

Durchführung: 05.06.2018
Abgabe: 12.06.2018

PRAKTIKUMSPROTOKOLL V704

ABSORPTION VON γ - UND β -STRAHLUNG

Carolin Harkort¹,
Jacqueline Schlingmann²

¹carolin.harkort@tu-dortmund.de

²jacqueline.schlingmann@tu-dortmund.de

1 Zielsetzung

Ziel des Versuchs ist die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes σ , bzw des Absorptionskoeffizienten $\mu = n\sigma$, wobei n die Zahl der Materieteilchen ist.

2 Theorie

Für diesen Versuch wird die Wechselwirkungen energiereicher Strahlung mit Materie betrachtet. Dafür wird zum einen γ -Strahlung als Photonen-Strahlung, zum anderen β^- -Strahlung als Teilchen-Strahlung von instabilen Kernen betrachtet. Beim Durchgang durch Materie tritt bei einem γ -Quant nur eine Wechselwirkung auf, wogegen bei den β -Teilchen viele Prozesse nacheinander auftreten bis die kinetische Energie verbraucht ist.

Trifft ein Teilchenstrahl auf eine Materieschicht nimmt durch die Wechselwirkungen die Intensität ab. Der Wirkungsquerschnitt σ ist ein Maß für die Häufigkeit der Wechselwirkungen. Die Wahrscheinlichkeit, dass durch ein Teilchen Wechselwirkungen stattfinden, wird beschrieben durch

$$W = nD\sigma \quad (1)$$

Dabei ist D die Dicke.

Das Absorptionsgesetz

$$N(D) = N_0 e^{-n\sigma D} \quad (2)$$

gilt, wenn jedes Teilchen durch eine Wechselwirkung vernichtet wird oder die mittlere Abstand zwischen zwei Reaktionen sehr groß ist. Der Absorptionskoeffizient $\mu = \sigma n$ kann durch die Absorptionmessung bestimmt werden.

Die Anzahl der Teilchen im Absorber wird mit

$$n = \frac{zN_L}{V_{mol}} = \frac{zN_L\rho}{M} \quad (3)$$

berechnet. Dabei ist N_L die Loschmidtsche Zahl, V_{mol} das Molvolumen und M das Molekulargewicht.

3 Gamma-Strahlung

Die Elektronenhülle und die Atomkerne besitzen diskrete Energieniveaus. Wird eine große Zahl von Quanten über die Zeit und den Raum gemittelt, ergeben sich Eigenschaften, die einer Elektromagnetischen Welle ähneln. Somit ergibt sich für die Energie :

$$E = h\frac{c}{\lambda} \quad (4)$$

Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit und λ die Wellenlänge.

Tritt ein γ -Quant in eine Materieschicht ein, kommt es zu Wechselwirkungen. Am Häufigsten treten diese bei Energien zwischen 10 keV und 10 MeV. Es wird zwischen Annihilationsprozessen, inelastischer Streuung und elastischer Streuung unterschieden. Bei Annihilation verschwindet der γ -Quant. Prozesse, in denen dieses auftritt sind zum einen der Photoeffekt, bei dem das γ -Quant bei Wechselwirkungen mit einem Hüllenelektron vernichtet und das Elektron aus seiner Bindung entfernt wird, und zum anderen die Paarbildung, dass die Umwandlung eines Photons in ein Elektron-Positron-Paar beschreibt. Bei elastischer Streuung tritt eine Richtungsänderung der Quanten auf. Bei inelastischer Streuung tritt eine Änderung der Richtung auf und der γ -Quant gibt einen Teil seiner Energie an seinen Stoßpartner ab. Dieses wird beim Comptoneffekt beobachtet. Der Effekt führt zu einer Intensitätsabnahme eines γ -Strahls, da die Quanten in unterschiedliche Richtungen abgelenkt werden. Somit nimmt auch die Zahl der Quanten pro Fläche und Zeit ab. Der Wirkungsquerschnitt σ_{com} ergibt sich zu

$$\sigma_{com} = 2\pi r_e^2 \left(\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left(\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right) + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right). \quad (5)$$

