прокатке методом измерения плотности. — ФХОМ, 1972, № 1, с. 76—82.
21. *Гаврилюк В. Г., Кушнарева Н. П., Прокопенко В. Г.* Влияние легирования на подвижность дислокаций в альфа-железе. — ФММ, 1978, 42, № 6, с. 1288—1293.
22. *Геращенко О. А., Дехтяренко П. И., Карпенко В. П.* Анализ схем автоматического регулирования дифференциального калориметра. — Тр. ин-тов Ком. стандартов СССР, 1962, вып. 64, с. 197—207.
23. *Геращенко О. А., Федоров В. Г.* Тепловые и температурные измерения. Справочное руководство. — Киев: Наук. думка, 1965. — 304 с.
24. *Герцирик С. Д., Лариков Л. Н., Слюсар Б. П.* Визначення прихованої енергії деформації в міді, сплавах міді з цинком та армовалізні калориметричним методом. — УФЖ, 1960, 5, № 5, с. 672—675.
25. *Герцирик С. Д., Слюсарь Б. Ф.* Исследование дефектов кристаллического строения, возникающих при деформировании в титане и других металлах. — ВФММ, 1961, № 12, с. 93—97.
26. *Гесс Г. И.* Термохимические исследования. — М.: Изд-во АН СССР, 1958, — 204 с.
27. *Глазунов С. Г., Моисеев В. Н.* Конструкционные титановые сплавы. — М.: Металлургия, 1974. — 368 с.
28. *Гленсдорф П., Пригожин И.* Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. — М.: Мир, 1973. — 280 с.
29. *Государственный реестр средств измерения (раздел «Стандартные образцы»)*. — М.: ГССД, 1976. — 26 с.
30. *Гриднев В. Н., Гаврилюк В. Г., Мешков Ю. Я.* Исследование плотности деформированных металлов и сплавов. — В кн.: Физическая природа пластической деформации. Киев: Наук. думка, 1966, с. 89—98.
31. *Гриднев В. Н., Гаврилюк В. Г., Мешков Ю. Я.* Прочность и пластичность холоднодеформированной стали. — Киев: Наук. думка, 1974. — 232 с.
32. *Гуляев А. П., Малинина К. А., Саверина С. М.* Инструментальные стали. — М.: Машиностроение, 1975. — 272 с.
33. *Гуревич М. Е., Лариков Л. Н., Носарь А. И., Усов Ю. В.* Теплофизические свойства железа, никеля и сплавов на их основе в интервале фазовых превращений. — ИФЖ, 1980, 39, № 6, с. 1024—1029.
34. *Гуревич М. Е., Лариков Л. Н., Синицкий Н. Е.* Применение термодинамических параметров для формирования модели термической обработки и оптимизации режимов отпуска закаленных сталей. — Киев, 1976. — 60 с. — (Препринт / АН УССР. Ин-т металлофизики; 76.12).
35. *Гуревич М. Е., Лариков Л. Н., Шматко О. А.* Величина и спектры изменения объема в металлических системах. — Металлофизика, 1970, вып. 32, с. 5—25.
36. *Гуревич М. Е., Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф.* Методы измерения истинной теплоемкости металлов. — Металлофизика, 1968, вып. 22, с. 160—168.
37. *Дамаск Д., Динс Дж.* Точечные дефекты в металлах. — М.: Мир, 1966. — 292 с.

38. *Де Вит Р.* Континуальная теория дисклинаций.— М. : Мир, 1977.— 208 с.
39. *Де Гроот С., Мазур П.* Неравновесная термодинамика.— М. : Мир, 1964.— 456 с.
40. *Дегтярев М. М.* Поглощение энергии при деформациях противоположного знака в меди.— ЖТФ, 1950, 20, № 2, с. 440—446.
41. *Джонсон Р. А.* Вычисление характеристик точечных дефектов в альфа-железе.— В кн.: Диффузия в металлах с объемноцентрированной решеткой.— М. : Metallurgy, 1969, с. 354—407.
42. *Дубовицкая Н. В., Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф.* Тепловые эффекты при нагреве пластически деформированного высококчистого железа.— ФММ, 1968, 25, № 3, с. 513—517.
43. *Ежкова З. И., Жданов Г. С., Уманский М. М.* Методика рентгенографического определения тензора термического расширения в низкосимметричных кристаллах.— Кристаллография, 1959, т. 4, вып. 5, с. 723—726.
44. *Епачинцев О. Г., Чистяков Ю. Д.* Исследование степени совершенства кристаллической структуры методом гидростатического взвешивания.— Завод. лаб., 1967, 33, № 5, с. 569—574.
45. *Епифанов Г. И., Ребиндер П. А.* Об энергетическом балансе процесса резания металлов.— ДАН СССР, 1949, 66, № 2, с. 583—656.
46. *Займан Дж.* Электроны и фононы.— М. : Изд-во иностр. лит., 1962.— 488 с.
47. *Зиновьев В. Е., Кренцис Р. П., Гельд П. В.* Температуропроводность и теплопроводность железа при высоких температурах.— ФММ, 1968, 26, № 4а, с. 743—745.
48. *Зиновьев В. Е., Кренцис Р. П., Гельд П. В.* Температуропроводность и теплопроводность никеля при высоких температурах.— Там же, 25, № 6, с. 1137—1139.
49. *Зиновьев В. Е., Кренцис Р. П., Петрова Л. Н., Гельд П. В.* Температуропроводность и теплопроводность кобальта при высоких температурах.— ФММ, 1968, 26, № 1, с. 60—65.
50. *Иванов А. Г., Новикова Е. К.* Определение коэффициентов теплопроводности быстрорежущих сталей.— ССС / ЦНИИЧМ, 1965, № 39, с. 53—58.
51. *Кальве Э., Прат А.* Микрокалориметрия.— М. : Изд-во иностр. лит., 1963.— 478 с.
52. *Карслоу Г., Егер Д.* Теплопроводность твердых тел.— М. : Наука, 1964.— 487 с.
53. *Кац С. А., Чеховской В. Я., Кореновский Н. Л. и др.* Некоторые теплофизические свойства иридия в окрестности точки плавления.— В кн.: Редкие металлы и сплавы с монокристаллической структурой. М. : Наука, 1981, с. 203—210.
54. *Киттель Ч.* Введение в физику твердого тела.— М. : Физматгиз, 1963.— 696 с.
55. *Киттель Ч.* Элементарная физика твердого тела.— М. : Наука, 1965.— 336 с.
56. *Клербро Л. М., Харгривс М. Е., Лоретто М. Х.* Изменение внутренней энергии при возврате и рекристаллизации.— В кн.: Возврат и рекристаллизация металлов. М. : Metallurgy, 1966, с. 69—122.
57. *Кондратьев Г. М.* Регулярный тепловой режим.— М. : Гостехиздат, 1954.— 408 с.
58. *Кондратьев Г. М.* Тепловые измерения.— М. : Л. : Mashgiz, 1957.— 244 с.

59. Кононенко В. Л., Лариков Л. Н., Лысак Л. И. и др. К вопросу о тепловых эффектах $\epsilon' \rightarrow \gamma$ превращения.— *Металлофизика*, 1973, вып. 45, с. 58—60.
60. Кононенко В. Л., Лариков Л. Н., Лысак Л. И. и др. Тепловые эффекты при $\epsilon \rightarrow \gamma$ и $\epsilon' \rightarrow \gamma$ мартенситных превращениях в марганцевых сплавах и сталях.— *ФММ*, 1969, 28, № 5, с. 889—893.
61. Корнюшин Ю. В. Изменение объема кристалла, обусловленное неравномерно распределенными дислокациями.— *ФММ*, 1967, 24, № 4, с. 606—610.
62. Корнюшин Ю. В. Объемные эффекты и упругая энергия в кристалле, содержащем дислокации.— *Металлофизика*, 1972, вып. 39, с. 4—16.
63. Корнюшин Ю. В., Лариков Л. Н. Разделение термически подвижных и неподвижных дислокаций в условиях отжига упрочненных кристаллов.— Там же, 1978, вып. 73, с. 66—69.
64. Корнюшин Ю. В., Мешков Ю. Я. Дефектность сильнодеформированной стали.— Там же, 1972, вып. 39, с. 37—42.
65. Котрелл А. Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах.— М.: *Металлургиздат*, 1958.— 267 с.
66. Крёнер Е. Общая теория дислокаций и собственных напряжений.— М.: *Мир*, 1965.— 103 с.
67. Кривоглаз М. А., Масюкевич А. М., Рябошапка К. П. Энергия хаотически распределенных дислокаций.— В кн.: *Несовершенства кристаллического строения*. Киев: *Наук. думка*, 1968, с. 27—33.
68. Кунин В. Н. Изменение внутренней энергии, термоэлектродвижущей силы и удельного электрического сопротивления при пластической деформации металла.— *ФММ*, 1959, 8, № 1, с. 17—20.
69. Кунин В. Н. Поглощение энергии металлом при пластическом растяжении.— *ФММ*, 1959, 7, № 5, с. 790—793.
70. Кунин Н. Ф., Кунин В. Н., Гришкевич А. Е., Коренченко Е. С. Поглощение энергии при малых деформациях.— *ФММ*, 1964, 17, № 5, с. 789—792.
71. Ламсден Дж. Термодинамика сплавов.— М.: *Металлургиздат*, 1959.— 440 с.
72. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика.— М.: *Наука*, 1964.— 567 с.
73. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости.— М.: *Наука*, 1965.— 204 с.
74. Лариков Л. Н. Залечивание дефектов в металлах.— Киев: *Наук. думка*, 1980.— 280 с.
75. Лариков Л. Н. О природе тепловых и объемных эффектов при нагреве деформированных металлов.— *ВФММ*, 1964, № 18, с. 35—39.
76. Лариков Л. Н., Бакланова Л. М., Гуревич М. Е. Исследование теплоемкости железа и никеля в ферромагнитной области.— В кн.: *Теплофизические свойства твердых веществ*. М.: *Наука*, 1976, с. 103—108.
77. Лариков Л. Н., Гуревич М. Е. Автоматический термоанализатор — прибор нового типа для определения термодинамических характеристик металлов.— В кн.: *Приборы для исследования физических свойств материалов*. Киев: *Наук. думка*, 1974, с. 82—84.
78. Лариков Л. Н., Исайчев В. И., Максименко Е. А. Исследование изменения плотности монокристаллического молибдена при пластической деформации.— *Металлофизика*, 1978, вып. 74, с. 44—46.
79. Ларіков Л. Н., Кононенко В. Л., Нікітін Б. Г. Про механізм процесів знеміцнення при відпалі сплаву мідь — цинк.— *Доп. АН УРСР. Сер. А*, 1973, № 8, с. 758—760.

