

Verfeinertes eindimensionales Elektronengasmodell. Verzweigungsbedingung und Orthogonalitätsrelation

Von Hans Kuhn

Physikalisch-chemisches Institut der Universität Marburg

(Z. Naturforschg. 9a, 989—990 [1954]; eingeg. am 18. Okt. 1954)

Betrachten wir den Fall eines π -Elektronengases, dessen Ladungswolke sich über n Äste erstreckt, die sich im Verzweigungspunkt P treffen (Abb. 1). Ausgehend von den für die Elektronengasmethode charakteristischen Modellvorstellungen beschreiben wir den Zustand eines Elektrons durch eine Wellenfunktion ψ , die im Bereich eines herausgegriffenen Astes Nr. ν eine alleinige Funktion von s_ν ist, wobei durch die Koordinate s_ν die Lage eines gegebenen Punktes entlang diesem Ast festgelegt wird. ψ genügt der Schrödinger-Gleichung

$$\frac{d^2 \psi}{ds_\nu^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} [E - V(s_\nu)] \psi = 0 \quad (1)$$

($\nu = 1, 2, \dots, n$; n Zahl der Äste, die sich in P treffen; E Gesamtenergie, $V(s_\nu)$ vorgegebene potentielle Energie an der Stelle s_ν des Zweiges Nr. ν), erfüllt die Randbedingung

$$\psi(s_\nu = \infty) = 0 \quad (2)$$

und genügt einer gewissen Grenzbedingung am Verzweigungspunkt P. Zunächst wurde angenommen¹, daß diese Grenzbedingung durch die Beziehung

$$\sum_{\nu=1}^n \left(\frac{d\psi}{ds_\nu} \right)_P = 0 \quad (3)$$

(am Verzweigungspunkt P, d. h. für $s_\nu = 0$) gegeben sei. Vor kurzem hat sich nun gezeigt², daß bei Verfeinerung des Elektronengasmodells Gl. (3) durch die Beziehung

$$\sum_{\nu=1}^n \left(\frac{d\psi}{ds_\nu} \right)_P = K \psi_P \quad (4)$$

(ψ_P Wellenfunktion am Verzweigungspunkt P) zu ersetzen ist, wobei K eine für die Verzweigung charakteristische Konstante darstellt, die im Falle einer Verzweigung am C-Atom den ungefähren Wert $1/(1,4 \cdot 10^{-8})$ cm⁻¹ besitzt. Mit $K=0$ geht (4) in (3) über. Im folgenden wird gezeigt, daß (4) die hinreichende und notwendige Bedingung dafür ist, daß die Wellenfunktionen ψ ein System orthogonaler Funktionen darstellen, d. h. (4) ist die Voraussetzung dafür, daß die modellmäßig eingeführten ψ -Funktionen physikalisch sinnvoll sind³.

¹ H. Kuhn, Helv. chim. Acta 32, 2247 [1949].

² H. Kuhn, Z. Elektrochem. 58, 219 [1954].

³ Für eine einfache Begründung von (4) im Spezialfall „freier“ Elektronen ($V=0$ im Bereich $s_\nu=0$ bis $s_\nu=s_\nu$, Zweigende und $V=\infty$ außerhalb dieses Bereichs) siehe H. Kuhn, W. Huber, H. Dehnert, W. Knaak

Wir setzen demgemäß voraus, daß zwischen zwei beliebig herausgegriffenen, zu verschiedenen Energiewerten E_a bzw. E_b gehörenden Wellenfunktionen ψ_a bzw. ψ_b die Orthogonalitätsbedingung erfüllt ist, welche in dem praktisch allein interessierenden Fall reeller Wellenfunktionen durch die Beziehung

$$\sum_{\nu=1}^n \int_0^\infty \psi_a \psi_b ds_\nu = 0 \quad (5)$$

gegeben ist.