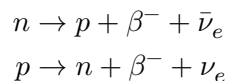
Dabei ist r_e der klassische Elektronenradius und ε das Verhältnis der Quantenenergie E_γ zur Ruheenergie des Elektrons.

für kleine Energien E_γ wird σ_{com} energieunabhängig. Durch den Comptoneffekt ist ein Absorptionskoeffizient μ_{com} bedingt. Dieser ergibt sich zu

$$\mu_{com} = n\sigma_{com}(\varepsilon). \quad (6)$$

4 Beta-Strahlung

Die β -Strahlung besteht aus negativen oder positiven Elektronen. Die β -Teilchen entstehen durch Umwandlung eines Nukleons. Dies kann auf zwei unterschiedliche Wege erfolgen:



. Neben dem Elektron wird ein Neutrino ν_e bzw. ein Antineutrino $\bar{\nu}_e$ emittiert. Das Neutrino hat einen Spin von $1/2$, eine Ladung von Null und eine Ruhemasse, die kleiner als 1 eV ist. Das β -Teilchen tritt durch seine Ladung und geringe Masse in Wechselwirkung mit Materie, wenn es in eine Materieschicht eindringt. Dieser Wechselwirkungsmechanismus wird auch Rutherford-Streuung genannt. Durch das Coulomb-Feld der Kerne werden die β -Teilchen aus ihrer Bahnrichtung abgelenkt. Dadurch werden die parallelen Strahlenbündel aufgefächert und es kommt zu einer Intensitätsabnahme.

Durch inelastische Streuung im Coulomb-Feld werden die β -Teilchen beschleunigt. Die Emission von Photonen führt zu einer Abbremsung der β -Teilchen. Diese so entstehende

Strahlung wird als Bremsstrahlung bezeichnet. Die Wahrscheinlichkeit, dass dieser Prozess eintritt wird mit durch den Wirkungsquerschnitt σ_{Br} beschrieben.

$$\sigma_{Br} = \alpha r_e^2 z^2 \quad (7)$$

Dabei ist α die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante und r_e der klassische Elektronenradius. Wenn die Strahlung inelastisch am Elektron gestreut wird, werden die Absorberatome ionisiert und angeregt.

Die Absorptionskurve eines natürlichen β -Strahlers ist in Abbildung 1 zu sehen. Oberhalb

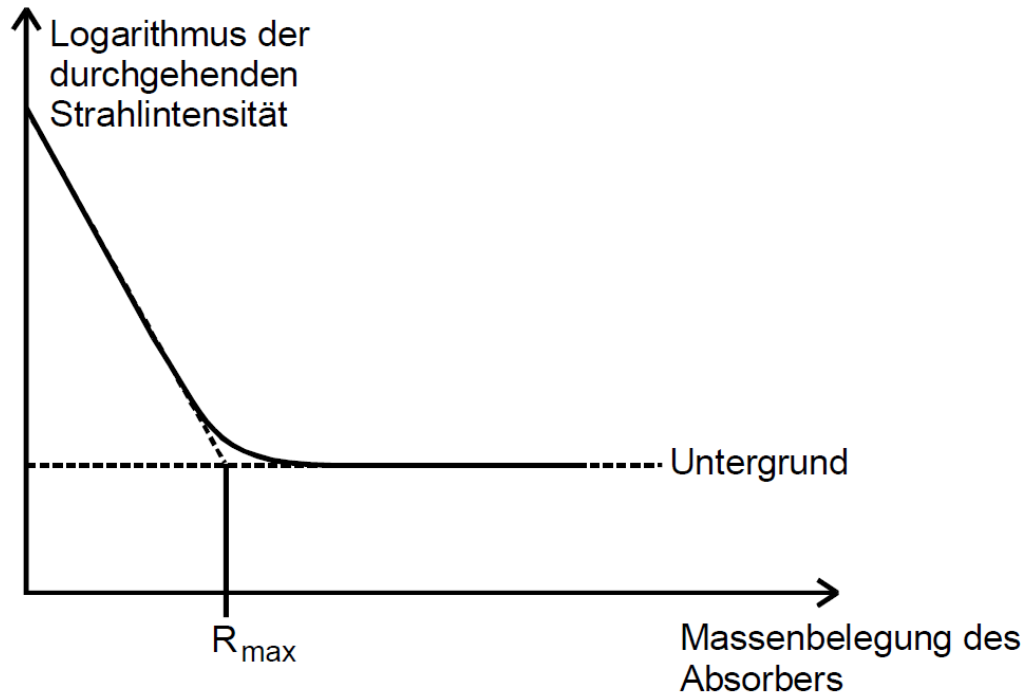


Abbildung 1: Absorptionskurve für einen natürlichen β -Strahler

[2]

