



Leseprobe

W. Friedrich Oehme, Mario Huemer, Markus Pfaff

Elektronik und Schaltungstechnik

Ein verständlicher Einstieg

ISBN: 978-3-446-42961-1

Weitere Informationen oder Bestellungen unter

<http://www.hanser.de/978-3-446-42961-1>

sowie im Buchhandel.

2

Physikalische Grundlagen elektrischer Schaltungen

■ 2.1 Spannung und Strom

Spannung und *Strom* transportieren Information, sorgen für die Funktionsbereitschaft von elektronischen Bausteinen und Geräten und können mit diversen Messgeräten erfasst und dargestellt werden. Elektrische Spannung und elektrischer Strom sind also offenbar die **Grundgrößen** unserer Abhandlung, und wir wollen daher als erstes das physikalische Verständnis für diese Größen aufbauen.

Dass zwischen Spannung beziehungsweise Strom und mechanischen Kräften eine Beziehung besteht, ist im Hinblick auf den Elektromotor schon deutlich. Wir wollen den mechanischen Kräften zunächst im Kleinen nachspüren und die Verhältnisse auf der Ebene der elektrischen Ladungen betrachten. Dazu wählen wir ein Beispiel aus dem Alltag. Wer hat sich nicht schon einmal darüber geärgert, dass Styroporkrümeln beim Öffnen einer Verpackung an Händen und Gegenständen haften und sich nicht zusammenfegen lassen. – Die Ursache sind Ansammlungen elektrischer Ladungen, und das Haften ist ja auch eine kleine Kraftwirkung. Warum das gerade mit Styropor so deutlich wird, darauf kommen wir später. In Bild 2.1 ist der Sachverhalt dargestellt.

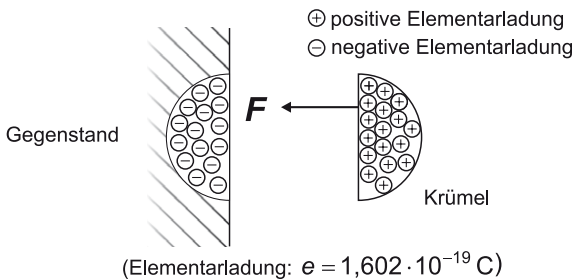


Bild 2.1 Haftung des Styroporkrümels

Die Kraft F zieht den Styroporkrümel zum Gegenstand. Genauer gesagt ziehen sich die positiven und die negativen Ladungen an. Das Coulomb'sche Gesetz beschreibt diesen Sachverhalt abstrakt (Bild 2.2).

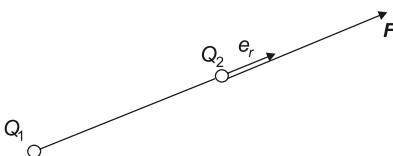


Bild 2.2 Zum Coulomb'schen Gesetz (zugeschnitten auf eine Anordnung mit Q_1 ortsfest, Q_2 beweglich)

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_1 Q_2}{r^2} \mathbf{e}_r \tag{2.1}$$

Q_1 : Ladung des Körpers 1

Q_2 : Ladung des Körpers 2

r : Abstand

\mathbf{e}_r : Einheitsvektor, der die Richtung der Kraft von Q_1 nach Q_2 angibt.

elektrische Feldkonstante: $\epsilon_0 = 8,859 \cdot 10^{-12} \frac{C^2}{N \cdot m^2}$

Die Gleichung (2.1) zeigt, dass die Kraft F mit der Größe der Ladungen zusammenhängt und dass sie kleiner wird, wenn der Abstand r der Ladungen größer wird. Die Abbildung zeigt weiter, dass die Richtung der Kraft der Richtung der Verbindungslinie der Ladungen entspricht. Ist eine Ladung negativ und die andere positiv, dann wird F negativ und die Ladungen ziehen sich an. Auch die in der Abbildung gemachte Annahme Q_1 *ortsfest*, Q_2 *beweglich* könnte geändert werden. Q_1 war als Bezugspunkt festgelegt, von dem aus r gemessen wird, dokumentiert durch den Einheitsvektor \mathbf{e}_r . Q_2 könnte alternativ auch Bezugspunkt mit der Konsequenz sein, dass \mathbf{e}_r und F in umgekehrter Richtung an Q_1 anzutragen wären.