80. Лариков Л. Н., Корнюшин Ю. В., Никитин Б. Г. Разделение различных необратимых процессов, протекающих при отжиге деформированных медных сплавов.— *Металлофизика*, 1975, вып. 57, с. 42—46.

81. Лариков Л. Н., Корнюшин Ю. В., Никитин Б. Г., Кононенко В. Л. О механизме процессов разупрочнения при отжиге деформированной меди с добавками галлия и германия.— *ФММ*, 1974, 37, № 2, с. 415—425.

82. Лариков Л. Н., Красильников В. С., Никитин Б. Г. Механизм процессов возврата при нагреве деформированного сплава мышьяк — медь.— *ФММ*, 1973, 35, № 5, с. 1091—1094.

83. Лариков Л. Н., Усов Ю. В. О температурной зависимости молярной теплоемкости железоникелевых сплавов в инварной области.— *УФЖ*, 1978, 23, № 4, с. 628—634.

84. Лариков Л. Н., Усов Ю. В. Тепловое расширение железоникелевых (ГЦК) сплавов в области высоких температур.— *Металлофизика*, 1979, вып. 75, с. 49—53.

85. Лариков Л. Н., Фальченко В. М. Термодинамика и кинетика полиморфных превращений в металлах.— В кн.: *Фазовые превращения*. Киев : *Наук. думка*, 1967, с. 5—34.

86. Лариков Л. Н., Черепин В. Т., Гуревич М. Е. Автоматизация контроля и исследования металлов.— Киев : *Техніка*, 1971.—212 с.

87. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф. Исследование тепловых и объемных эффектов при отжиге холоднодеформированной патентированной стали.— *ВФММ*, 1964, № 20, с. 64—69.

88. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф. К вопросу о физической природе высокопрочного состояния сталей.— В кн.: *Физическая природа пластической деформации*. Киев : *Наук. думка*, 1966, с. 17—29.

89. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф. Калориметрическое исследование тепловых эффектов при отпуске закаленных сталей.— *ВФММ*, 1964, № 19, с. 87—93.

90. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф. О методике измерения малых тепловых эффектов при разупрочнении и фазовых превращениях в металлах и сплавах.— Там же, 1962, № 16, с. 213—218.

91. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф. О методике исследования малых объемных изменений.— Там же, 1964, № 20, с. 191—197.

92. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф., Барановский В. М. Дифференциальный калориметр для измерения малых тепловых эффектов при нагреве пластически деформированных металлов.— В кн.: *Физическая природа пластической деформации*. Киев : *Наук. думка*, 1966, с. 136—141.

93. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф., Барановский В. М., Стеценко И. В. Автоматический сканирующий калориметр для определения малых тепловых эффектов в интервале температур от -196 до $+20$ °С. — В кн.: *Приборы для исследования физических свойств материалов*. Киев : *Наук. думка*, 1974, с. 112—121.

94. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф., Блудилин Е. Н., Мудрук П. В. Калориметрический анализ пластически деформированных металлов.— Киев, 1981.— Ч.2. 55 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т металлофизики ; 4.81).

95. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф., Дубовицкая Н. В. Исследование процессов возврата при нагреве сплавов в высокопрочном состоянии.— *ФММ*, 1965, 20, № 4, с. 570—575.

96. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф., Дубовицкая Н. В. Исследование физических процессов при нагреве деформированного никеля высокой степени чистоты.— В кн.: *Изучение дефектов кристаллического строения металлов и сплавов*. Киев : *Наук. думка*, 1966, с. 63—69.

97. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф., Коблова Э. А. К вопросу о соотношении между тепловыми и объемными эффектами при нагреве металлов и сплавов.— В кн.: Фазовые превращения. Киев: Наук. думка, 1967, с. 58—62.

98. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф., Кононенко В. Л. Изменение теплосодержания и объема как способ прогнозирования разрушения пластически деформированных металлов.— В кн.: Тр. III Всесоюз. науч.-техн. совещ. по термодинамике метал. сплавов (Минск, 6—8 окт. 1976 г). Минск: Изд-во БГУ, 1976, с. 177—179.

99. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф., Кононенко В. Л. и др. Исследование ресурса пластичности стали X18H10T при производстве холоднокатаных труб.— Киев, 1976.— 27 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т металлофизики; 76.8).

100. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф., Корнюшин Ю. В. и др. О распознавании ранних стадий трещинообразования и возможности залечивания микротрещин в пластически деформированных металлах (на примере пластически деформированной стали X18H10T).— Киев, 1975.— 30 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т металлофизики; 75.2).

101. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф., Мудрук П. В. Калориметрический анализ пластически деформированных металлов.— Киев, 1980.— Ч. 1. 32 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т металлофизики; 15.80).

102. Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф., Стеценко И. В. и др. Исследование ресурса пластичности титановых сплавов при производстве холоднокатаных труб.— Киев, 1980.— 28 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т металлофизики; 80.5).

103. Лейбфилд Г. Микроскопическая теория механических тепловых свойств кристаллов.— М.; Л.: Физматгиз, 1963.— 312 с.

104. Лившиц Б. Г. Физические свойства металлов и сплавов.— М.: Машгиз, 1959.— 368 с.

105. Лихачев В. А., Хайров Р. Ю. Введение в теорию дисклинаций.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1975.— 183 с.

106. Лурье А. И. Пространственные задачи теории упругости.— М.: Гостехиздат, 1955.— 490 с.

107. Лыков А. В. Теория теплопроводности.— М.: Высш. школа, 1967.— 600 с.

108. Люстерник В. Е. Автоматический калориметр для количественного термического анализа жаропрочных сталей.— ПТЭ, 1959, № 4, с. 127—129.

109. Маклин Д. Границы зерен в металлах.— М.: Metallurgиздат, 1960.— 322 с.

110. Международная практическая температурная шкала 1968 года (МПТШ-68); Редакция 1975 г.— М.: Изд-во стандартов, 1976.— 27 с.

111. Мендельсон К. Физика низких температур.— М.: Изд-во иностр. лит. 1963.— 228 с.

112. Микрюков В. Е. Теплопроводность и электропроводность металлов и сплавов.— М.: Metallurgиздат, 1959.— 260 с.

113. Миркин Л. И. Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов.— М.: Физматгиз, 1961.— 864 с.

114. Миснар А. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций.— М.: Мир, 1968.— 464 с.

115. Могутнов Б. М., Томилин И. А., Шварцман Л. А. Термодинамика железо-углеродистых сплавов.— М.: Metallургия, 1972.— 328 с.

116. Моргунова Н. Н., Кельшин Б. А., Бояршинов В. А. и др. Сплавы молибдена.— М.: Metallургия, 1975.— 391 с.

117. Морс Ф., Фишбах Г. Методы теоретической физики.— М.: Изд-во иностр. лит., 1958.— 930 с.

