

2 Metallische Werkstoffe

Mehr als drei Viertel aller Elemente liegen bei Raumtemperatur im metallischen Zustand vor. Metalle und metallische Legierungen zeichnen sich durch eine Reihe von günstigen Eigenschaften aus, die die unerschöpfliche Vielfalt von Anwendungen als Widerstand, Leiter und Supraleiter und als Konstruktionswerkstoff ausmachen. Hervorzuheben ist vor allem die hohe Konzentration beweglicher Elektronen, mit der die hohe elektrische Leitfähigkeit, die hohe Wärmeleitfähigkeit, der metallische Glanz und die plastische Verformbarkeit verbunden sind. Allgemein kann Folgendes zum Verhalten von Metallen festgehalten werden: Metalle besitzen spezifische Widerstände zwischen $10^{-6} \Omega\text{cm}$ und $10^{-4} \Omega\text{cm}$, der Widerstand nimmt mit der Temperatur zu; es gilt das Ohmsche Gesetz, d. h. der Strom wächst linear mit der Spannung, bei tiefen Temperaturen besitzen Metalle nach der Matthiessenschen Regel einen endlichen Restwiderstand; nahe dem absoluten Nullpunkt werden viele Metalle und Legierungen supraleitend.

Im vorliegenden Kapitel werden diese Eigenschaften sowie wichtige Anwendungen detailliert besprochen, Kapitel 2.4 bringt einen knappen Überblick über das Phänomen der Supraleitung in Metallen und Metalloxiden.

2.1 Elektrische Eigenschaften

2.1.1 Feldgleichungen

Nach Kap. 1.4.4 sind Metalle dadurch gekennzeichnet, dass das Leitungsband bis zu einem bestimmten Energiewert (Fermienergie W_F) mit Elektronen angefüllt ist bzw. sich ein volles und ein leeres Band energetisch überlappen. Die Energie der Leitungselektronen beträgt ohne äußere Einwirkung beispielsweise bei Kupfer 7,05 eV, dieser Energie entspricht eine Geschwindigkeit $v_F = 1,6 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$ (Fermi-Geschwindigkeit). Diese Bewegung tritt jedoch nach außen nicht in Erscheinung, da zu jeder Bewegung in positiver Richtung eine gleichartige Bewegung in negativer Richtung gehört. Dieser ist die ebenfalls ungeordnete thermische Bewegung mit einer mittleren Energie $W_{th} = 0,025 \text{ eV}$ bei Raumtemperatur ($T = 300 \text{ K}$) überlagert; die hierzu gehörige thermische Geschwindigkeit beträgt $v_{th} \approx 10^7 \text{ cm/s}$. Da in beiden Fällen keine Bewegungsrichtung bevorzugt wird, ist der Anteil an der Stromdichte im zeitlichen Mittel gleich null.

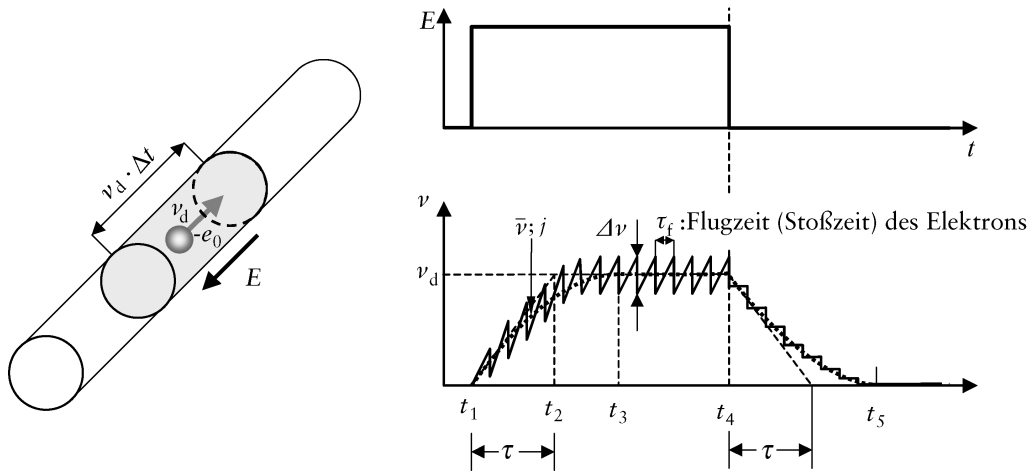


Bild 2.1 Elektronengeschwindigkeit unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes

Die für den elektrischen Strom allein maßgebende Driftbewegung in Richtung des elektrischen Feldes lässt sich anhand eines vereinfachten Modells (Drude) wie folgt beschreiben: Für die Beschleunigung der Leitungselektronen im Festkörper bei angelegtem el. Feld E ist die Newtonsche Bewegungsgleichung

$$m_n \cdot \frac{dv}{dt} = -e_0 \cdot E \quad (2.1)$$

anzusetzen, der Einfluss der Atomrümpfe wird hier durch Einführung einer effektiven Masse m_n anstelle der Masse m_e des freien Elektrons berücksichtigt. Ein weiterer Unterschied zur Bewegung im Vakuum besteht darin, dass für die Beschleunigung der Elektronen im Festkörper nur eine begrenzte Flugzeit τ_f zwischen zwei Stößen zur Verfügung steht; die in dieser Zeitspanne erreichte Geschwindigkeitserhöhung ist:

$$\Delta v = \frac{e_0}{m_n} \cdot E \cdot \int_{t_0}^{t_0 + \tau_f} dt = \frac{e_0}{m_n} \cdot E \cdot \tau_f \quad (2.2)$$