Der Umstand, dass das System Q_1, Q_2 räumlich nur durch den Abstand der beiden Punktladungen charakterisiert ist, zeigt, dass die Kraft F keiner weiteren räumlichen Randbedingung unterliegt. Sie könnte für beliebige Positionen von Q_2 in der Umgebung von Q_1 berechnet werden. Systematisch könnte man den Raum um Q_1 mit einer Testladung q untersuchen und würde in jedem Raumpunkt eine Kraft F mit Betrag und Richtung erhalten. Diese Vorstellung veranschaulichen wir in Form eines Kraftfeldes. Wir nennen es das **elektrische Feld E** , weil es die Beziehung elektrischer Ladungen zueinander darstellt.

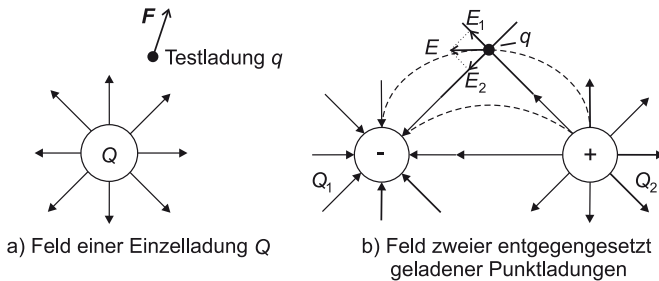


Bild 2.3 Das elektrische Feld

Eine wichtige Eigenschaft des elektrischen Feldes ist die lineare (additive) Überlagerung der Wirkungen mehrerer Ladungen. Dazu zeigt Bild 2.3b exemplarisch ein System aus zwei festen Ladungen Q_1 und Q_2 und der mobilen Testladung q . Die Kraft auf die Ladung q ergibt sich aus der Kombination der Wirkungen von Q_1 und Q_2 , wobei hier die Regeln der linearen Vektorüberlagerung anzuwenden sind. Somit haben wir auch hier für jeden Punkt des Raumes Richtung und Wert der Kraft. Gedachte Linien, die die Richtung der Kraft in jedem Raumpunkt widerspiegeln, nennen wir die Feldlinien (Bild 2.3b, unterbrochene Linien). Um die Betrachtung quantitativ sinnvoll abzurunden, wollen wir folgende Beziehungen ansetzen.

Kraft von einer feststehenden Ladung Q auf eine bewegliche Testladung q (z. B. eine positive Ladung mit dem Wert der elektrischen Elementarladung e):

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q \cdot q}{r^2} \mathbf{e}_r \tag{2.2}$$

Elektrische Feldstärke:

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{F}}{q} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2} \mathbf{e}_r \quad (2.3)$$

Nachdem nun klar ist, dass in einem System mit gezielt positionierten Ladungspaketen (idealisiert als Punktladungen) Kräfte auftreten, können wir zeigen, wie hier Arbeit geleistet und Energie gespeichert werden kann. Entfernt man zwei Ladungen, welche sich anziehen, voneinander, so muss man die Anziehungskraft \mathbf{F} überwinden.

Für ein kleines Wegelement $\Delta\mathbf{s}$, welches Länge und Richtung hat, also ein Vektor ist, ergibt sich

$$\Delta W = \mathbf{F}^* \cdot \Delta\mathbf{s}$$

(Es handelt sich hier um das Skalarprodukt von zwei Vektoren.)

\mathbf{F}^* : aufgewändete Kraft
 ΔW : geleistete Arbeit
 \mathbf{s} : Wegkoordinate

Da, wie wir in Gleichung (2.1) gesehen haben, die Kraft \mathbf{F} von der Raumposition abhängt, erhalten wir für die geleistete Arbeit W vom Ort a zum Ort b :

$$\begin{aligned} W &= \int_a^b dW = \int_a^b \mathbf{F}^* \cdot d\mathbf{s} \\ W &= \int_a^b -\mathbf{F} \cdot d\mathbf{s} = -q \int_a^b \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} \end{aligned} \quad (2.4)$$

(\mathbf{F} ist die Kraft des Feldes \mathbf{E} auf die Ladung q . \mathbf{F}^* ist \mathbf{F} entgegengerichtet und daher vorzeicheninvertiert.)