118. *Новиков И. И., Мардыкин И. П.* Тепловые свойства иттрия и гольмия при высоких температурах.— Изв. АН СССР. Металлы, 1976, № 1, с. 27—30.
119. *Новикова С. И.* Тепловое расширение твердых тел.— М.: Наука, 1974.— 292 с.
120. *Новицкий Л. А., Кожевников И. Г.* Теплофизические свойства материалов при низких температурах.— М.: Машиностроение, 1975.— 216 с.
121. *Оскотский В. С., Смирнов И. А.* Дефекты в кристаллах и теплопроводность.— Л.: Наука, 1972.— 160 с.
122. *Павлова В. И., Купалова И. К., Шур Д. Д.* Линейное расширение инструментальных сталей при эксплуатационных температурах.— Сб. тр. ВНИИ, 1969, 2, с. 65—73.
123. *Панин В. Е., Дударев Е. Ф., Бушуев Л. С.* Структура и механические свойства твердых растворов замещения.— М.: Metallургия, 1978.— 280 с.
124. *Панин В. Е., Милевская В. Г.* К вопросу о скрытой энергии деформации сплавов твердых растворов.— ФММ, 1957, 5, № 1, с. 120—126.
125. *Панин В. Е., Суховаров В. Ф., Дударев Е. Ф.* О скрытой энергии деформации в сплавах твердых растворов.— Изв. вузов. Физика, 1967, № 8, с. 152—154.
126. *Перваков В. А., Хоткевич В. И., Шепелев А. Г.* Скрытая энергия пластической деформации серебра при -196 и $+20$ °С.— ФММ, 1960, 10, № 1, с. 117—121.
127. *Половов В. М.* Теплоемкость монокристалла хрома при температурах 80—345 К.— ЖЭТФ, 1974, 66, вып. 6, с. 2164—2177.
128. *Попов М. М.* Термометрия и калориметрия.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1954.— 942 с.
129. *Попов М. М., Тихомина Е. Н., Скуратов С. М., Калинина Е. Н.* Скрытая энергия пластической деформации сплавов алюминия с медью.— ФММ, 1959, 8, № 1, с. 103—113.
130. *Преображенский В. П.* Теплометрические измерения и приборы.— М.: Энергия, 1978.— 704 с.
131. *Пригожин И.* Введение в термодинамику необратимых процессов.— М.: Изд-во иностр. лит., 1960.— 127 с.
132. *Просвирин В. И.* Влияние внешнего давления на фазовые превращения в стали и чугуна.— М.: Машгиз, 1948.— 120 с.
133. *Савицкий Е. М., Бурханов Г. С.* Редкие металлы и сплавы: Физико-химический анализ и металловедение.— М.: Наука, 1980.— 256 с.
134. *Свелин Р. А.* Термодинамика твердого состояния.— М.: Metallургия, 1968.— 314 с.
135. *Скорород В. В., Юрченко Ю. Ф.* Калориметрическое исследование процессов, происходящих в порошках никеля при нагреве.— Порошковая металлургия, 1971, № 4, с. 27—31.
136. *Слюсарь Б. Ф.* О скрытой энергии деформации в меди и алюминии.— ВФММ, 1962, № 16, с. 72—76.
137. *Слюсарь Б. Ф.* Тепловые и дилатометрические эффекты при отжиге деформированного циркония.— Там же, 1963, № 17, с. 71—76.
138. *Смитлз К. Дж.* Металлы.— М.: Metallургия, 1980.— 446 с.
139. *Справочник по редким металлам.* Пер. с англ. под ред. В. Е. Плющева.— М.: Мир, 1965.— 946 с.
140. *Студенок Ю. А.* Влияние скорости предварительной деформации на поглощение энергии при сжатии меди.— ЖТФ, 1950, 20, № 2, с. 431—439.

141. *Сухаревский Б. Я., Андерс Э. Е., Казанская Т. Г.* Установка для измерения теплопроводности и электропроводности кристаллических образцов в интервале температур 2—300 К.— Тр. ФТИНТ АН УССР, 1969, вып. 4, с. 135—143.

142. *Термодинамические свойства индивидуальных веществ.* Справочник : В 4-х т.— М.: Изд-во АН СССР, 1979, т. 2, кн. 2.—с. 340; 1981, т. 3, кн. 2.—396 с.; 1982, т. 4, кн. 2.—560 с.

143. *Третьяков А. В., Трофимов Г. К., Гурьянова М. К.* Механические свойства сталей и сплавов при пластическом деформировании.— М.: Машиностроение, 1971.— 63 с.

144. *Тыжнова Н. В.* Поглощение энергии сплавами при пластическом сжатии.— ЖТФ, 1946, 16, № 7, с. 1389—1396.

145. *Уикс К. Е., Блок Ф. Е.* Термодинамические свойства 65 элементов, их окислов, галогенидов, карбидов, нитридов.— М.: Металлургия, 1965.— 240 с.

146. *Уэндландт У.* Термические методы анализа.— М.: Мир, 1978.— 526 с.

147. *Федоров А. А.* Поглощение энергии металлами при пластическом сжатии в зависимости от температуры плавления.— ЖТФ, 1941, 11, № 6, с. 999—1007.

148. *Ферми Э.* Молекулы и кристаллы.— М.: Изд-во иностр. лит., 1947.— 266 с.

149. *Физические методы исследования металлов : Справ. пособие / Под общ. ред. А. Т. Туманова.*— М.: Машиностроение, 1971.—552 с.

150. *Филянд М. С., Семенова Е. М.* Свойства редких элементов.— М.: Металлургия, 1964.— 912 с.

151. *Финкель В. А.* Высокотемпературная рентгенография металлов.— М.: Металлургия, 1968.— 204 с.

152. *Финкель В. А.* Низкотемпературная рентгенография металлов.— М.: Металлургия, 1971.— 256 с.

153. *Френкель Я. И.* Введение в теорию металлов.— М.: Физматгиз, 1958.— 368 с.

154. *Фридель Ж.* Дислокации.— М.: Мир, 1967.— 643 с.

155. *Хирт Дж., Лоте И.* Теория дислокаций.— М.: Атомиздат, 1972.— 599 с.

156. *Хоткевич В. И., Сиренко Г. А.* Скрытая энергия деформации сплавов свинец-кадмий.— УФЖ, 1969, № 9, 14, с. 1558—1563.

157. *Хоткевич В. И., Чайковский Е. Ф., Зашквара В. В.* Скрытая энергия деформации металлов при низкой температуре.— ДАН СССР, 1954, 96, № 3, с. 483—486.

158. *Черепин В. Т.* Экспериментальная техника в физическом металловедении.— Киев: Техника, 1968.— 280 с.

159. *Чиркин В. С.* Теплопроводность промышленных материалов.— М.: Машгиз, 1962.— 248 с.

160. *Чиркин В. С.* Теплофизические свойства материалов ядерной техники.— М.: Атомиздат, 1968.— 484 с.

161. *Шашков А. Г., Волохов Г. М., Абраменко Т. Н., Козлов В. П.* Методы определения теплопроводности и температуропроводности.— М.: Энергия, 1973.— 336 с.

162. *Шермегор Т. Д.* Поглощение энергии сталью при пластическом сжатии.— ФММ, 1959, 7, № 1, с. 146—150.

163. *Энциклопедия неорганических материалов : В 2-х т., 1977.— Т. 1.— 2.*

164. *Эшелби Дж.* Континуальная теория дислокаций.— М.: Изд-во иностр. лит., 1963.— 247 с.

165. *Юрченко Ю. Ф.* Изменение объема пластически деформированных чистых металлов.— УФЖ, 1980, 25, № 5, с. 725—730.

166. Юрченко Ю. Ф. Изменение теплосодержания и структуры при нагреве пластически деформированных металлов и сплавов.— В кн.: Тр. III Всесоюз. науч.-техн. совещ. по термодинамике метал. сплавов (Минск, 6—8 окт. 1976 г.). Минск: Изд-во БГУ, 1976, с. 180—181.
167. Юрченко Ю. Ф. Изменение теплосодержания напыленных порошков железа и его сплавов при нагреве.— Порошковая металлургия, 1979, № 10, с. 15—19.
168. Юрченко Ю. Ф. Изменение теплосодержания при заживлении дефектов в пластически деформированных металлах.— Металлофизика, 1975, вып. 64, с. 35—42.
169. Юрченко Ю. Ф., Кононенко В. Л. О точечных дефектах в пластически деформированных металлах.— Там же, 1979, вып. 75, с. 68—74.
170. Юрченко Ю. Ф., Кононенко В. Л. Энергия дислокационных ансамблей в пластически деформированных никеле, железе и титане.— Там же, 1980, 2, № 4, с. 42—48.
171. Юрченко Ю. Ф., Кононенко В. Л., Фишман К. К. Исследование тепловых эффектов отпуска стали У8А, подвергнутой низкотемпературной термомеханической обработке.— Киев, 1973.— 8 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т металлофизики; 73.8).
172. Юрченко Ю. Ф., Стеценко И. В. Изменение теплосодержания при отпуске закаленных и подвергнутых деформации перед закалкой сталей.— Киев, 1977.— 37 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т металлофизики; 77.5).
173. Юрченко Ю. Ф., Стеценко И. В., Золотухин А. В. Автоматический калориметр для определения малых тепловых эффектов АКДС-1300.— В кн.: Физические методы исследования металлов. Киев: Наук. думка, 1981, с. 57—62.
174. Юрьев С. Ф. О роли термического расширения фаз при мартенситном превращении стали.— ЖТФ, 1950, 20, № 5, с. 546—563.
175. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике.— М.: Наука, 1977.— 942 с.
176. Appleton A. S., Bever M. B. The energy relations in the deformation by torsion of a gold-silver alloy.— Trans. Met. Soc. AIME, 1963, 227, N 2, p. 365—371.
177. Appleton A. S., Dieter G. E., Bever M. B. The annealing kinetics of an explosively loaded gold-silver alloy.— Ibid., 1961, 221, N 6, p. 1468—1472.
178. Arndt A. R., Damask A. C. Kinetics of carbon precipitation in irradiated iron.— III calorimetry.— Acta met., 1964, 12, N 4, p. 341—347.
179. Åström H. U. Isothermal measurements on the release of energy stored in cold-worked aluminium.— Ark. fys., 1956, 10, N 2, p. 197—210.
180. Åström H. U. Isothermal measurements on the release of stored energy from reactor-irradiated and cold-worked molybdenum.— Ibid., 1964, 26, N 1, p. 83—91.
181. Averbach B. L., Bever M. B., Comerford M. E., Leach J. S. X-ray and calorimetric investigations of cold working and annealing of gold-silver alloys.— Acta met., 1956, 4, N 5, p. 477—484.
182. Bailey J. E., Hirsch P. B. The dislocation distribution, flow stress and stored energy in cold-worked polycrystalline silver.— Phil. Mag., 1960, 5, N 53, p. 485—492.
183. Bailey J. F., Hirsch P. B. The recrystallization process in

same polycrystalline metals.— Proc. Roy. Soc. London A, 1962, 267, N 1328, p. 11—30.