Die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Gitter kann – in Analogie zur Bewegung eines Körpers mit Reibungsverlusten – durch den Ansatz

$$\frac{dv}{dt} + \frac{v}{\tau} = \frac{e_0}{m_n} \cdot E \quad (2.3)$$

beschrieben werden. Für die mittlere Geschwindigkeit ergibt sich daraus

$$v = v_d (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (2.4)$$

wobei die mittlere Endgeschwindigkeit (Driftgeschwindigkeit)

$$\bar{v} = v_d = \frac{\tau}{\tau_f} \cdot \Delta v = \tau \cdot \frac{-e_0}{m_n} \cdot E = -\mu_n E \quad (2.5)$$

proportional zur elektrischen Feldstärke ist; die Proportionalitätskonstante μ_n wird Beweglichkeit genannt. Die in Metallen erreichbare Driftgeschwindigkeit v_d ist sehr klein im Vergleich zur Fermigeschwindigkeit v_F bzw. thermischen Geschwindigkeit v_{th} . Beispiel: Bei einer Stromdichte von 10^3 A/cm^2 beträgt die Driftgeschwindigkeit in Kupfer ca. $0,5 \text{ mm/s}$; sie wird ungefähr $5 \cdot 10^{-14} \text{ s}$ nach Anlegen des elektrischen Feldes erreicht. Bei Halbleitern kann dagegen die thermische Geschwindigkeit übertroffen werden („heiße Elektronen“).

Aus der Elektronenkonzentration n und der Driftgeschwindigkeit bzw. der Beweglichkeit der Elektronen ergibt sich die Stromdichte

$$j = -e_0 n v_d = e_0 n \mu_n E \quad (2.6)$$

Durch Vergleich mit dem Ohmschen Gesetz in differentieller Form ($j = \sigma E$) folgt für die Leitfähigkeit

$$\sigma = e_0 n \mu_n \quad (2.7)$$

Allgemein lässt sich die Leitfähigkeit eines Werkstoffes mit verschiedenen beweglichen Ladungsträgern i der Konzentration n_i , Beweglichkeit μ_i und Ladungszahl pro beweglichem Ladungsträger z_i wie folgt angeben:

$$\sigma_{\text{gesamt}} = \sum_i \sigma_i = e_0 \sum_i |z_i| \cdot n_i \cdot \mu_i \quad (2.8)$$

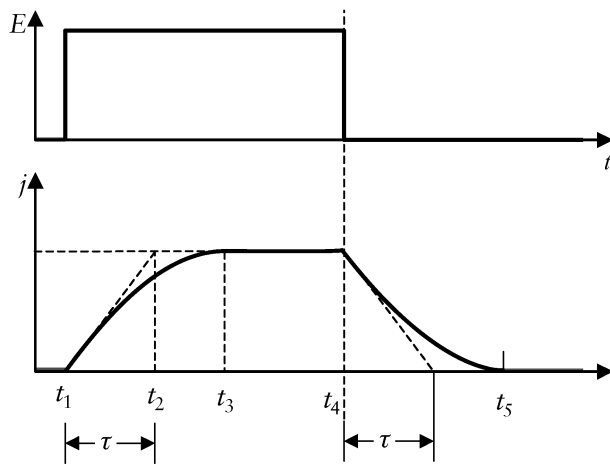


Bild 2.2 Zeitlicher Verlauf der Stromdichte bei $E > 0$ (t_1 bis t_4)

In Bild 2.2 ist der zeitliche Verlauf der Stromdichte für den Fall, dass über den Zeitraum $t_1 < t < t_4$ die elektrische Feldstärke $E > 0$ anliegt, dargestellt. Mit der Relaxationszeit τ ($\tau_{\text{Elektronen}} \approx 10^{-14} \text{ s}$) ergibt sich für den Anstiegs- bzw. Abklingvorgang der Stromdichte:

$$j(t) = \sigma \cdot E \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_1}{\tau}} \right) \quad (2.9)$$

$$j(t) = \sigma \cdot E \cdot e^{-\frac{t-t_4}{\tau}} \quad (2.10)$$

Metall	spezifischer Widerstand $\rho / 10^{-6} \Omega \text{cm}$	Beweglichkeit $\mu_{n(p)} / \text{cm}^2(\text{Vs})^{-1}$ (+)=Löcherleitung	Stoßzeit $\tau_f / 10^{-14} \text{s}$	Lorenz-Zahl $L / 10^{-8} \text{V}^2 \text{K}^{-2}$
Ag	1,62	66	3,7	2,31
Cu	1,68	44	2,5	2,28
Au	2,22	48	2,7	2,38
Al	2,73	13	0,7	2,22
Na	4,21	50	2,8	2,23
W	5,53	9,2	0,5	2,39
Zn	5,92	7,8 (+)	0,4	2,37
Cd	6,81	8,7 (+)	0,5	2,54
Fe	9,71	3,8	0,2	2,39
Pt	9,79	8,9	0,3	2,57
Sn	12,2	3,5	0,4	2,62
Pb	20,8	2,0 (+)	0,3	2,49