Die Fähigkeit, dass eine derart exponierte Ladung, sofern sie im Punkt b nicht festgehalten wird, unter Verrichtung von Arbeit wieder in den Punkt a zurückfallen kann, erlaubt die Definition einer Größe, die wir Potenzial nennen:

$$\varphi_{ba} = \frac{W}{q} = - \int_a^b \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} \quad (2.5)$$

Die Größe φ_{ba} bezieht sich nur auf die Verhältnisse zwischen den Punkten a und b . Diese wollen wir nun als Bestandteile eines umfassenden Systems, in dem es einen absoluten Potenzialnullpunkt gibt, begreifen. In diesem System hat jeder Punkt P ein Potenzial $\varphi(P)$ bezüglich des Nullpunkts, das wir als das absolute Potenzial bezeichnen. φ_{ba} ist also eine *Potenzialdifferenz*. Die folgende Definition führt uns zum ersten Ziel unserer Ableitung der Grundgrößen.

Die Potenzialdifferenz φ_{ba} zwischen zwei Punkten a und b wird als die Spannung U_{ba} zwischen diesen Punkten bezeichnet:

$$U_{ba} = \varphi_{ba} = \varphi(b) - \varphi(a) = - \int_a^b \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} \quad (2.6)$$

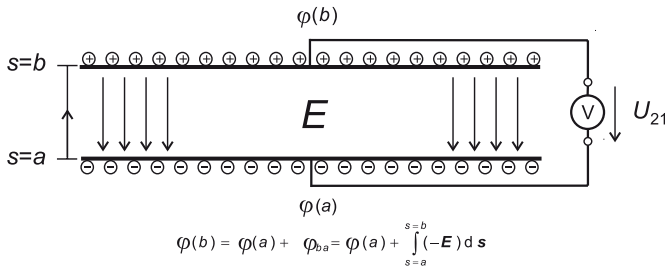


Bild 2.4 Potenziale, elektrisches Feld und Spannung am geladenen Kondensator

Damit ist die Spannung U_{ba} ein Ausdruck dafür, dass elektrische Ladungen sich unter Verrichtung mechanischer Arbeit von Punkt b nach Punkt a bewegen können. Bild 2.4 veranschaulicht dies am Beispiel eines geladenen Kondensators. Zum einen versucht die Kraft zwischen den Ladungen den Kondensator zusammenzudrücken, was mechanisch leicht verhindert werden kann. Zum anderen wollen wir uns daran erinnern, dass das elektrische Feld den ganzen Raum ausfüllt (Bild 2.3) und somit auch entlang dem Draht existiert. Damit entsteht ein Anreiz, dass positive und negative Ladungen sich entlang dem Draht aufeinander zu bewegen, den physikalisch nur die negativen wahrnehmen können, indem sie sich zur oberen Platte bewegen. Dies führt zur Entladung, falls ein durchgehender Pfad existiert. Zur Berechnung der Feldstärke E in Bild 2.4 greifen wir auf die Gleichung (2.6) zurück. Es gilt:

$$U_{21} = - \int_a^b \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}$$

Da E und ds zu einander parallele, aber entgegengerichtete Vektoren sind, wird das Minus beim Übergang zu den Beträgen aufgehoben. Mit der Beschränkung auf den Bereich im Zentrum der Anordnung, wo E homogen ist, kann $|E| (= E)$ als Konstante vor das Integral gezogen werden.

$$U_{21} = E \int_a^b ds = E \cdot (b - a)$$

Damit haben wir die Formel für den Zusammenhang von Spannung U , Feldstärke E und Elektrodenabstand d gefunden:

$$E = \frac{U}{d} \tag{2.7}$$

Die Einheit der Spannung ist das Volt (V).

$$1 \text{ V} = 1 \frac{\text{Nm}}{\text{C}} \quad \left(1 \text{ N} = 1 \frac{\text{kgm}}{\text{s}^2}; 1 \text{ C} = 1 \text{ As} \right)$$

Die Gleichung stellt die Beziehung zu den Größen (Kraft, Weg, Ladung) der Ableitung her.