184. *Barbour J. P., Charbonnier F. M., Dollan W. W. et al.* Determination of surface tension and surface migration constraints of tungsten.— Phys. Rev., 1960, 117, N 6, p. 1452—1459.

185. *Beardmore P., Holtzmann A. H., Bever M. B.* The effect of shock waves on the alloys Cu₃Au.— Trans. Met. Soc. AIME, 1964, 230, N 4, p. 725—730.

186. *Bell F., Krisement O.* Die Erholung und Rekristallisation von Nickel nach Kaltverformung.— Acta met., 1962, 10, N 1, S. 80—83.

187. *Berman R., MacDonald D. K. C.* The thermal and electrical conductivity of copper at low temperatures.— Proc. Roy. Soc. London A, 1952, 211, N 1104, p. 122—128.

188. *Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L.* The stored energy of cold work.— Oxford etc.: Pergamon, 1973.— 192 p.

189. *Bever M. B., Marshall R. E., Ticknor L. B.* The energy in metals chips during orthogonal cutting.— J. Appl. Phys., 1953, 24, N 5, p. 1176—1183.

190. *Bever M. B., Ticknor L. B.* A method for determining the energy stored during cold-working of metals.— Ibid., 1954, 22, N 6, p. 1297—1305.

191. *Bohnenkamp K., Lücke K., Masing G. Z.* Messung der Latenten Verformungsenergie an gezogenen Kupferdrähten.— Z. Metallk., 1955, 46, N 7, S. 765—773.

192. *Bosio L.* Surfusion et polymorphisme du gallium a la pression.— Métaux, 1965, N 484, p. 451—466.

193. *Boskstiegler G., Lüske K.* Messung der Rekristallisationswärme an dünnen Kupferdrähten.— Z. Metallk., 1951, 42, N 9, S. 225—230.

194. *Brillhart D. C., De Angelis R. J., Preban A. G. et al.* Quantitative study of the substructure and properties of shock-loaded copper.— Trans.— Met. Soc. AIME, 1967, 239, N 6, p. 836—841.

195. *Callaway J.* Low Temperature Lattice Thermal Conductivity.— Phys. Rev., 1961, 122, N 3, p. 787—790.

196. *Callaway J.* Model for Lattice Thermal Conductivity at Low Temperatures.— Ibid., 1959, 113, N 3, p. 1049—1051.

197. *Callaway J., von Baeyer H. C.* Effect of Point Imperfections on Lattice Thermal Conductivity.— Ibid., 1960, 120, N 4, p. 1149—1154.

198. *Chang K. C., Bever M. B.* Unpublished work.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc.: Pergamon, 1973, p. 40.

199. *Charbonnier P., Galy-Aché.* Memorial de l'Artillerie de la Marine. 28 (1900) 391.— Ibid., p. 24.

200. *Chin L. L. J., Grant N. J.* Release of energy in oxidized dispersionstrengthened copper.— Powder Met., 1967, N 10, p. 344—357.

201. *Clarebrough L. M., Hargreaves M. E., Head A. K., West G. W.* Energy stored during fatigue of copper.— J. Metals, 1955, 203, N 1, p. 99—116.

202. *Clarebrough L. M., Hargreaves M. E., Loretto M. H.* Electrical resistivity of dislocations in face-centered cubic metals.— Phil. Mag., 1962, 7, N 73, p. 115—120.

203. *Clarebrough L. M., Hargreaves M. E., Loretto M. H.* Order-disorder phenomena in α -brass.— Proc. Roy. Soc. London A, 1960, 257, N 1290, p. 363—385.

204. *Clarebrough L. M., Hargreaves M. E., Loretto M. H.* Stored energy and electrical resistivity in deformed metals.— Phil. Mag., 1961, N 66, p. 807—810.

205. *Clarebrough L. M., Hargreaves M. E., Loretto M. H.* The influence of grain size on the stored energy and mechanical properties of copper.— *Acta met.*, 1958, 6, N 12, p. 725—735.
206. *Clarebrough L. M., Hargreaves M. E., Loretto M. H., West G. W.* The influence of impurities on the annealing of nickel after cold work.— *Ibid.*, 1960, 8, N 11, p. 797—803.
207. *Clarebrough L. M., Hargreaves M. E., Michell D., West G. W.* The determination of energy stored in metal during plastic deformation.— *Proc. Roy. Soc. London A.*, 1952, 215, N 1123, p. 507—529.
208. *Clarebrough L. M., Hargreaves M. E., West G. W.* Density changes during the annealing of deformed nickel.— *Phill. Mag.*, 1956, 1, N 6, p. 528—536.
209. *Clarebrough L. M., Hargreaves M. F., West G. W.* The density of dislocation compressed copper.— *Acta met.*, 1957, 5, N 12, p. 738—740.
210. *Clarebrough L. M., Hargreaves M. E., West G. W.* The release of energy during annealing of deformed metals.— *Proc. Roy. Soc. London A*, 1955, 232, N 1189, p. 252—270.
211. *Cobalt* monograph.— Brussels: Brussell Centre Inform. Cobalt, 1960.— 515 p.
212. *Cohen J. B., Bever M. B.* The effects of cold work on the alloys Cu_3Au .— *Trans. Met. Soc. AIME*, 1960, 218, N 1, p. 155—165.
213. *Cotterill R. M. J., Doyama M.* Energy and Atomic Configuration of Complete and Dissociated Dislocation. I. Edge Dislocation in an f c Metal.— *Phys. Rev.*, 1966, 145, N 2, p. 465—478.
214. *Dillon O. W., Jr.* *Jnt. J. Solids Structures* 2 (1966) 181.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc.: Pergamon, 1973, p. 40.
215. *Dillon O. W., Jr.* Temperature generated in aluminium rods undergoing torsional oscillation.— *J. Appl. Phys.*, 1962, 33, N 11, p. 3100—3105.
216. *Eugene F.* Sur la variation de l'énergie interne des métaux de terminée par l'écrouissage.— *C. r. Acad. sci.* 1953, 236, N 12, p. 2071—2077.
217. *Erdmann J. C., Jahoda J. A.* In: Progress Review, Solid State Physics Laboratory. Boeing Scientific Research Laboratories (Feb. 1963) 121.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc.: Pergamon, 1973, p. 36.
218. *Farren W. S., Taylor G. I.* *Proc. Roy. Soc. A*, 1925, 107, № 422.— *Ibid.*, p. 24.
219. *Filatovs G., Schwanke A. E.* An amplifier controlled adiabatic calorimeter.— *Rew. Sci. Instrum.*, 1971, 4, N 4, p. 447—450.
220. *Fiore N. E., Bauer C. L.* Binding of solute atoms to dislocation.— In: Progress of Material Science. Oxford etc.: Pergamon, 1967, vol. 2, p. 13—20.
221. *France R. W.* *Trans. Faraday Soc.*, 1934, 30, 450.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc.: Pergamon, 1973, p. 24.
222. *Fullman R. L.* Interfacial free energy of coherent twin boundaries in copper.— *J. Appl. Phys.*, 1951, 22, N 4, p. 448—455.
223. *Gangulee A., Bever M. B.* Effect of cold work on silver-rich silver-magnesium solid solution alloys.— *Phill. Mag.*, 1969, 20, N 165, p. 519—530.
224. *Garber M., Scott P. W., Blatt F. I.* Thermal conductivity of Dilute Copper Alloys.— *Phys. Rev.*, 1963, 130, N 6, p. 2188—2192.
225. *Giraud R.*— *Rev. Metall.*, 1928, 25, p. 347.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc.: Pergamon, 1973, p. 24.