R_{max} ist die Intensität unabhängig von der Schichtdicke. Das liegt an der Bremsstrahlung, die durchdringender ist als die β -Strahlung. Mit der Absorptionskurve, kann R_{max} bestimmt werden. Dann ergibt sich die beim β -Zerfall gesamte frei werdende Energie zu

$$E_{max} = 1,92 \sqrt{R_{max}^2 + 0,22 R_{max}} \quad (8)$$

5 Durchführung

Zunächst werden die zu verwendenden Materialien ausgemessen. Die Messung wird zum einen mit dem Beta-Strahler durchgeführt. Dafür wird der Beta-Strahler in den Versuchsaufbau eingebaut. Es werden für unterschiedlich dicke Aluminiumplatten, die ebenfalls in den Versuchsaufbau gesteckt werden, die Zählraten aufgenommen.

Weiter wird der Versuch mit einem Gamma-Strahler durchgeführt. Hier werden zum einen Zink-Platten und zum anderen Blei-Platten eingebaut.

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 8 zu sehen.

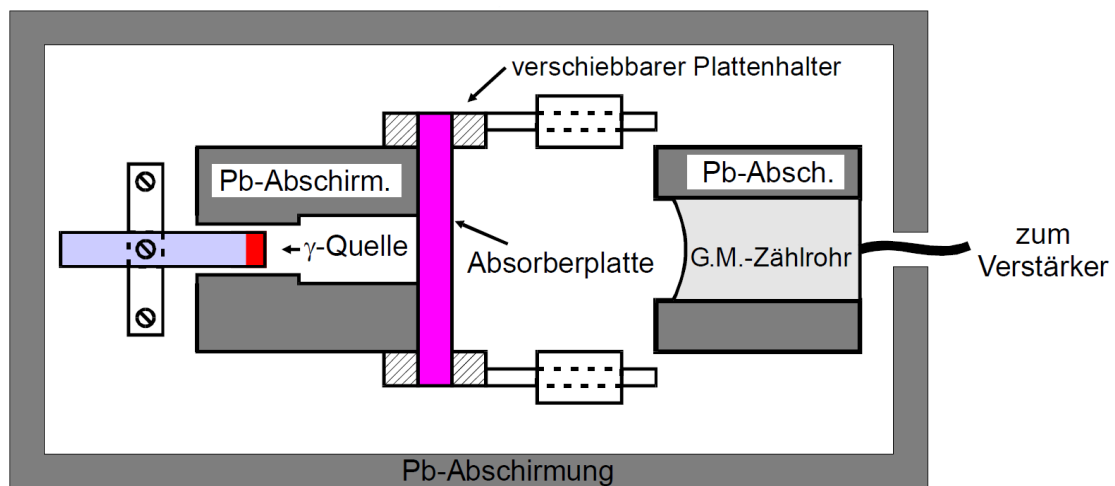


Abb.8: Schematische Darstellung der Messapparatur für die γ -Absorption

[2]

6 Auswertung

6.1 Bestimmung der Nullraten

Durch die Nullrate kommt es schon bei Abwesenheit eines radioaktiven Strahlers zu einer geringen Zählrate. Um die Messgenauigkeit zu verbessern, wird zuerst die Nullrate bestimmt. Diese wird dann von den gemessenen Impulsen abgezogen.

Mit

$$N_0 = \frac{I_0}{t_0} \quad (9)$$

ergeben sich die Nullraten für γ - und β -Strahlung von

$$N_{0,\gamma} = \frac{651}{1000\text{ s}} = (6,51 \pm 0,25) \cdot 10^{-1} \frac{1}{\text{s}}$$

$$N_{0,\beta} = \frac{964}{1000\text{ s}} = (9,64 \pm 0,31) \cdot 10^{-1} \frac{1}{\text{s}}.$$

Die Fehler berechnen sich hierbei durch $N_0 = \frac{\sqrt{I_0}}{t_0}$.