Tabelle 2.1 Eigenschaften von Metallen bei Raumtemperatur [Arlt1989]

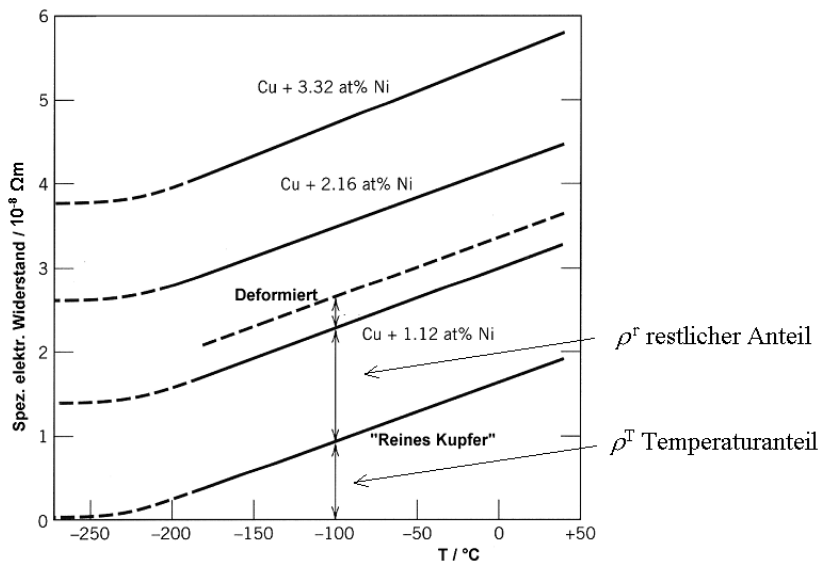


Bild 2.3 Elektrischer Widerstand als Funktion der Temperatur für „reines“ Kupfer und bei Cu-Ni-Legierungen, eine davon zusätzlich mechanisch verformt [Callister2000]

Beispiele für spezifische Widerstände, Beweglichkeiten und Stoßzeiten in einigen Metallen sind in Tabelle 2.1 gegeben. Die Bedeutung der Lorenz-Zahl wird weiter unten in diesem Abschnitt erklärt.

Eine Wechselwirkung mit dem Gitter in Analogie zur Bewegung eines Körpers mit Reibungsverlusten findet nur statt, wenn die Periodizität des Gitters gestört ist. Die Nichtperiodizität kann hervorgerufen werden durch

- thermische Gitterschwingungen (für $T \neq 0$); dieser Effekt führt zu einem temperaturabhängigen Anteil des spezifischen Widerstandes $\rho^T(T)$,
- Gitterfehlstellen (Fremdatome, Kristallbaufehler, Versetzungen, Korngrenzen, Sekundärphasen); in diesem Fall ist die Streuung von der Konzentration der Fehlstellen N_F , jedoch kaum von der Temperatur abhängig; dieser Effekt führt zu einem Restwiderstand $\rho^r(N_F)$.

Insgesamt enthält also der spezifische Widerstand von Metallen einen temperaturabhängigen und einen temperaturunabhängigen Anteil (Matthiessensche Regel):

$$\rho = \rho^T(T) + \rho^r(N_F) \quad (2.11)$$

Bei tiefen Temperaturen verschwindet der von den Gitterschwingungen rührende Anteil des spezifischen Widerstandes mit einer Potenzfunktion. Es verbleibt der von der Konzentration der Gitterfehlstellen abhängige Anteil. Der Restwiderstand bei tiefen Temperaturen (z. B. 4 K) kann somit als Maß für die Reinheit von normalleitenden Metallen herangezogen werden.

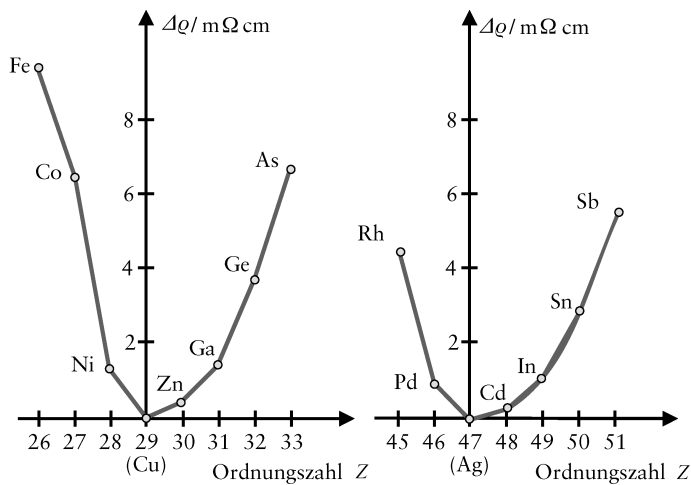


Bild 2.4

Widerstandserhöhung durch den Einbau von Fremdatomen, links Kupfer (Cu), rechts Silber (Ag). Konzentration: 1 % Fremdatome im Wirtsgitter

Für die Widerstandserhöhung gilt im Allgemeinen folgende Regel: Die Widerstandserhöhung fällt um so höher aus, je größer die Differenz der Ordnungszahlen der Fremdatome und der Wirtsgitteratome ist.