In der Diskussion zu Bild 2.4 haben wir – quasi als Nebenprodukt – die Spannung als Ursache für fließende Ladungen identifiziert. Daraus wollen wir nun die zweite wichtige Grundgröße, den elektrischen Strom, definieren. Pauschal beziffern wir seine Stärke als die Menge dQ an Ladung, welche innerhalb der Zeit dt durch eine Bezugsfläche A tritt.

$$I = \frac{dQ}{dt} \tag{2.8}$$

Ein wichtiger Begriff im Hinblick auf den Stromleiter ist die Stromdichte J .

Bild 2.5 zeigt schematisch das Geschehen in einem Stück Draht. Es ist angedeutet, dass die Elektronen nicht geradlinig durch den Draht wandern, sondern eine kombinierte Bewegung aus einer regellosen Komponente und der feldbedingten Drift ausführen. Es ist dabei stillschweigend berücksichtigt, dass die Elektronen sich nur im Draht aufhalten und diesen nicht verlassen. Insofern gibt es eine feste Beziehung zwischen Stromstärke I , Stromdichte J und Querschnittsfläche A :

$$I = J \cdot A \quad (2.9)$$

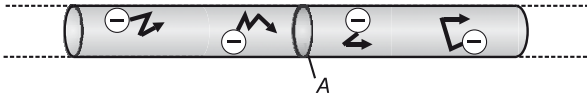


Bild 2.5 Der Strom in einem metallischen Leiter

Dabei ist angenommen, dass die Stromdichte J über der ganzen Fläche A gleich ist. Diese Annahme ist bei sehr hohen Frequenzen nicht mehr erfüllt, weswegen es dann notwendig ist, eine Integralbeziehung anzusetzen:

$$I = \int_A J dA$$

Dies sei hier nur zur Vollständigkeit vermerkt. Interessant ist die folgende Betrachtung zur Dynamik des Stromflusses. Wie funktioniert das Ein- und Ausschalten des Stromes beziehungsweise wie schnell ist die Driftbewegung?

Die mittlere Geschwindigkeit \bar{v} der Driftbewegung ist sicher proportional zur antreibenden Kraft für die Elektronen, der elektrischen Feldstärke E . Mit dem Proportionalitätsfaktor μ wird daraus die folgende Gleichung.

$$\bar{v} = \mu \cdot E \quad (2.10)$$

Den Faktor μ nennen wir die Beweglichkeit der Elektronen. Er wird experimentell bestimmt.

Beispiel:

Metalldraht, 1 m Länge

Spannung zwischen den Enden: 0,1 V

$$\mu = 50 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$$

Wir erhalten

$$\bar{v} = 50 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \cdot \frac{0,1 \text{ V}}{1 \text{ m}} = 0,05 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$$

Das Ergebnis überrascht durch die niedrige Geschwindigkeit, die wir beobachten könnten, wenn es möglich wäre, Elektronen zu kennzeichnen. Der entscheidende Effekt für die Dynamik des Stromflusses ist die Steuerung der Drift durch das elektrische Feld. Insofern interessiert also die Frage, wie schnell das elektrische Feld E entlang einem Draht beziehungsweise innerhalb eines Netzwerkes anliegen kann. Diese Frage richtet sich auf die Ausbreitung des

Feldes in Luft beziehungsweise in einem Material. Die Geschwindigkeit beträgt

$$v_E = \frac{1}{\sqrt{\mu \cdot \varepsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot \mu_r \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}} = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \cdot \varepsilon_r}} \quad (2.11)$$

c : Lichtgeschwindigkeit

In Luft gilt: $\mu_r = \varepsilon_r = 1$

Somit erhalten wir für die Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes in Luft die Lichtgeschwindigkeit c . Für die Dynamik des Stromflusses in einer Schaltung bedeutet dies, dass zwar die Elektronen langsam wandern, dass aber der Strom praktisch an allen Stellen gleichzeitig „gestartet“ wird.