226. *Gjostein N. A., Rhines F. N.* Absolute interfacial energies of 001 tilt and twist grain boundaries in copper.— *Acta met.*, 1959, 7, N 5, p. 319—330.
227. *Gordon P.* In *Recovery and Recrystallization of Metals*, ed by L. Himmel, Interscience (1963) 121.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc. : Pergamon, 1973, p. 36.
228. *Gordon P.* Microcalorimetric investigation of recrystallization of copper.— *J. Metals*, 1955, 204, N 5, p. 1043—1052.
229. *Greenfield P., Bever M.* The effect of composition on the stored energy of cold work and the deformation behavior of gold-silver alloys.— *Acta met.*, 1957, 5, N 2, p. 125—132.
230. *Greenfield P., Bever M.* The evolution of the energy stored by a gold silver alloy cold-worked at 195 °C and at room temperature.— *Ibid.*, 1954, 2, N 4, p. 433—444.
231. *Halford G. R.* Stored energy of cold work changers induced by cyclic deformation, Ph. D. thesis, University of Illinois, Urbana (1966).— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc. : Pergamon, 1973, p. 42.
232. *Ham R. K.* Transient stored energy in copper and copper 3,2 at. % tin.— *Phil. Mag.*, 1967, 5, N 134, p. 257—259.
233. *Handbook of thermophysical properties of Solid materials* In 5 vol.— New York etc. : Macmillan, 1961.— Vol. 2, — 1270 p.
234. *Hargreaves M. E., Loretto M. H., Clarebrough L. M., Segall R. L.*— In N. P. L. Symp. No15, Teddington 1963, H. M. S. O. (1963), 209.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc. : Pergamon, 1973, p. 40.
235. *Hausoh G., Török E.* Elastic, Magnetoelastic and Thermal Properties of Some Ferromagnetic Metallic Glasses.— *Phys. status solidi*, 1978, 50, N 1, p. 159—164.
236. *Henderson J. W., Koehler J. S.* Low temperature release of stored energy in cold working copper.— *Phys. Rev.*, 1956, 104, N 6, p. 626—633.
237. *Holden J., Granato A. V.* Thermodynamic Properties of Solids Containing Defects.— *Phys. Rev.*, 1969, 182, N 3, p. 729—741.
238. *Hort H. Z.* *Ver. Dtsch. Ing.* 50, (1906) 1831.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc. : Pergamon, 1973, p. 24.
239. *Huntington H. B.* Elastic strains around an interstitial atom.— *Acta met.*, 1954, 2, N 5, p. 554—561.
240. *Huntington H. B., Dickey J. E., Tomson R.* Dislocation Energies in NaCl.— *Phys. Rev.*, 1955, 100, N 4, p. 1117—1128.
241. *Inman M. D., Tipler H. R.*— *Met. Rev.*, 1963, v. 8, 105.— Приводится по: Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций.— М. : Атомиздат, 1972, с. 563.
242. *Iyer A. S., Gordon P.* *Trans. Met. Soc. AIME*, 215, (1959) 729.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc. : Pergamon, 1973, p. 32.
243. *Kanzaki H. J.* *Phys. Soc. Japan*, 1951, 6, 90.— *Ibid.*, p. 26.
244. *Klemens P. G., White G. K., Taihs R. J.* Scattering of lattice waves by point defects.— *Phil. Mag.*, 1962, 7, N80 p. 1323—1335.
245. *Kornyushin Ju. V., Larikov L. N.* Principles of identification on the physical processes caused by variation of thermodynamic parameters in solids.— *J. Mater. Sci.*, 1978, 17, N 1, p. 1—20.
246. *Kovacs I.* In *Ber. Internal. Symposium Reinstoffe in Wissenschaft u. Technik*, Dresden, 1965, Teil 3: Real-struktur u. Eigenschaften von Reinstoffen (1967) 719.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L.,

Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc. : Pergamon, 1973, p. 42.

247. *Kraub F., Warneke H.* Die spezifische Wärme von Nickel zwischen 180 und 1160°.— Z. Metallk., 1955, 46, N 2, S. 61—69.

248. *Kritobok V. N.* Trans. Amer. Soc. Steel Treat, 1925, 8, 703.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc. : Pergamon 1973, p. 24.

249. *Kunin N. F., Senilov G. V.* Trud. Sib. Fiz. Tekn. Inst. 1936, 4, 132.— Ibid., p. 24.

250. *Larikov L. N., Ivanov M. A., Nikitin B. G.* The effect of impurities and crystal structure defects on copper heat conduction at low temperatures.— Phys. status solidi, 1973, 19, N 1, p. 135—145.

251. *Leach J. S., Loewen E. G., Bever M. B.* Energy relations in cold working in alloy at 78 K and at room temperature.— J. Appl. Phys., 1955, 26, N 3, p. 728—739.

252. *Lindenfeld P., Pennabaker W. B.* Lattice conductivity of copper alloys.— Phys. Rev., 1962, 127, N 6, p. 1881—1889.

253. *Loretto M. H., Hargreaves M. E., Clarebrough L. M.* The annealing stages in copper deformed at -196°C .— J. Austral. Inst. Metals, 1963, 8, N 2, p. 127—133.

254. *Loretto M. H., White A. J.* The influence of grain size of the energy stored in deformed copper.— Acta met., 1961, 9, N 5, p. 512—513.

255. *Lugacheider W., Wildhack H.* Speicherenergiemessungen an plastisch verformten Aluminium im Temperaturbereich zwischen 80 und 300 K.— Z. Metallk., 1968, 59, N 1, S. 124—126.

256. *Maier C. G., Anderson C. T. J.* Chem. Phys. 2 (1934) 513.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc. : Pergamon 1973, p. 24.

257. *Mclean M., Mykra H.* The temperature dependence of the surface energy anisotropy of platinum.— Surface Sci., 1966, 5, N 4 p. 466—481.

258. *Michell D., Haig F. D.* Investigation of the annealing of deformed nickel powder by X-ray and stored energy measurement.— Phil. Mag., 1957, 2, N 13, p. 15—32.

259. *Michell D., Lovegrove E.* Investigation of the annealing of nickel deformed by compression by X-ray and stored energy measurements.— Ibid., 1960, N 53, p. 499—518.

260. *Mima G., Tokizawva M.* Trans. Amer. Inst. Min. (Metall.) Engrs., 1953, 197, 1558.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc. : Pergamon, 1973, p. 32.

261. *Mitchell T. E.* Prog. Appl. Mat. Revs., 1964, v. 6, 117.— Приводится по: Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций.— М. : Атомиздат, 1972, с. 563.

262. *Nakada Y.* Orientation dependence of energy dissipation during plastic deformation of F. C. C. crystals.— Phil. Mag., 1965, 11, N 110, p. 251—261.

263. *Physics and application of invar alloys.*— Tokyo : Maruzey, 1978.— 646 p.

264. *Pieterls R. E.* Quantum theory of solids.— Oxford : Oxford Univ. press, 1955.— 420 p.

265. *Quinney H., Taylor G. I.*— Proc. Roy. Soc. A, 1937, 163, 157.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc. : Pergamon, 1973, p. 26.

266. *Riggs F. B. Jr.* Calorimetry of Deformed Copper, Doct. Phil., Harv. (1956).— Ibid., p. 28.

267. *Robinson P. R., Bever H. B.* The deformation of the intermetallic compound $TiBi_2$.— *Acta met.*, 1966, 14, N 6, p. 693—702.
268. *Roessler B., Bever M. B.* *Trans. Met. Soc. AIME*, 221 (1961) 1049.— Taken from: *Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L.* The stored energy of cold work.— *Oxford etc. : Pergamon press*, 1973, p. 34.
269. *Rosenhain W.* In *Dictionary of Applied Physics*, Macmillan., vol. 5 (1923) 398.— *Ibid.*, p. 24.
270. *Rosenhain W., Stott V. H.* *Proc. Roy. Soc. A140*, (1933) 9.— *Ibid.*, p. 24.
271. *Sato S.* *Sci. Rep. Tôhoku Univ.* 20 (1931) 140.— *Ibid.*, p. 24.
272. *Scattergood R. O., Bearmore P., Bever M. B.* The annealing kinetics of an explosively loaded gold—silver alloy.— *Trans. Met. Soc. AIME*, 1963, 227, N 6, p. 1468—1470.
273. *Schottky W. F., Bever M. B.* On the excess energy of electrolytically deposited silver.— *Acta met.*, 1959, 7, N 3, p. 199—202.
274. *Seeger A., Haasen P.* Density of Crystals containing Dislocations.— *Phil. Mag.*, 1958, 3, N 29, p. 470—475.
275. *Simmons R. O., Baluffi R. W.* Measurement of Equilibrium Concentrations of Vacancies in Copper. — *Phys. Rev.*, 1963, 129, N 4, p. 1533—1544.
276. *Sizmann R., Wenzl H.* Die kalorimetrische Bestimmung der gespeicherten Energie in kaltbearbeiteten Kupferdrähten.— *Z. Angew. Phys.*, 1959, 11, N 9, S. 362—365.
277. *Smith C. J.* *Proc. Roy. Soc. A125*, (1929) 619.— Taken from: *Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L.* The stored energy of cold work.— *Oxford etc. : Pergamon*, 1973, p. 24.
278. *Smith J. H., Bever M. B.* The stored energy, electrical resistivity and tensile properties of cold-worked gold.— *Trans. Met. Soc. AIME*, 1968, 242, N 5, p. 880—884.
279. *Stehle H., Seeger A.* Elektronentheoretische Untersuchungen über Fehlstellen in Metallen. 3. Der Einfluss von Versetzungen auf die Kristalldichte und verwandte Probleme.— *Z. Phys.*, 1956, 146, N 2, S. 217—241.
280. *Stroh A. N.* A theoretical calculation of the stored energy in a work-hardened material.— *Proc. Roy. Soc. London A*, 1953, 218, N 1134, p. 391—400.
281. *Stroh A. N.* The formation of cracks as a result of plastic flow.— *Ibid.*, 1954, 223, N 1154, p. 404—414.
282. *Suzuki F.* The release of energy associated with crystal restoration in cold-worked polycrystalline copper.— *Sci. Rep. Tohoku. Univ.*, 1949, N 2, p. 193—200.
283. *Suzuki T.* Magnetic Properties of the Primary Solid Solutions of Chromium.— *J. Phys. Soc. Jap.*, 1966, 21, N 3, p. 442—450.
284. *Sykes C.* Methods for investigating thermal changes occurring during transformations in solid solutions.— *Proc. Roy. Soc. London A*, 1935, 148, N 864, p. 422—446.
285. *Taoka T., Suzuki K., Yoshikawa A., Ocamoto M.* Changes in internal energy associated with recovery and recrystallization in iron-silicon alloys and pure iron.— *Acta met.*, 1965, 13, N 12, p. 1311—1319.
286. *Taylor G. J., Quinney H.* The latent energy remaining in the metal after cold working.— *Proc. Roy. Soc. London A*, 1934, 143, N 808, p. 307—314.
287. *Thermophysical properties of matter*: In 12 vol.— *New York Washington : Plenum*, 1970—1975.— Vol. 1. Thermal conductivity metallic elements and alloys. 1970. 1469 p.; Vol. 12. Thermal expansion metallic elements and alloys. 1975.— 1380 p.