Als Beispiel für diese Regel sei die Reihe Fe ($Z = 26$) bis As ($Z = 33$) betrachtet; als Wirtsgitter sei Kupfer ($Z = 29$) vorgegeben. Wie aus Bild 2.4 links hervorgeht, bewirkt eine Verunreinigung von Kupfer mit Zink ($Z = 30$) nur eine verhältnismäßig geringe Widerstandserhöhung. Bei Einbau von Eisen ($Z = 26$) entsteht hingegen eine beträchtliche Widerstandserhöhung. Eine

ähnliche Situation liegt beim Einbau der Elemente Rh ($Z=45$) bis Sb ($Z=51$) in Silber ($Z=47$) vor. Widerstandserhöhung und Fremdstoffkonzentration sind proportional zueinander, sofern diese unter etwa 1 - 2 % bleibt. Da der durch Fremdatome bedingte Widerstandsanteil im Allgemeinen temperaturunabhängig ist, nimmt der Temperaturkoeffizient des spezifischen Widerstandes in der Regel mit steigendem Fremdstoffanteil ab.

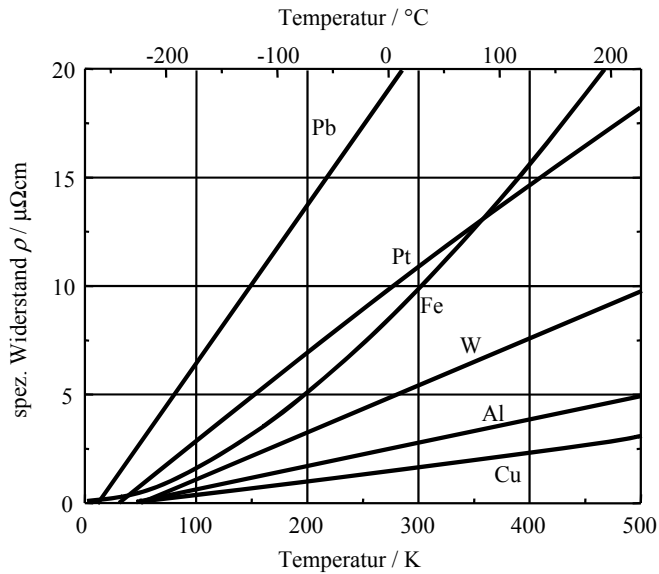


Bild 2.5
Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes einiger Metalle

Der Temperaturkoeffizient des spezifischen Widerstandes TK_ρ beträgt bei Raumtemperatur bei reinen Metallen ca. 0,4 %/K (Ausnahmen: Fe, Co, Ni, Hg, seltene Erden).

$$TK_\rho = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \quad (2.12)$$

Während in nichtmetallischen (elektrisch isolierenden) Festkörpern der Wärmetransport über Gitterschwingungen (Phononen) erfolgt, überwiegt in Metallen der Wärmetransport durch freie Elektronen. Jedes Elektron besitzt die thermische Energie $W_{th} = 3/2 \cdot kT$, ein Temperaturgradient übt eine Kraft auf die Elektronen aus:

$$F = -\frac{\partial W_{th}}{\partial T} \cdot \frac{dT}{dx} = -\frac{3}{2} \cdot k \cdot \frac{dT}{dx} \quad (2.13)$$

Damit lässt sich die Bewegungsgleichung für das Elektron aufstellen und die thermische Driftgeschwindigkeit v_{Dth} berechnen ($b = \text{const}$).

$$m \cdot \dot{v}_{Dth} + b \cdot v_{Dth} = -\frac{3}{2} \cdot k \cdot \frac{dT}{dx} \quad (2.14)$$

$$\Rightarrow v_{Dth} = v_{Dth\infty} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (2.15)$$

Spalte	Element	ρ [$10^{-6} \Omega\text{cm}$]	d	$\rho \cdot d$ [$10^{-6} \Omega\text{cm}$]	TK_ρ [% / K]	λ [W/cmK]
1 (I a)	Na	4,2	0,97	4,1		1,4
	K	6,2	0,86	5,3		0,9
11 (I b)	Cu	1,7	8,9	15	0,43	4,0
	Ag	1,6	10,5	17	0,41	4,1
	Au	2,2	19,3	45	0,40	3,1
2 (II a)	Mg	4,5	1,7	7,7	0,41	1,4
	Ca	3,9	1,5	5,9	0,42	
12 (II b)	Zn	5,9	7,2	43	0,42	1,1
	Cd	6,8	8,6	59	0,42	1,0
	Hg	97	13,5	1310	0,08	0,08
13 (III a)	Al	2,7	2,7	7,3	0,43	2,3
14 (IV a)	Sn	12	7,3	88	0,43	0,7
	Pb	21	11,3	237	0,35	0,4
8 (VIII)	Fe	9,7	7,9	77	0,65	0,7
	Co	6,2	8,9	55	0,60	0,7
	Ni	6,8	8,9	61	0,69	0,9
5 / 6 (Vb / VIb)	Ta	13	16,6	216	0,38	0,5
	Cr	14	7,2	100	0,30	0,7
	Mo	5,2	10,2	53	0,40	1,4
	W	5,5	19,3	106	0,40	1,6
9 / 10 VIII	Rh	4,5	12,5	57	0,42	0,9
	Pd	9,8	12,0	118	0,38	0,7
	Pt	9,8	21,4	210	0,39	0,7