Anschließend noch eine Bemerkung zur Flussrichtung des Stromes: In Schaltungen verwenden wir **Zählpfeile**, um festzulegen, in welcher Flussrichtung wir den Strom als positiv werten wollen. Fließt der Strom tatsächlich in Richtung des Zählpfeils, dann hat die Stromstärke I also einen positiven Wert. Dies wird durch Bild 2.6 dargestellt. Der Aussage liegt die Definition der **technischen Stromrichtung** zu Grunde.

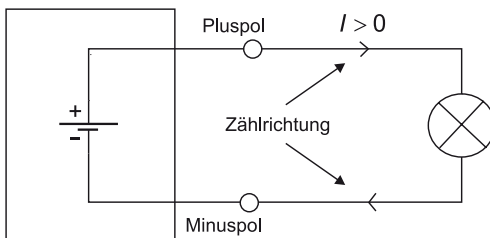


Bild 2.6 Stromfluss und Zählrichtung

Definition: Die Stromstärke ist positiv, wenn die Zählrichtung des Stromes vom Pluspol der Spannungsquelle über die Schaltung zum Minuspol zeigt.

Hinsichtlich der Elektronen folgt daraus gemäß Bild 2.7: Die Elektronen bewegen sich entgegengesetzt zur positiven Stromrichtung.

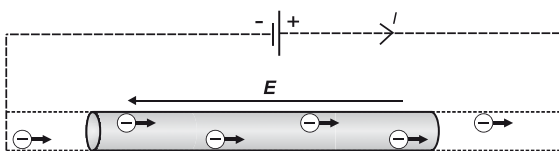


Bild 2.7 Elektronenbewegung und technische Stromrichtung

■ 2.2 Widerstand, Kapazität, Induktivität

In diesem Abschnitt wollen wir die physikalischen Effekte betrachten, welche den drei wichtigsten passiven Bauelementen – Widerstand, Kondensator, Spule – zu Grunde liegen. Mit dem Begriff *passives* Bauelement wollen wir uns später genauer beschäftigen. An dieser Stelle wollen wir uns damit begnügen, festzustellen, dass es sich um Schaltelemente handelt, welche dem Schaltkreis elektrische Energie auf Dauer oder vorübergehend entnehmen. Zum Beispiel wandeln sie diese in Wärme um oder sie speichern diese Energie und geben sie zu einem späteren Zeitpunkt zurück.

2.2.1 Stromleitung und Widerstand

Nehmen wir gleich geformte Drähte aus unterschiedlichen Metallen, z.B. Kupfer, Eisen, Konstantan, und schließen sie alternativ an eine Spannungsquelle an, so können wir unterschiedliche Stromstärken beobachten (Bild 2.8).

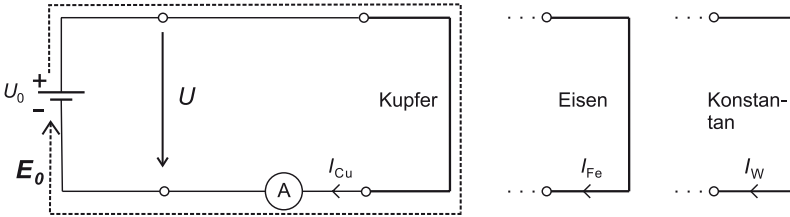


Bild 2.8 Experiment zur Messung der Stromstärken I_{Cu} , I_{Fe} , I_{W}

An allen drei Drahtvarianten liegt gemäß den Erkenntnissen aus Abschnitt 2.1 die gleiche Feldstärke E_0 als Antrieb für die Drift der Elektronen an. Unterschiedliche Reaktion hinsichtlich der Stromstärke muss also auf unterschiedliche Bedingungen der Elektronenbewegung im Material zurückzuführen sein. Pauschal registrieren wir dies in Form einer unterschiedlichen spezifischen Leitfähigkeit κ des Materials. Mit der spezifischen Leitfähigkeit κ wird die Verbindung zwischen Feldstärke E und Stromdichte J hergestellt.