288. *Titchener A. L., Bever M. B.* Trans. Met. Soc. AIME 215 (1959) 826.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc.: Pergamon, 1973, p. 30.
289. *Titchener A. L., Bever M. B.* The stored energy of cold work and its relation to work softening.— Acta met., 1960, 8, N 3, p. 338—342.
290. *Toupin R. A., Rivlin R. S.* Dimensional change in crystals caused by dislocations.— J. Math. Phys., 1960, 1, N 1, p. 8—15.
291. *Umino.* Science Report of the Tohoku University, 15, 597, 1926; 18, 19, 1929.— Приводится по: Лифшиц Б. Г. Физические свойства металлов и сплавов.— М.: Машгиз, 1959, с. 52.
292. *Van den Beukel A.* Release of stored energy during low temperature annealing of some cold-worked metals.— Acta met., 1963, 11, N 1, p. 97—105.
293. *Van den Beukel A.* Stored energy measurements on copper and nickel cold worked at liquid nitrogen temperature.— Physica, 1961, 27, N 6, p. 603—605.
294. *Varenuela C. G.* Stacking-fault energy and the interfacial energy of coherent twin boundaries in copper and brass.— Trans. Met. Soc. AIME, 1965, 233, N 10, p. 1911—1915.
295. *Waldman J., Bever M. B.* Unpublished work.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc.: Pergamon, 1973, p. 42.
296. *Wang T. P., Brown N.* The energy stored in ingot iron deformed by torsion.— Trans. ASM, 1958, 50, p. 541—561.
297. *Welber B.* Measurement of the internal energy in copper introduced by cold-work.— J. Appl. Phys., 1952, 23, N 9, p. 876—884.
298. *Wensl H. Z.* Messungen der gespeicherten Energie in Plastisch verformten Kupfer.— Z. Angew. Phys., 1963, 15, N 3, S. 286—291.
299. *Wever F., Krisement O., Schadler H.* Forschungsberichte des Wirtschafts und Verkehrsministerium Nordbein. — Westfalen, 1955, 5, N 423, S. 315—327.
300. *Wever F., Naeser G.* Kalorimetrische Untersuchungen der Anlasvorgänge in gehärteten Kohlenstoffstählen.— Mitt. K.-W. Inst. für Eisenforsch., 1933, 15, N 1, S. 37—47.
301. *White G. K.* Thermal conductivity of copper at low temperature.— Austral. J. Phys., 1953, 6, N 2, p. 397—408.
302. *White G. K., Woods S. B.* Lattice thermal conductivity of dilute copper alloys.— Phil. Mag., 1954, 45, N 370, p. 1343—1357.
303. *White J. L.* In Recovery and Recrystallization of Metals, ed. by L. Himmel, Interscience, 1963, 122.— Taken from: Bever M. B., Holt D. L., Titchener A. L. The stored energy of cold work.— Oxford etc.: Pergamon, 1973, p. 34.
304. *White J. L., Koyama K.* Application of differential thermal calorimetry to measurements of stored-energy release in metals.— Rev. Sci. Instrum., 1963, 34, N 10, p. 1104—1110.
305. *Wilkins M.* The mean square stress ($\langle \sigma^2 \rangle$) for restrictedly random distributions of dislocation in a cylindrical body.— Acta met., 1959, 17, N 9, p. 1155—1159.
306. *Williams R. O.* A Deformation Calorimeter.— Rev. Sci. Instrum., 1960, 31, N 12, p. 1336—1341.
307. *Williams R. O.* Stored energy and release kinetics in lead, aluminium, silver, nickel, iron and zirconium after deformation.— Trans. Met. Soc. AIME, 1962, 224, N 4, p. 719—726.
308. *Williams R. O.* The changes in internal energy a copper aluminium alloy and copper-Zinc alloy from deformation and recovery near 25 °C.— Ibid., 1963, 227, N 6, p. 1290—1301.

309. *Williams R. O.* The stored energy in deformed copper: the effect of grain size and silver content.— *Acta met.*, 1961, 9, N 10, p. 949—957.

310. *Wolfenden A.* The energy stored in a gold-silver alloy.— *Scripta met.*, 1969, 3, N 7, p. 429—434.

311. *Wolfenden A.* The energy stored in copper single crystals.— *Acta met.*, 1967, 15, N 6, p. 971—978.

312. *Wolfenden A.* The energy relations in the room-temperature deformation of aluminium single crystals.— *Scripta met.*, 1969, 3, N 5, p. 709—714.

313. *Wolfenden A.* The energy stored in polycrystalline copper deformed at room temperature.— *Acta met.*, 1971, 19, N 12, p. 1373—1377.

314. *Wolfenden A.* The energy stored in polycrystalline Cu_3Au effects of long-range order.— *Scripta met.*, 1971, 19, N 3, p. 371—375.

315. *Wolfenden A.* The energy stored in silver single crystals.— *Acta met.*, 1969, 17, N 5, p. 585—593.

316. *Wolfenden A., Appleton A. S.* The energy stored during the low-temperature deformation of copper and aluminium single crystals.— *Ibid.*, 1968, 16, N 7, p. 915—925.

317. *Zener C.* Theory of lattice expansion introduced by cold-work.— *Trans. met. Soc. AIME*, 1942, 147, N 2, p. 361—368.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Активный**
плотность 216
тепловое расширение 262
энтальпия 140
- Алюминий**
плотность 213, 387
тепловое расширение 248
теплоемкость 165
теплопроводность 327
изменение внутренней энергии 382
энтальпия 134
- Алюминия сплавы**
плотность 213
тепловое расширение 249
теплоемкость 166
теплопроводность 328
изменение внутренней энергии 383
- Америций**
плотность 219
тепловое расширение 265
энтальпия 142, 150
- Аморфное состояние** 19
- Ангармоничности коэффициент** 24
- Аустенит**
остаточный 291, 294
плотность 227
энтальпия 148
- Барий**
плотность 213
тепловое расширение 246
теплоемкость 164
энтальпия 133
- Бериллий**
плотность 212
тепловое расширение 242
теплоемкость 159
теплопроводность 321
энтальпия 131
- Бериллия сплавы**
тепловое расширение 243
- теплоемкость 159
теплопроводность 321
- Био критерий** 30, 124
- Бюргерса вектор** 38
- Ванадий**
плотность 222, 388
тепловое расширение 271
теплоемкость 185
теплопроводность 353
энтальпия 144
- Ванадия сплавы**
тепловое расширение 272
теплопроводность 353
- Взвешивание гидростатическое** 111
- Видемана — Франца — Лоренца закон** 31
- Висмут**
плотность 223
тепловое расширение 275
теплоемкость 186
теплопроводность 354
энтальпия 146
- Висмута сплавы**
тепловое расширение 276
теплоемкость 187
теплопроводность 354
- Внутренняя энергия**, 11
- Вольфрам**
плотность 225
тепловое расширение 281
теплоемкость 188
теплопроводность 357
энтальпия 147
- Вольфрама сплавы**
плотность 225
тепловое расширение 281
- Гадолиний**
плотность 215
тепловое расширение 258
теплоемкость 171
теплопроводность 337