Tabelle 2.2 Übersicht über die elektrischen Eigenschaften metallischer Werkstoffe: spezifischer Widerstand ρ , relative Dichte d (bezogen auf die Dichte von Wasser: 1 g/cm^3), Produkt $\rho \cdot d$, Temperaturkoeffizient des spezifischen Widerstandes TK_ρ und Wärmeleitfähigkeit λ bei Raumtemperatur

Für den stationären Fall ergibt sich

$$v_{\text{Dth}\infty} = -\frac{3}{2} \cdot \frac{k\tau}{m_n} \cdot \frac{dT}{dx} \quad (2.16)$$

Damit lassen sich die Wärmestromdichte q und die Wärmeleitfähigkeit λ angeben:

$$q = n \cdot \frac{3}{2} kT \cdot v_{\text{Dth}\infty} = n \cdot \frac{3}{2} kT \cdot \left(-\frac{3}{2} \frac{k\tau}{m_n} \right) \cdot \frac{dT}{dx} = -\lambda \cdot \frac{dT}{dx} \quad (2.17)$$

$$\lambda = \left(\frac{3}{2}\right)^2 \cdot \frac{n \cdot \tau}{m} \cdot k^2 T \quad (2.18)$$

Bildet man das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeit λ eines Metalls zur elektrischen Leitfähigkeit σ desselben Metalls, so erhält man eine von τ und m , d. h. von spezifischen Materialparametern unabhängige Konstante.

$$\frac{\lambda}{\sigma} = \left(\frac{3}{2}\right)^2 \cdot \frac{k^2}{e_0^2} \cdot T \quad \text{mit} \quad \sigma = e_0 \cdot n \cdot \mu_n = e_0^2 \cdot n \cdot \frac{\tau}{m_n} \quad (2.19)$$

Dieses aus einem stark vereinfachten Modell abgeleitete Verhältnis ist bei Raumtemperatur tatsächlich für eine große Anzahl von Metallen bestätigt und wird Wiedemann-Franz-Gesetz genannt.

$$L = \frac{\lambda}{\sigma \cdot T} \quad (2.20)$$

Das Verhältnis heißt Lorenz-Zahl. Da die freien Elektronen in Metallen sowohl die elektrische als auch die thermische Leitfähigkeit bewirken, sind gute elektrische Leiterwerkstoffe auch gute Wärmeleiter. Metalle mit geringer Wärmeleitfähigkeit sucht man am besten unter den schlechten elektrischen Leitern (Legierungen).

In Tabelle 2.2 sind die im Zusammenhang mit der Leitfähigkeit wichtigsten Eigenschaften der Metalle zusammengestellt. Der spezifische Widerstand guter Leiterwerkstoffe (Ag, Cu, Au, Al) bewegt sich zwischen $1,6 \mu\Omega\text{cm}$ und $2,7 \mu\Omega\text{cm}$. Hoher spezifischer Widerstand ($> 10 \mu\Omega\text{cm}$) ist bei Sn, Cr, Ta, Pb und Hg (flüssig!) anzutreffen. Wird bei einem Leiter bei vorgegebenem Widerstand ein möglichst geringes Gewicht verlangt, so ist das Produkt ρd maßgebend (Reihenfolge: Na, K, Ca, Al, Mg, Cu).

2.1.1.1 Kontaktspannung

Werden zwei Metalle mit unterschiedlichen Austrittsarbeiten W_A elektrisch leitend verbunden, so findet ein Elektronenaustausch statt. Das Metall mit geringerer Austrittsarbeit W_{A2} ist bestrebt, Elektronen an das Metall mit höherer Austrittsarbeit W_{A1} abzugeben. Dementsprechend tritt eine Potentialdifferenz (Kontaktspannung) zwischen den beiden Metallen auf. Diese Potentialdifferenz U_{12} beträgt (Bild 2.6):

$$W_{A1} - W_{A2} = -e_0 \cdot U_{12} \quad (2.21)$$

Die Kontaktspannung stellt sich so ein, dass die Kombination der beiden Metalle ein gemeinsames Fermi-Niveau erhält. Bezieht man die Kontaktspannungen auf ein gemeinsames Vergleichsmetall (z. B. Kupfer), so lässt sich eine Spannungsreihe aufstellen (Bild 2.6 rechts).