Für beide Wellenfunktionen ψ_a und ψ_b gilt die Schrödinger-Gleichung

$$\frac{d^2 \psi_a}{ds_\nu^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} [E_a - V(s_\nu)] \psi_a = 0, \quad (6a)$$

$$\frac{d^2 \psi_b}{ds_\nu^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} [E_b - V(s_\nu)] \psi_b = 0. \quad (6b)$$

Durch Erweiterung von (6a) mit ψ_b und von (6b) mit ψ_a und durch Subtraktion des einen so erhaltenen Ausdrucks vom anderen folgt die Beziehung

$$\psi_b \frac{d^2 \psi_a}{ds_\nu^2} - \psi_a \frac{d^2 \psi_b}{ds_\nu^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E_a - E_b) \psi_a \psi_b = 0. \quad (7)$$

Nach Integration über den Bereich der Variablen s_ν (von $s_\nu=0$ bis ∞) und Addition der für ν gleich 1 bis n erhaltenen Gleichungen folgt

$$\sum_{\nu=1}^n \int_0^\infty \left(\psi_b \frac{d^2 \psi_a}{ds_\nu^2} - \psi_a \frac{d^2 \psi_b}{ds_\nu^2} \right) ds_\nu + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E_a - E_b) \sum_{\nu=1}^n \int_0^\infty \psi_a \psi_b ds_\nu = 0. \quad (8)$$

Nach Voraussetzung gilt die Orthogonalitätsrelation (5), die zweite Summe in (8) fällt also weg, und es wird

$$\sum_{\nu=1}^n \int_0^\infty \left(\psi_b \frac{d^2 \psi_a}{ds_\nu^2} - \psi_a \frac{d^2 \psi_b}{ds_\nu^2} \right) ds_\nu = 0.$$

Durch partielle Integration folgt weiter

$$\sum_{\nu=1}^n \left[\left| \psi_b \frac{d\psi_a}{ds_\nu} \right|_0^\infty - \int_0^\infty \frac{d\psi_a}{ds_\nu} \cdot \frac{d\psi_b}{ds_\nu} ds_\nu - \left| \psi_a \frac{d\psi_b}{ds_\nu} \right|_0^\infty + \int_0^\infty \frac{d\psi_b}{ds_\nu} \cdot \frac{d\psi_a}{ds_\nu} ds_\nu \right] = 0. \quad (9)$$

Die beiden Integrale unter der eckigen Klammer heben sich gegenseitig auf. Die Produkte

$$\psi_b \frac{d\psi_a}{ds_\nu} \quad \text{und} \quad \psi_a \frac{d\psi_b}{ds_\nu}$$

u. R. Haas, Industrie Chimique Belge, Sonderheft Congrès International de Chimie Industrielle, Bruxelles (1954), im Druck.

Für eine von der Stromerhaltungsbedingung ausgehende Begründung von (4) siehe H. Kuhn, J. Chem. Phys. 16, [1954] (im Erscheinen).



besitzen an der oberen Integrationsgrenze je den Wert null, da nach (2) ψ_a und ψ_b an jedem Zweigende null ist. Es folgt daher aus (9) die Gleichung:

$$\sum_{\nu=1}^n \left[-\psi_b \frac{d\psi_a}{ds_\nu} + \psi_a \frac{d\psi_b}{ds_\nu} \right]_{s_\nu=0} = 0.$$

Da ψ am Verzweigungspunkt eindeutig festliegt, also z. B. $\psi_a(s_1=0) = \psi_a(s_2=0) = \psi_a(s_n=0) = \psi_{a,P}$ ist, ergibt sich daraus die Gleichung

$$-\psi_{b,P} \sum_{\nu=1}^n \left(\frac{d\psi_a}{ds_\nu} \right)_P + \psi_{a,P} \sum_{\nu=1}^n \left(\frac{d\psi_b}{ds_\nu} \right)_P = 0. \quad (9a)$$