$$J = \kappa \cdot E \quad (2.12)$$

Unter Verwendung der Gleichungen (2.7) und (2.8) können wir daraus den Zusammenhang zwischen Spannung U und Strom I an einem Draht der Länge L berechnen:

$$I = J \cdot A = \kappa \cdot E \cdot A = \kappa \cdot \frac{U}{L} \cdot A$$

$$I = \kappa \cdot \frac{A}{L} \cdot U \quad (2.13)$$

L : Länge des Drahtes
 A : Querschnittsfläche

Mit

$$\kappa \cdot \frac{A}{L} = \frac{1}{R} \quad (= G) \quad (2.14)$$

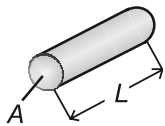
R : Widerstand
 G : Leitwert

erhalten wir:

$$I = \frac{U}{R} \quad (= U \cdot G) \quad (2.15)$$

Mit Gleichung (2.15) haben wir das **Ohmsche Gesetz** gefunden. R ist der Widerstand des Drahtes, wobei auch der Begriff *ohmscher Widerstand* gebräuchlich ist. Die Maßeinheit des Widerstandes folgt aus Gleichung (2.15) zu

$$1 \text{ Ohm} = \frac{1 \text{ Volt}}{1 \text{ Ampere}} \quad \text{bzw.} \quad 1 \Omega = \frac{1 \text{ V}}{1 \text{ A}}$$



$$R = \rho \cdot \frac{L}{A} = \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{L}{A}$$

Material	$\rho \left[\frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}} \right]$	$\kappa \left[\frac{\text{m}}{\Omega \text{ mm}^2} \right]$
Cu	0,018	57
Ag	0,016	62
Fe	0,098	10
Konstantan	0,5	2

Bild 2.9 Widerstand eines Drahtes

In Bild 2.9 sind die Verhältnisse zusammen mit einer Tabelle von Zahlenwerten nochmals dargestellt. Der Wert ρ ist der spezifische Widerstand des Materials.

Offen ist immer noch die Frage, warum die Drähte unterschiedliche Werte ρ und κ haben. Dazu wollen wir die Darstellung von Bild 2.5 nochmals betrachten. Die Fortbewegung der Elektronen ist durch häufige Stöße an Atomen gekennzeichnet. Es erscheint plausibel, dass die Häufigkeit der Stöße einen Einfluss auf das Vorwärtskommen der Elektronen haben könnte. Außerdem geben die Elektronen durch die Stöße kinetische Energie, welche sie u. a. durch das Feld E gewonnen haben, an das Atomgitter ab. Diese Energie wirkt sich als vermehrte Gitterschwingung aus, was nach außen als Wärme in Erscheinung tritt. Daraus können wir qualitativ folgern:

- Bei gleichem Strom durch zwei Drähte unterschiedlichen Widerstands wird der Draht mit dem höheren Widerstand wärmer.

Damit haben wir den Mechanismus der Umwandlung elektrischer Energie in Wärme gefunden.

Zur Veranschaulichung betrachten wir ein Beispiel: Ein Verlängerungskabel für die Netzspannungszuführung von 220 V (Wechselstrom, Effektivwert) ist zu dimensionieren. Das Kabel soll eine Länge von 40 m aufweisen (z. B. Kabeltrommel). Der Spannungsverlust soll 10 V bei Belastung mit 16 A nicht übersteigen. Gesucht ist der notwendige Kupferquerschnitt der Adern des Kabels.

Zur Lösung skizzieren wir zunächst den zu betrachtenden Stromkreis (Bild 2.10).

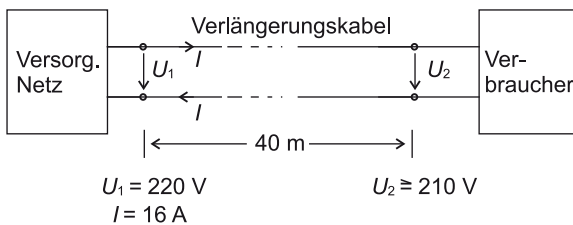


Bild 2.10 Spannungsversorgung über Verlängerungskabel

Er besteht zwischen Versorgungsnetz und Verbraucher aus hinleitender Ader und rückleitender Ader. Der zugelassene Spannungsverlust verteilt sich also auf eine Länge von 80 m. Die Ader besteht aufgrund der nötigen Flexibilität aus vielen dünnen Drähtchen, deren Querschnittsfläche in Summe uns interessiert. Wir machen einen Ansatz für einen virtuellen Draht der Länge 80 m bei einem Strom von 16 A und berechnen seine Querschnittsfläche A für die Gesamtspannung von 10 V. Aus dem Ohmschen Gesetz folgt:

$$R = \frac{U}{I} = \frac{10 \text{ V}}{16 \text{ A}} = 0,625 \Omega$$

Aus Gleichung (2.14) mit Bild 2.9 folgt:

$$A = \frac{L}{\kappa \cdot R} = \frac{80 \text{ m}}{57 \frac{\text{m}}{\Omega \text{mm}^2} \cdot 0,625 \Omega} = 2,246 \text{ mm}^2$$

Mit einem Kupferadernquerschnitt von $2,246 \text{ mm}^2$ würde das Kabel also die Anforderung erfüllen. Zur Realisierung wählen wir das kommerziell erhältliche Kabel mit dem nächstgrößeren Adernquerschnitt. Ein Kabel mit $2,5 \text{ mm}^2$ Adernquerschnitt würde also die Aufgabe erfüllen.

In den bisher betrachteten Fällen haben wir den Mechanismus der Stromleitung durch das Verhalten der Elektronen, welche sich frei im Atomgitter bewegen, beschrieben. In Erweiterung der Betrachtung wollen wir nun nach dem Vorhandensein solcher Elektronen fragen und die Begriffe **Leiter**, **Halbleiter** und **Isolator** erklären. Abstrakt können wir für die Leitfähigkeit eines Materials zwei Voraussetzungen formulieren:

1. Vorhandensein beweglicher Ladungsträger
2. Bewegungsfreiheit der Ladungsträger (Beweglichkeit $\mu > 0$).

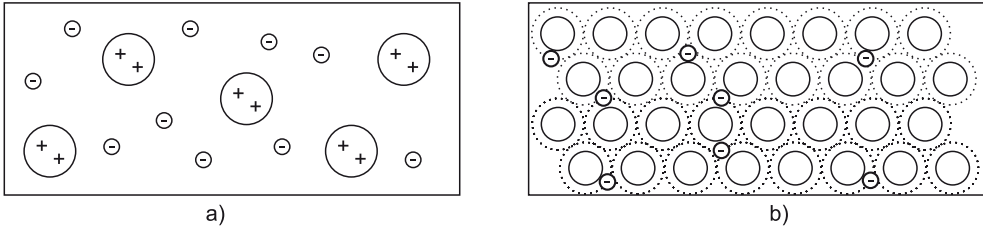


Bild 2.11 Atomgitter mit beweglichen Elektronen a) Metall: viele Elektronen, frei beweglich, b) Isolator: wenige Elektronen, kaum beweglich

Bild 2.11 veranschaulicht das an zwei Beispielen. Das Metallgitter in Bild 2.11a zeigt das bekannte Verhalten. Man spricht auch von einem *Elektronengas* zwischen den Atomen. In Bild 2.11b sind die Elektronen von den Atomen festgehalten. Eine örtlich konzentrierte Aufladung ist somit möglich, kann sich aber im Laufe der Zeit wegen der geringen Beweglichkeit der Elektronen nur wenig verändern. An dieser Stelle finden wir die Erklärung für das Haften der erwähnten Styroporkrümel. Sie zählen zur Gruppe der Materialien nach Bild 2.11b, bei denen sich eine örtlich konzentrierte Aufladung lange hält. Eine wichtige Einflussgröße auf das Vorhandensein beweglicher Ladungsträger ist die Temperatur. Je höher die Temperatur ist, desto mehr Elektronen werden im Gitter frei. In der folgenden Tabelle 2.1 sind die Bedingungen für die drei genannten Materialtypen dargestellt:

Tabelle 2.1 Ladungsträger für Stromleitung

	Leiter (Metall)	Halbleiter	Isolator
Absoluter Nullpunkt $T = 0$	freie Elektronen vorhanden und beweglich	keine freien Elektronen vorhanden	keine freien Elektronen vorhanden
$T > 0$	viele freie Elektronen vorhanden und beweglich	wenige freie Elektronen vorhanden und beweglich	wenige freie Elektronen vorhanden, aber praktisch nicht beweglich

Die besondere Gruppe der Halbleiter wollen wir noch etwas näher betrachten. Insbesondere ist hier der Einfluss gezielt eingebrachter Fremdatome auf das Leitverhalten interessant. In Bild 2.12 sind drei mögliche Konfigurationen aufgezeigt.