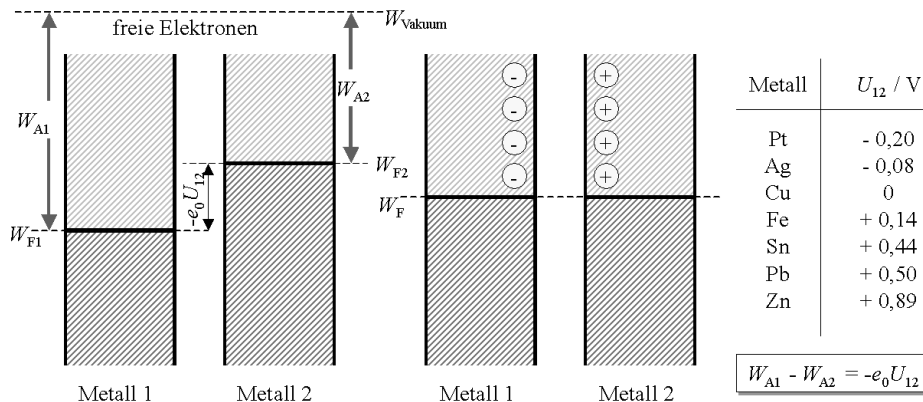


Bild 2.6 Kontaktspannung bei Metallen mit verschiedenen Fermi-Energien, Spannungsreihe mit Cu als Vergleichsmetall (rechts) [Tipler1994, Münch1987]

2.1.1.2 Thermoelektrische Effekte

Infolge der Wechselwirkung der Elektronen mit dem Gitter besteht ein Zusammenhang zwischen der Temperaturverteilung und dem Potentialverlauf in einem Metall. Es sei zunächst ein homogener Metallstab betrachtet, dessen Enden die Temperaturen $T + \Delta T$ und T ($\Delta T > 0$) aufweisen.

Da die auf höherer Temperatur befindlichen Elektronen eine höhere thermische Energie haben, ist mit einem Elektronen-Diffusionsstrom vom wärmeren zum kälteren Ende zu rechnen; das kältere Ende wird sich also negativ aufladen. Dieser Effekt ist als Seebeck-Effekt bekannt. Im Gleichgewicht wird der Diffusionsstrom durch die Elektronenbewegung unter dem Einfluss der Potentialdifferenz U_{th} kompensiert. Für eine kleine Temperaturdifferenz ($\Delta T \ll T$) gilt der Zusammenhang:

$$U_{th} = \eta_{AB} \cdot \Delta T \tag{2.22}$$

Hierin ist η_{AB} der Seebeck-Koeffizient (Bild 2.7 links). Fließt ein Strom nach Bild 2.7 Mitte über die Kontaktstelle zweier Metalle, so tritt der Peltier-Effekt auf. An der Kontaktstelle wird die Peltier-Wärme $\dot{Q} = P_p = \pi_{AB} I$ erzeugt, wenn der Strom von Leiter 1 in Leiter 2 fließt. Bei Stromumkehr wird an der Kontaktstelle Wärme absorbiert (d. h. Kälte erzeugt).

Befindet sich ein homogener stromdurchflossener Leiter in einem Temperaturgradienten, so beobachtet man den Thomson-Effekt (Bild 2.7 rechts). Im Leiter wird eine von der Stromrichtung abhängige Wärmeleistung $dP_{Th} = \tau_{Th} \cdot I \cdot \text{grad}(T)dV$ entwickelt, τ_{Th} ist der Thomson-Koeffizient. Der Strom I ist positiv in Richtung des Temperaturgradienten (d. h. vom kälteren zum wärmeren Ende) zu rechnen. Eine primitive Erklärung des Thomson-Effektes geht von folgendem Sachverhalt aus: Die Elektronen bewegen sich mit einem der Temperatur $T + \Delta T$ entsprechenden Energiegehalt in Richtung auf ein Gebiet, in dem die Gittertemperatur T herrscht. Durch Energieausgleich zwischen den Elektronen und dem Gitter wird Wärme erzeugt.