- энтальпия 138
- Галлий
 - плотность 213
 - тепловое расширение 254
 - теплоемкость 168
 - теплопроводность 333
 - энтальпия 135
- Гафний
 - плотность 222
 - тепловое расширение 269
 - теплоемкость 184
 - теплопроводность 350
 - энтальпия 143
- Гафния сплав
 - тепловое расширение 269
- Гесса закон 12
- Гольмий
 - плотность 216
 - тепловое расширение 260
 - теплоемкость 172
 - теплопроводность 337
 - энтальпия 139
- Границы двойников 43
- Границы зерен 42
- Грюнайзена параметр 26
- Давление 10
- Дебая температура 22
- Деформационное старение сталей 392
- Дилатометр Андерса 116
 - высокотемпературный 119
 - индикаторный 119
 - интерференционный 115
 - кварцевый 117
 - кварцевый дифференциальный 119
 - компараторный 119
 - контактный 119
 - оптического рычага 116
 - проволочный дифференциальный 120
 - Стрелкова 117, 120
- Дилатометрические методы регистрации 118
- Демпфирования принцип 17
- Дислокации 38
- Диспрозий
 - плотность 216
 - тепловое расширение 259
 - теплоемкость 172
 - теплопроводность 337
 - энтальпия 139
- Диспрозия сплав
 - тепловое расширение 260
- Дифференциальное уравнение теплопроводности 28
- Дюлонга-Пти правило 21
- Европий
 - плотность 215
 - тепловое расширение 258
 - теплоемкость 171
 - теплопроводность 337
 - энтальпия 138
- Железо
 - плотность 226, 389
 - тепловое расширение 286
 - теплоемкость 190
 - теплопроводность 358
 - изменение внутренней энергии 384
 - энтальпия 148
- Железа сплавы
 - плотность 226
 - плотности изменение 389
 - тепловое расширение 286
 - теплоемкость 192
 - теплопроводность 359
 - изменение внутренней энергии 385
 - энтальпия 150
- Золото
 - плотность 211, 387
 - тепловое расширение 240
 - теплоемкость 159
 - теплопроводность 320
 - изменение внутренней энергии 380
 - энтальпия 130
- Золота сплавы
 - плотность 211
 - тепловое расширение 241
 - теплоемкость 159
 - теплопроводность 320
 - изменение внутренней энергии 380
- Изобарно-изотермный потенциал (свободная энергия Гиббса) 12
- Изохорно-изотермный потенциал (свободная энергия Гельмгольца) 12
- Иридий
 - плотность 232
 - тепловое расширение 304
 - теплоемкость 207
 - теплопроводность 371
 - энтальпия 152
- Индий
 - плотность 213
 - тепловое расширение 254
 - теплоемкость 334

- энтальпия 135
- Индия сплавы
 - тепловое расширение 255
- Иттербий
 - плотность 216
 - тепловое расширение 261
 - теплоемкость 172
 - теплопроводность 338
 - энтальпия 140
- Иттрий
 - плотность 214
 - тепловое расширение 256
 - теплоемкость 169
 - теплопроводность 335
 - энтальпия 135
- Кадмий
 - плотность 213
 - тепловое расширение 247
 - теплоемкость 164
 - теплопроводность 326
 - изменение внутренней энергии 381
 - энтальпия 134
- Кадмия сплавы
 - изменение внутренней энергии 381
- Калий
 - плотность 209
 - тепловое расширение 233
 - теплоемкость 154
 - теплопроводность 308
 - энтальпия 129
- Калия сплавы
 - теплоемкость 154
- Калориметр
 - акалориметр 125
 - КДС-1300 104
 - бикалориметр 125
 - Борелиуса 91
 - Вефера 93
 - Елинхауса 81
 - изотермический 91
 - КТ-2 85
 - лямбда-калориметр 125
 - Люстерника 81
 - Сайкса 79
 - сканирующий 93
 - Шимадзу 81
- Кальций
 - плотность 212
 - тепловое расширение 245
 - теплоемкость 163
 - теплопроводность 325
 - энтальпия 132
- Квазиупругой связи коэффициент 25
- Кварц
 - коэффициент теплового расширения 117
- Клазиуса — Клайперона уравнение 33
- Кобальт
 - плотность 227
 - тепловое расширение 295
 - теплоемкость 201
 - теплопроводность 365
 - энтальпия 151
 - рации 118
- Кобальта сплавы
 - плотность 227
 - тепловое расширение 296
 - теплоемкость 201
 - теплопроводность 366
- Компоненты термодинамической системы 9
- Кюри
 - плотность 219
- Лантан
 - плотность 214
 - тепловое расширение 256
 - теплоемкость 169
 - теплопроводность 335
 - энтальпия 136
- Леннарда — Джонса потенциал 23
- Литий
 - плотность 209
 - тепловое расширение 232
 - теплоемкость 153
 - теплопроводность 307
 - энтальпия 128
- Локального потенциала метод 18
- Лютеций
 - плотность 216
 - тепловое расширение 262
 - теплоемкость 172
 - теплопроводность 339
 - энтальпия 140
- Магний
 - плотность 212
 - тепловое расширение 243
 - теплоемкость 160
 - теплопроводность 322
 - энтальпия 131
- Магния сплавы
 - плотность 212
 - тепловое расширение 244
 - теплоемкость 160
 - теплопроводность 322
- Марганец
 - плотность 225
 - тепловое расширение 282

- теплоемкость 189
 теплопроводность 357
 энтальпия 147
- Марганца сплавы**
 тепловое расширение 283
 теплоемкость 189
- Мартезит**
 изменение внутренней энергии при превращении 393
 плотность 227
- Медь**
 плотность 210, 387
 тепловое расширение 234
 теплоемкость 154
 теплопроводность 309
 изменение внутренней энергии 373
 энтальпия 130
- Меди сплавы**
 плотность 210, 386
 тепловое расширение 234
 теплоемкость 155
 теплопроводность 310
 изменение внутренней энергии 376
- Молибден**
 плотность 224, 389
 тепловое расширение 279
 теплоемкость 188
 теплопроводность 356
 изменение внутренней энергии 384
 энтальпия 146
- Молибдена сплавы**
 плотность 224
 тепловое расширение 279
 теплопроводность 357
- Натрий**
 плотность 209
 тепловое расширение 233
 теплоемкость 153
 теплопроводность 307
 энтальпия 129
- Натрия сплавы**
 теплоемкость 154
- Неодим**
 плотность 215
 тепловое расширение 257
 теплоемкость 170
 теплопроводность 336
 энтальпия 137
- Нептуний**
 плотность 218
 тепловое расширение 265
 теплопроводность 343
 энтальпия 142
- Никель**
 плотность 230, 391
 тепловое расширение 298
 теплоемкость 202
 теплопроводность 367
 изменение внутренней энергии 386
 энтальпия 151
- Никеля сплавы**
 плотность 230
 тепловое расширение 297
 теплоемкость 203
 теплопроводность 367
 изменение внутренней энергии 387
- Ниобий**
 плотность 222
 тепловое расширение 272
 теплоемкость 186
 теплопроводность 353
 энтальпия 145
- Ниобия сплавы**
 плотность 223
 тепловое расширение 273
- Объем удельный 11**
- Олово**
 плотность 222
 тепловое расширение 269
 теплоемкость 184
 теплопроводность 351
 изменение внутренней энергии 384
 энтальпия 144
- Олова сплавы**
 тепловое расширение 270
 теплоемкость 184
 теплопроводность 351
- Онзагера соотношения 16**
- Осмий**
 плотность 232
 тепловое расширение 304
 теплоемкость 207
 теплопроводность 370
 энтальпия 152
- Отпуск закаленных сталей легированных 393, 396 углеродистых 391, 395**
- Отпуск сталей после термомеханической обработки легированных 394, 397 углеродистых 392, 396**
- Палладий**
 плотность 232
 тепловое расширение 303
 теплоемкость 207

- теплопроводность 370
энтальпия 152
- Палладия сплавы**
тепловое расширение 304
теплопроводность 371
- Параметры состояния системы 10**
- Пикнометрические методы 111, 114**
- Платина**
плотность 232
тепловое расширение 305
теплоемкость 208
теплопроводность 372
энтальпия 152
- Платины сплавы**
тепловое расширение 305
теплопроводность 372
- Плотность 10**
- Плутоний**
плотность 218
тепловое расширение 265
теплоемкость 175
теплопроводность 343
энтальпия 142
- Плутония сплавы**
плотность 219
тепловое расширение 265
- Полоний**
плотность 225
тепловое расширение 283
энтальпия 147
- Поры 44**
- Празеодим**
плотность 215
тепловое расширение 257
теплоемкость 170
теплопроводность 336
энтальпия 137
- Прометий**
плотность 215
тепловое расширение 258
теплопроводность 336
энтальпия 137
- Протактиний**
плотность 217
тепловое расширение 263
энтальпия 141
- Работа 9, 12**
- Радий**
плотность 213
тепловое расширение 246
энтальпия 133
- Рений**
плотность 226
тепловое расширение 285
теплоемкость 189
теплопроводность 358
- энтальпия 148
- Рентгенографический анализ 113, 121**
- Родий**
плотность 232
тепловое расширение 302
теплоемкость 206
теплопроводность 370
энтальпия 152
- Родия сплав**
тепловое расширение 303
- Ртуть**
плотность 213
тепловое расширение 248
теплоемкость 165
теплопроводность 327
энтальпия 134
- Рубидий**
плотность 209
тепловое расширение 233
теплоемкость 154
теплопроводность 308
энтальпия 129
- Рутений**
плотность 232
тепловое расширение 302
теплоемкость 206
теплопроводность 370
энтальпия 152
- Самарий**
плотность 215
тепловое расширение 258
теплоемкость 171
теплопроводность 336
энтальпия 138
- Свинец**
плотность 222
тепловое расширение 270
теплоемкость 185
теплопроводность 352
изменение внутренней энергии 384
энтальпия 144
- Свинца сплавы**
плотность 222
тепловое расширение 271
теплоемкость 185
теплопроводность 352
изменение внутренней энергии 384
- Серебро**
плотность 211, 387
тепловое расширение 238
теплоемкость 158
теплопроводность 318