6.2 Absorption von γ -Strahlung

Für die Messung der Absorption von γ -Strahlung wird die Strahlungsquelle ^{137}Cs verwendet. Die Absorptionskurven werden von den Materialien Blei Pb und Zink Zn aufgenommen.

Die aufgenommenen Messwerte sind aus Tabelle 1 und 2 zu entnehmen. Die daraus resultierenden Graphen sind in Abbildungen 2 und 3 dargestellt.

Hierbei ist D die Dicke des jeweiligen Absorbers, t die gemessene Zeit und N die Impulse. Die Aktivität berechnet sich aus $\Delta(N - N_0)$. Der Fehler für die Aktivität wird durch die Gauß Fehlerfortpflanzung

$$\Delta(N - N_0) = \sqrt{(\Delta N)^2 + (\Delta N_0)^2} \quad (10)$$

bestimmt.

Aufgrund der Poissonverteilung ergeben sich die Fehler der gemessenen Impulse durch

$$\Delta(N) = \sqrt{N}. \quad (11)$$

Tabelle 1: Messwerte für die Absorptionskurve von Blei

D / mm	t / s	N	$\Delta(N - N_0)$
1,2	50	6283 ± 79	$124,70 \pm 1,58$
2,4	60	7651 ± 87	$126,55 \pm 1,46$
12,0	80	4052 ± 64	$49,69 \pm 0,80$
13,2	90	4134 ± 64	$44,70 \pm 0,71$
24,0	120	2260 ± 48	$17,87 \pm 0,40$
25,2	140	2428 ± 49	$16,38 \pm 0,35$
34,5	180	1295 ± 36	$6,23 \pm 0,20$
35,7	210	1364 ± 37	$5,53 \pm 0,18$
44,0	300	873 ± 30	$1,95 \pm 0,10$
56,0	500	817 ± 29	$0,67 \pm 0,10$

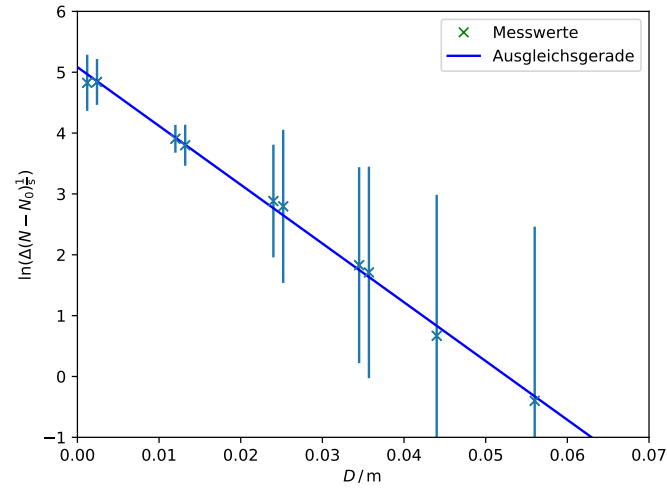


Abbildung 2: Absorptionskurve der γ -Strahlung für Blei

Tabelle 2: Messwerte für die Absorptionskurve von Zink

D / mm	t / s	N	$\Delta(N - N_0)$
2	30	4064 ± 64	$134,50 \pm 2,12$
4	40	5141 ± 72	$127,56 \pm 1,79$
6	50	6070 ± 78	$120,44 \pm 1,56$
8	60	6331 ± 80	$104,55 \pm 1,33$
10	65	6099 ± 78	$92,87 \pm 1,20$
12	70	6127 ± 78	$86,56 \pm 1,12$
14	80	6632 ± 81	$81,94 \pm 1,02$
16	90	6752 ± 82	$74,06 \pm 0,91$
18	100	6772 ± 82	$66,76 \pm 0,82$
20	110	7041 ± 84	$63,05 \pm 0,76$