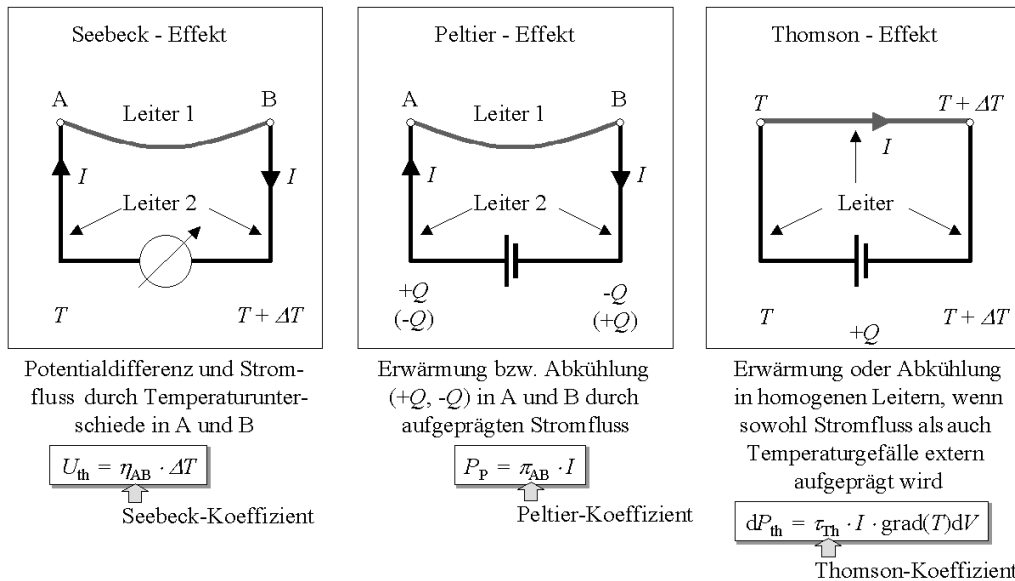


Bild 2.7 Thermoelektrische Effekte in Metallen und Halbleitern

2.2 Elektrische Eigenschaften von Legierungen

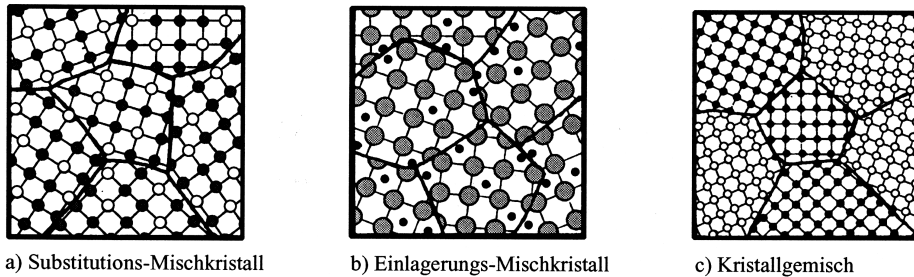
Bei den meisten der in der Technik verwendeten Werkstoffe handelt es sich um Legierungen, d. h. um Stoffe mit metallischen Eigenschaften, die aus zwei oder mehr Elementen zusammengesetzt sind, von denen mindestens eins ein Metall ist.

Da die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen davon abhängt, ob und in welchem Umfang die beteiligten Elemente im festen Zustand miteinander mischbar sind, werden zunächst die verschiedenen Typen von Zustandsdiagrammen beschrieben.

2.2.1 Zustandsdiagramme

Legierungen werden hergestellt, indem man die Ausgangsstoffe im gewünschten Verhältnis einwiegt, mischt und bei hohen Temperaturen verflüssigt (aufschmilzt). Aus der homogenen Schmelze entsteht beim Abkühlen ein Festkörper.

Es können sowohl Legierungen auftreten, die aus einer Phase bestehen (homogenes Gefüge, Mischkristall, vgl. Kap. 1.3.3.2), als auch Legierungen, bei denen mehrere Phasen nebeneinander existieren (heterogenes Gefüge, Kristallgemisch). Im Mischkristall sind zwei oder mehr Atomsorten im gleichen Kristallgitter eingebaut. Man unterscheidet bei Mischkristallen zwischen Substitutions- (Atomradien A u. B etwa gleich groß) und Einlagerungs-Mischkristall (Atomradien A u. B unterscheiden sich deutlich) (Bild 2.8a,b).



a) Substitutions-Mischkristall

b) Einlagerungs-Mischkristall

c) Kristallgemisch

Bild 2.8 Einphasiger Mischkristall (a,b) und mehrphasiges Kristallgemisch (c) [Fischer1987]

Im Kristallgemisch entstehen aufgrund der Unlöslichkeit der beteiligten Atomsorten in einem einzigen Kristallgitter zwei oder mehr Phasen, die aus den Kristallen der verschiedenen Atomsorten aufgebaut sind (Bild 2.8c).

Im Folgenden werden binäre Zusammensetzungen, d. h. Systeme, die aus zwei Stoffen zusammengesetzt sind, behandelt. Mit Zustandsdiagrammen, auch als Phasen- oder Gleichgewichtsdiagramme bezeichnet, wird die Zusammensetzung von Legierungen im gesamten Temperaturbereich beschrieben. Aus dem Zustandsdiagramm geht u. a. hervor, ob und in welchem Umfang die Komponenten im flüssigen und festen Zustand miteinander mischbar sind. Betrachtet werden stets Gleichgewichtssysteme, d. h. es wird eine hinreichend langsame Abkühlung der Schmelze vorausgesetzt.

Im Zustandsdiagramm wird das Mischungsverhältnis der Komponenten in Atom- oder Gewichtsprozent auf der Abszisse dargestellt, die Ordinate gibt die Temperatur an. Kurven im Zustandsdiagramm trennen Bereiche, in denen unterschiedliche Phasen vorliegen. Auf einer Kurve sind stets die beiden benachbarten Phasen nebeneinander stabil.

Drei wichtige Arten von Zustandsdiagrammen binärer Zusammensetzungen unterscheiden sich darin, wie die zwei Komponenten im festen und flüssigen Zustand lösbar sind. Sie werden in den drei folgenden Abschnitten vorgestellt.

2.2.1.1 Zustandsdiagramm Typ 1

Bei den Legierungssystemen des Typs 1 sind zwei Komponenten sowohl im flüssigen als auch im festen Zustand in jedem Verhältnis miteinander mischbar (vollständige Löslichkeit). Ein charakteristisches Beispiel ist das Cu/Ni-System. Weitere Beispiele dieser Art sind Ag/Au, Au/Pt, Cu/Pt und Ag/Pd.