In Bild 2.12a ist ein reines Halbleitergitter, z. B. Silizium, dargestellt. Durch thermische Aktivierung reißt eine Bindung auf, es entsteht ein freies Elektron und eine Fehlposition oder *Lücke* (Defektelektron), welche eine positive Ladung repräsentiert. Diesen Vorgang nennt man *Paarbildung*. Die Lücke (das Defektelektron) kann durch das Aufbrechen einer benachbarten Bindung aufgefüllt werden. Dadurch ist die Lücke dort hin versetzt, was bei weiterer Wiederholung der Wanderung eines positiven Ladungsträgers entspricht. In Bild 2.12b ist ein 5-wertiges Atom, z. B. Phosphor, in das Gitter eingebaut, das Material ist mit Phosphor dotiert. Eines von den 5 Bindungselektronen (Valenzelektronen) des Phosphor-Atoms wird für die Bindung nicht gebraucht und kann durch Feldkräfte aktiviert werden. Zurück bleibt das Phosphor-Atom als positives Ion (ortsfest). Weil es ein Elektron abgegeben hat, wird es *Donator* genannt. Entsprechend zeigt Bild 2.12c die Konfiguration mit einem 3-wertigen *Akzeptor*-Atom, welches aus einer in der Nachbarschaft aufbrechenden Bindung ein Elektron aufnimmt. Es könnte sich um ein Bor-Atom handeln, das dann als ortsfestes negatives Ion erscheint, während sich eine Lücke wie im Fall von Bild 2.12a fortbewegen kann.

Die Halbleiter zeigen also einen Teil der Eigenschaften der Leiter und einen Teil der Eigenschaften der Isolatoren. Bei $T = 0$ haben sie keine frei beweglichen Ladungsträger. Bei Raumtemperatur, ca. 300 K, ist ihr spezifischer Widerstand ρ immer noch ein Vielfaches des Wertes

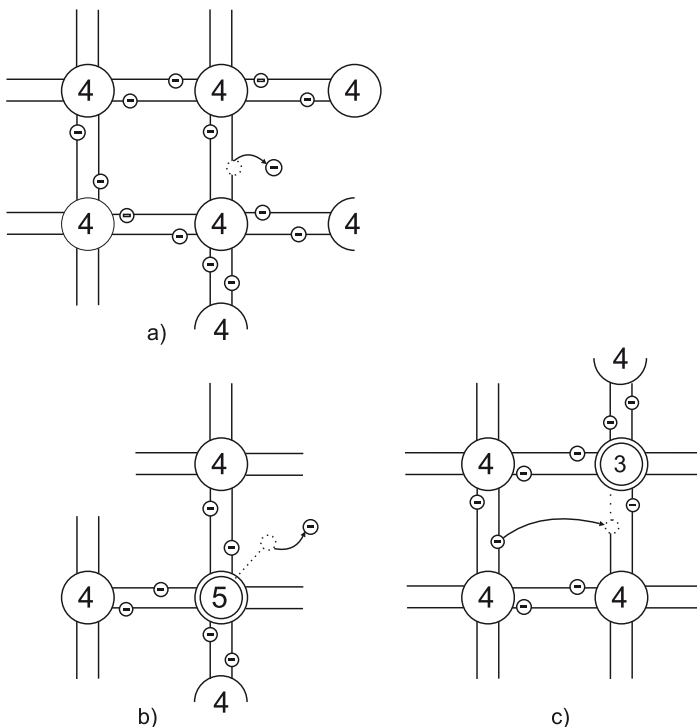


Bild 2.12 Halbleitergitter (4-wertig): a) reines Gitter, thermische Paarbildung, b) mit 5-wertigem Dotieratom, ein Elektron aktiviert, c) mit 3-wertigem Dotieratom, ein Elektron aus „aufgerissener“ Bindung