Es ist also

$$\frac{1}{\psi_{a,P}} \sum_{\nu=1}^n \left(\frac{d\psi_a}{ds_\nu} \right)_P = \frac{1}{\psi_{b,P}} \sum_{\nu=1}^n \left(\frac{d\psi_b}{ds_\nu} \right)_P \quad (10)$$

⁴ Sind r Verzweigungspunkte $P_1, P_2 \dots P_\varrho \dots P_r$ vorhanden und werden überdies verallgemeinernd komplexe Wellenfunktionen betrachtet, so ergibt sich analog zu (9a) die Beziehung

$$\sum_{\varrho=1}^r \left(\psi_b^* \sum \frac{d\psi_a}{ds_\nu} - \psi_a \sum \frac{d\psi_b^*}{ds_\nu} \right)_{P_\varrho} = 0 \quad (11)$$

als Bedingung dafür, daß die Funktionen ψ_a und ψ_b orthogonal zueinander sind. Darin ist ψ_b^* konjugiert komplex zu ψ_b ; die Summen zwischen den Klammern sind über die Anteile aller Äste, die sich in P_ϱ treffen, zu erstrecken.

gleich einer Konstanten K . Die linke Seite von (10) ist nur von ψ_a , die rechte Seite nur von ψ_b abhängig. Eine Beziehung dieser Art gilt für je zwei beliebig herausgegriffene Funktionen des betrachteten Systems, und daher ist K eine für das gesamte System orthogonaler Funktionen charakteristische Konstante. Gl. (4) folgt daher sofort aus Gl. (10).

In Gl. (4) treten nur Größen auf, die den Verlauf der Wellenfunktion ψ in der unmittelbaren Nachbarschaft vom Verzweigungspunkt P und nicht den weiteren Verlauf von ψ kennzeichnen; beim Übergang zu einem beliebig kompliziert verzweigten System bleibt die Gleichung daher im Falle jedes Verzweigungspunktes unverändert bestehen, wobei die Summe in (4) über die Beiträge aller Äste, die sich in einem herausgegriffenen Verzweigungspunkt P treffen, zu erstrecken ist⁴.

Die Beziehung wird durch Gl. (4), wonach

$$\sum \left(\frac{d\psi_a}{ds_\nu} \right)_{P_\varrho} = K_\varrho \psi_{a,P_\varrho}; \quad \sum \left(\frac{d\psi_b^*}{ds_\nu} \right)_{P_\varrho} = K_\varrho \psi_{b,P_\varrho}^* \quad (12)$$

ist, befriedigt, indem durch Einsetzen der Ausdrücke (12) in Gl. (11) die linke Seite dieser Beziehung gleich

$$\sum_{\varrho=1}^r (\psi_b^* K_\varrho \psi_a - \psi_a K_\varrho \psi_b^*)_{P_\varrho}$$

also identisch null wird. Gl. (4) stellt also auch in diesem allgemeinen Fall eine hinreichende Bedingung für die Orthogonalität der Funktionen ψ_a und ψ_b dar.

Bildung stabiler negativer Ionen in einigen Gasen und Dämpfen bei Elektronenstoß

Von O. Rosenbaum und H. Neuert

Physikalisches Staatsinstitut, Hamburg

(Z. Naturforsch. 9a, 990—991 [1954]; eingeg. am 18. Oktober 1954)

Die früheren Untersuchungen mit dem Massenspektrometer über die Bildung stabiler negativer Ionen bei Elektronenstoß werden auf weitere Gase und Dämpfe ausgedehnt. Es werden dabei negative Ionen sowohl infolge von Dissoziation mit Elektroneneinfang (Resonanzeinfang) als auch bei Dissoziation mit Bildung eines Ionenpaares beobachtet. Zur Kontrolle der Apparatur, insbesondere zur Festlegung der Elektronenenergieskala wurden zunächst einige bekannte Substanzen wie O_2 , $(CN)_2$, NH_3 , H_2O , BF_3 , HCl und HBr ausgemessen. Die Übereinstimmung der hier gefundenen Resultate mit den früher angegebenen^{1,2,2a} ist durchaus befriedigend. Der Vergleich der hier beobachteten Appearance-Potential-Werte für den Resonanzeinfang untereinander ergibt einen möglichen Fehler in der Energieskala von $\pm 0,3$ eV. Nach den hiesigen Beobachtungen könnte der Wert für die Bil-