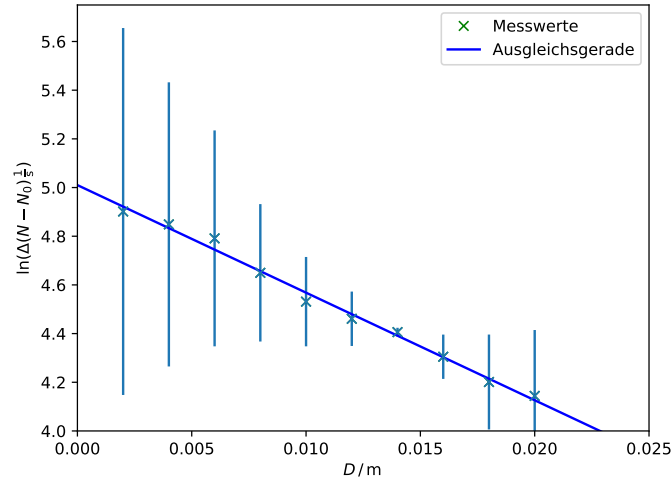


Abbildung 3: Absorptionskurve der γ -Strahlung für Zink

Für beide Geraden wird eine Ausgleichsrechnung der Form

$$\ln(\Delta(N - N_0)) = \mu d + N_0 \quad (12)$$

durchgeführt.

Aus dieser Geradengleichung kann der Absorptionskoeffizient und die Anfangsaktivität N_0 bestimmt werden. Diese Parameter sind in Tabelle 3 für Blei und Zink dargestellt.

Tabelle 3: Berechnete Parameter für die Absorptionskurven von Blei und Zink.

Probe	$\mu_{\text{com,exp}} / \frac{1}{\text{m}}$	$N_0 / \frac{1}{\text{s}}$
Blei	$96,6 \pm 2,0$	$5,08 \pm 0,06$
Zink	$44,2 \pm 1,4$	$5,01 \pm 0,02$

Zur Bestimmung des theoretischen Absorptionskoeffizient μ_{com} wird zuerst der Wirkungsquerschnitt σ_{com} mit Formel 5 bestimmt. Dafür wird $\epsilon = 1,295$ gesetzt. Die dafür benötigten Größen [1] sind in der folgenden Tabelle zu finden. Der Absorptionskoeffizient wird dann über Formel 6 berechnet.

Tabelle 4: Wirkung von Blei und Zink.

Probe	$\rho / \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$M / \frac{\text{g}}{\text{mol}}$	Z	$\sigma_{\text{com}} / 10^{-25} \text{cm}^2$	$\mu_{\text{com,theo}} / \frac{1}{\text{m}}$
Blei	11,34	207,2	82	2,57	69,458
Zink	7,14	65,38	30	2,57	50,701

6.3 Absorption von β -Strahlung

Für die Bestimmung der Absorptionskurve des β -Strahlers ^{99}Tc wird Aluminium als Probe verwendet. Mithilfe der Absorptionskurve von Aluminium wird dann die maximale Energie des Strahlers bestimmt.

Die Messwerte sind aus Tabelle 5 zu entnehmen.

Tabelle 5: Messwerte für die Absorptionskurve von Aluminium

$D / \mu\text{m}$	t / s	N	$\Delta(N - N_0)$
100	60	2453 ± 50	$40,23 \pm 0,83$
125	60	608 ± 25	$9,48 \pm 0,41$
153	60	661 ± 26	$10,37 \pm 0,43$
160	60	369 ± 19	$5,50 \pm 0,32$
200	80	168 ± 13	$1,45 \pm 0,16$
253	120	94 ± 10	$0,13 \pm 0,08$
302	250	171 ± 13	$0,03 \pm 0,05$
338	450	307 ± 18	$0,03 \pm 0,03$
400	700	504 ± 22	$0,07 \pm 0,03$
444	900	645 ± 25	$0,07 \pm 0,02$

Der aus den Messwerte folgende Graph ist in Abbildung 4 dargestellt.