Die Zustandsdiagramme werden bestimmt, indem man das Abkühlungsverhalten $T(t)$ verschieden zusammengesetzter Schmelzen beobachtet (Bild 2.9 links). Bei reinen Metallen tritt am Erstarrungspunkt ein Zeitbereich konstanter Temperatur auf (Haltepunkt), während bei gemischter Schmelze sich die Abkühlgeschwindigkeit im Laufe der Abkühlung zweimal unstetig ändert (Halteintervall). Aus der Kombination der Knickpunkte mit den entsprechenden Zusammensetzungen ergeben sich die Liquiduslinie und die Soliduslinie, welche im Phasendiagramm in Bild 2.9 rechts die drei Gebiete L (nur Schmelze), L + α (Zweiphasengebiet Schmelze + Mischkristalle) und α (Mischkristalle) voneinander trennen.

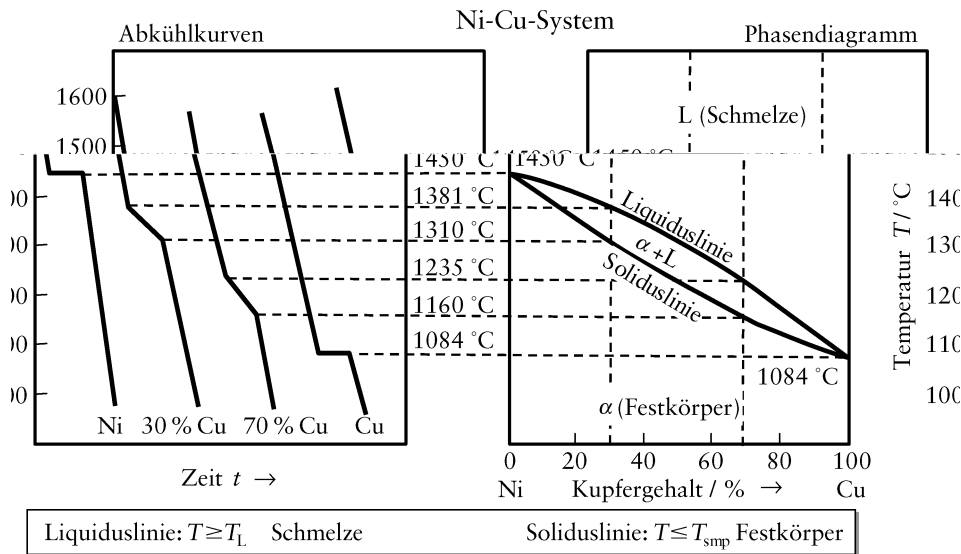


Bild 2.9 Abkühlungskurven verschiedener Cu/Ni-Schmelzen (links) und Legierungsdiagramm für Cu/Ni (rechts): volle Löslichkeit zweier Komponenten im flüssigen und festen Zustand (Typ 1)

Aus den Zustandsdiagrammen können diejenigen Mengen der Schmelze und des Feststoffes (Mischkristalls) angegeben werden, welche sich bei vorgegebener Temperatur und Ausgangskonzentration im Gleichgewicht befinden. Wird in einem System mit einem Legierungsdiagramm gemäß Bild 2.10 eine Schmelze der Zusammensetzung c_0 abgekühlt, so beginnen beim

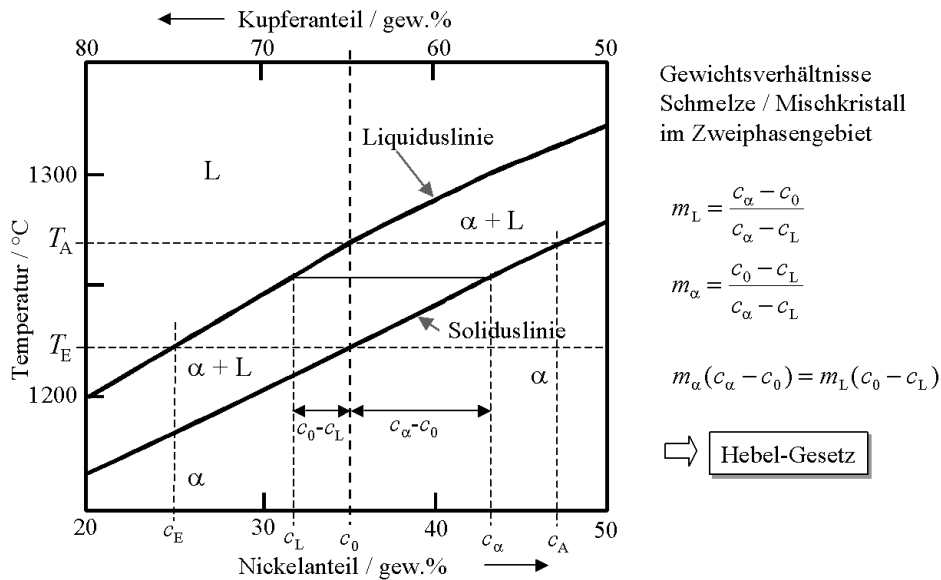


Bild 2.10 Hebel-Gesetz, Berechnung der Gleichgewichtsverhältnisse Schmelze-Mischkristall [Callister2000]