- изменение внутренней энергии 379
- энтальпия 130
- Серебра сплавы
 - плотность 211
 - тепловое расширение 238
 - теплоемкость 158
 - теплопроводность 318
 - изменение внутренней энергии 379
- Сжимаемость изотермическая 14
- Скандий
 - плотность 214
 - тепловое расширение 255
 - теплоемкость 169
 - теплопроводность 334
 - энтальпия 135
- Соотношения термодинамики 13
- Стронций
 - плотность 212
 - тепловое расширение 246
 - теплоемкость 163
 - энтальпия 132
- Сурьма
 - плотность 223
 - тепловое расширение 275
 - теплоемкость 186
 - теплопроводность 354
 - энтальпия 145
- Таллий
 - плотность 214
 - тепловое расширение 255
 - теплоемкость 168
 - теплопроводность 334
 - энтальпия 135
- Тантал
 - плотность 223
 - тепловое расширение 274
 - теплоемкость 186
 - теплопроводность 354
 - энтальпия 145
- Тантала сплавы
 - тепловое расширение 275
- Тербий
 - плотность 216
 - тепловое расширение 259
 - теплоемкость 171
 - энтальпия 139
- Термодинамики законы 12
- Температура 10
- Температурное поле 28
- Температуропроводность 29
- Тепловое расширение
 - анизотропия 24
 - взаимосвязь с другими свойствами 26
- коэффициенты 27
- магнитный вклад 26
- решетчатый вклад 26
- тензор 27
- феноменологическая теория 25
- электронный вклад 26
- элементарная теория 23
- Теплоемкость
 - ангармонизма вклад 20
 - Дебая интерполяционная формула 22
 - закон 21
 - магнитный вклад 20
 - при высоких температурах 21
 - при низких температурах 19
 - при постоянном давлении 14
 - при постоянном объеме 14
 - электронная 20
- Теплопроводность
 - диэлектриков 31
 - коэффициент 28
 - металлов 31
 - нестационарные методы определения 122
 - стационарные методы определения 123
- Термодинамическая система 9
- Термодинамический процесс 11
- Термодинамическое равновесие 9
- Технеций
 - плотность 226
 - тепловое расширение 285
 - теплопроводность 357
 - энтальпия 148
- Титан
 - плотность 219
 - плотности изменение 388
 - тепловое расширение 265
 - теплоемкость 175
 - теплопроводность 343
 - изменение внутренней энергии 383
 - энтальпия 142
- Титана сплавы
 - плотность 219, 388
 - тепловое расширение 265
 - теплоемкость 176
 - теплопроводность 344
 - изменение внутренней энергии 383
- Торий
 - плотность 216
 - тепловое расширение 262
 - теплоемкость 173
 - теплопроводность 339
 - энтальпия 140
- Тория сплавы

- теплопроводность 339
- Точечные дефекты 35
 - вакансии 36
 - взаимодействие 38
 - междоузельные атомы 38
 - перемещения энергии 36
 - образования энергии 36
 - отжиг 49
- Трещины 43
- Тулий
 - плотность 216
 - тепловое расширение 261
 - теплоемкость 172
 - теплопроводность 338
 - энтальпия 140
- Универсальный критерий эволюции 18
- Уран
 - плотность 217
 - тепловое расширение 254
 - теплоемкость 173
 - теплопроводность 340
 - энтальпия 141
- Урана сплавы
 - плотность 217
 - тепловое расширение 263
 - теплоемкость 173
 - теплопроводность 340
- Фаза 9
- Фазовые переходы
 - второго рода 33
 - первого рода 33
- Франций
 - плотность 210
 - тепловое расширение 234
 - теплоемкость 154
- Фурье закон теплопроводности 28
- Химический потенциал 15
- Хром
 - плотность 223
 - тепловое расширение 276
 - теплоемкость 187
 - теплопроводность 356
 - энтальпия 146
- Хрома сплавы
 - плотность 224
 - тепловое расширение 277
 - теплоемкость 187
 - теплопроводность 356
- Цезий
 - плотность 209
 - тепловое расширение 233
 - теплоемкость 154
 - теплопроводность 308
 - энтальпия 129
- Церий
 - плотность 214
 - тепловое расширение 257
 - теплоемкость 170
 - теплопроводность 335
 - энтальпия 136
- Цинк
 - плотность 213
 - тепловое расширение 247
 - теплоемкость 164
 - теплопроводность 325
 - изменение внутренней энергии 381
 - энтальпия 133
- Цинка сплавы
 - тепловое расширение 247
 - теплопроводность 326
- Цирконий
 - плотность 221, 388
 - тепловое расширение 268
 - теплоемкость 183
 - теплопроводность 348
 - изменение внутренней энергии 383
 - энтальпия 143
- Циркония сплавы
 - плотность 221
 - тепловое расширение 268
 - теплоемкость 183
 - теплопроводность 349
- Энергия 9
- Энтальпия 12
- Энтропия 11
 - «кривизна» 17
 - производство 17
- Эрбий
 - плотность 216
 - тепловое расширение 260
 - теплоемкость 172
 - теплопроводность 338
 - энтальпия 139

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

СПРАВОЧНИК

ЛЕОНИД НИКАНДРОВИЧ ЛАРИКОВ
ЮРИЙ ФИЛИППОВИЧ ЮРЧЕНКО

ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА
МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Печатается по постановлению ученого совета
Института металлофизики АН УССР
и решению редакционной коллегии справочной
литературы АН УССР

Редакторы *А. Я. Бельдий, Н. М. Гладких*
Оформление художника *Ю. В. Бойченко*
Художественный редактор *А. В. Косяк*
Технический редактор *И. А. Ратнер*
Корректоры *Л. Н. Росич, Л. М. Тищенко,*
Е. А. Дубарь, Р. С. Коган

Информ. бланк № 6671.

Сдано в набор 20.08.84. Подп. в печ. 26.03.85.
БФ 01555. Формат 84×108/32. Бум. тип. №2.
Лит. гарн. Выс. печ. Усл. печ. л. 23,1. Усл. кр.
отг. 23,1. Уч.-изд. л. 23,04. Тираж 4000 экз.
Заказ 5-250. Цена 1 р. 70 к.

Издательство «Наукова думка».
252601, Киев-4, ул. Репина, 3.

Книжная фабрика «Коммунист», 310012,
Харьков-12, Энгельса, 11.

НОВИНКИ ИЗДАТЕЛЬСТВА «НАУКОВА ДУМКА»

Дубровский И. М., Егоров Б. В., Рябошапка К. П.: Справочник по физике.— 1986.—40 л.—2 р. 30 к.

Даны определения основных физических понятий и явлений, приведены физические законы и принципы, а также результаты важнейших физических экспериментов. Кроме полного объема материала, изучаемого в курсе физики средней школы, указаны сведения по основным разделам, входящим в вузовскую программу по общей физике.

Для научных работников, инженеров, преподавателей и студентов высших и средних специальных учебных заведений, а также всех желающих пополнить свои знания по физике.

Панасюк А. Д., Фоменко В. С., Глебова Г. Г. Стойкость неметаллических материалов в расплавах : Справочник.— 1986.—25 л.—1 р. 70 к.

Впервые собраны и систематизированы данные об адгезионных (краевые углы и энергетические параметры смачивания), поверхностных свойствах и химической активности тугоплавких соединений (карбидов, боридов, нитридов, силицидов и оксидов), а также материалов на их основе в расплавах. Большое внимание уделено новым высокотемпературным материалам, используемым в качестве огнеупорных. Для научных и инженерно-технических работников различных отраслей промышленности.

Радиоспектроскопические свойства неорганических материалов: Справочник/*М. В. Власова, Н. Г. Каказей, А. М. Калининченко, А. С. Литовченко.—1986.—32 л.—2 р.*

Приведены сведения о параметрах спектров ЭПР большинства парамагнитных центров, локализованных в простых и двойных соединениях, а также о параметрах спектров ЯМР и ЯКР в простых веществах и сложных соединениях (800 материалов).

Для научных работников и инженеров, работающих в области физики твердого тела, химической технологии неорганических материалов, металловедения.