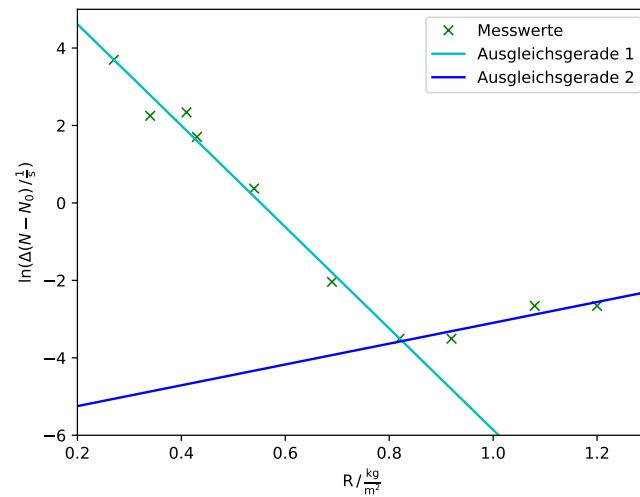


Abbildung 4: Absorptionskurve der β -Strahlung

Die beiden linearen Ausgleichsgeraden der Form $y = Ax + B$ ergeben die Parameter

$$\begin{aligned} A_1 &= (-13,10 \pm 0,78) \frac{1}{\text{m}} \\ B_1 &= (7,24 \pm 0,79) \\ A_2 &= (2,69 \pm 0,78) \frac{1}{\text{m}} \\ B_2 &= (-5,78 \pm 0,79) \end{aligned}$$

Aus dem Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden wird die maximale Reichweite der β -Teilchen R_{max} berechnet. Es ergibt sich ein Wert von

$$R_{\text{max}} = \frac{B_2 - B_1}{A_1 - A_2} = (0,82 \pm 0,09) \text{ m}$$

Die Maximalenergie des ^{99}Tc -Strahlers, die sich mit Formel 8 berechnen lässt, beträgt

$$E_{\text{max}} = (0,302 \pm 0,021) \text{ MeV}.$$

7 Diskussion

In der folgenden Tabelle sind die berechneten Werte für den Compton-Absorptionskoeffizienten nochmal zusammengefasst.

Tabelle 6: γ -Absorptionskoeffizienten im Vergleich

Probe	$\mu_{\text{com,exp}} / \frac{1}{\text{m}}$	$\mu_{\text{com,theo}} / \frac{1}{\text{m}}$	Prozentuale Abweichung
Blei	96,6	69,458	39,07 %
Zink	44,2	50,701	12,82 %

Für den Compton-Absorptionskoeffizienten von Blei folgt eine prozentuale Abweichung von 39% vom Theoriewert. Diese große Abweichung ist dadurch zu erklären, dass der Comptoneffekt nicht alleine wirkt, sondern in dem Bereich auch der Photoeffekt berücksichtigt werden muss. Im Vergleich zum Absorptionskoeffizient von Blei, ist die prozentuale Abweichung von Zink deutlich kleiner. Sie beträgt 12%. Zwar liegt diese nicht mehr im Toleranzbereich, jedoch scheinen bei Zink die Wirkung vom Photoeffekt deutlich geringer zu sein. Trotzdem kann auch in diesem Fall nicht nur vom Comptoneffekt ausgegangen werden.

Nicht nur die Berücksichtigung eines anderen Absorptionsmechanismus führt zu den prozentualen Abweichung, sondern auch der Versuchsaufbau. Vorallem die Bleiplatten konnten nicht immer exakt parallel zur γ -Quelle eingebaut werden, da diese leicht verformbar sind.

Die Abweichung der maximalen Energie des β -Strahlers im Vergleich zu dem Literaturwert von 0,293 MeV[4] beträgt nur 3%. Im Graphen wird deutlich, dass nahe der maximalen Reichweite starke Abweichungen vom Absorptionsgesetz durch Bremsstrahlung auftreten.

Literatur

- [1] *Blei*. URL: <https://www.lenntech.de/pse/elemente/pb.htm> (besucht am 11.06.2018).
- [2] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zu Versuch 408*. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/MEDPHYS/BACHELOR/AP/SKRIPT/V704.pdf> (besucht am 11.06.2018).
- [3] *Periodensystem*. URL: <http://www.periodensystem-online.de/index.php?id=isotope&el=43&mz=99&show=nuklid> (besucht am 11.06.2018).
- [4] *Zinn*. URL: <https://www.lenntech.de/pse/elemente/zn.htm> (besucht am 11.06.2018).