dung von F^- aus BF_3 um etwa 0,4 eV kleiner sein als der Wert von 11,2 eV von Marriot und Craggs. Im Falle des NH_3 wurde überprüft, in welchem Ausmaß und mit welcher zeitlichen Abhängigkeit die Kontaktpotentialänderungen zwischen Glühdraht und Ionisierungskästchen die Genauigkeit der Messung der Elektronenenergie beeinträchtigen können. Die beobachteten Änderungen waren aber geringer, als ursprünglich vermutet worden war.

Es wurden die folgenden Gase neu untersucht: CS_2 , SO_2 , SiF_4 , PH_3 , S_2Cl_2 , $SOCl_2$, SO_2Cl_2 .

Vor allem wurden die Appearance-Potentiale der Resonanzlinien und die Lage der Resonanzmaxima bestimmt.

Die Appearance-Potentiale für die Ionenpaarbildung waren aus Intensitätsgründen meist nur ungenau feststellbar, sie sind deswegen in Tab. 1 nicht aufgeführt.

Die gefundenen Werte sind in Tab. 1 enthalten. In Spalte 5 ist eine Angabe über die Größenordnung der entstehenden Intensitäten solcher Resonanzmaxima gemacht, in Spalte 6 eine Aussage darüber, welcher Prozeß an Häufigkeit überwiegt. In manchen Fällen wurden mehrere Einfangsresonanzstellen festgestellt (z. B. bei S^- aus CS_2 , bei PH_2^- und PH^- aus PH_3), die

¹ J. Marriot u. J. D. Craggs, The Inst. of Petroleum, Paper No. 13, Conf. of Applied Mass Spectrometry, Oct. 1953.

² H. Gutbier u. H. Neuert, Z. Naturforsch. 9a, 335 [1954].

^{2a} H. Neuert u. O. Rosenbaum, Naturwiss. 41, 85 [1954].

nicht ohne weiteres durch verschiedene Arten der Dissoziation erklärt werden können. Diese Beobachtungen bedürfen noch weiterer Klärung.

Gas	Ionen- sorte	AP (eV)	Maximum (eV) des Resonanz- einfangs	rel. Häufigkeit	über- wiegen- der Prozeß:
CS ₂	S ⁻	3,2 u. 5,8	3,9 u. 6,6	mäßig	II
	O ⁻		3,5	4,4	I
SO ₂	SO ⁻	3,9	4,8	groß	I
	S ⁻		3,6	4,5	klein
H ₂ S	HS ⁻	2,2	3,1	groß	I
	HSe ⁻		1,8	2,6	groß
H ₂ Se	Cl ⁻	1,1	1,7	groß	II
	F ⁻		2,8	3,7	mäßig
CCl ₂ F ₂	PH ₂ ⁻	2,8 u. 5,3	3,5 u. 6,4	mäßig	I
	PH ⁻		6,8 u. 8,6	7,8 u. 9,8	mäßig
PH ₃	P ⁻	6,2	7,2	klein	I
	H ⁻		6,4	7,4	klein
S ₂ Cl ₂	Cl ⁻	0,4	1,1	groß	II
	S ⁻		2,6	3,6	klein
SOCl ₂	Cl ⁻	0,5 u. 3,5	1,1 u. 4,5	groß	II
	O ⁻		4,2	5,2	mäßig
SO ₂ Cl ₂	SO ⁻	4,5	5,4	mäßig	I
	S ⁻		1,5	2,5	klein
SO ₂ Cl ₂	Cl ⁻	0,6	1,2	groß	II
	S ⁻		3,9	4,9	klein
SO ₂ Cl ₂	O ⁻	3,9	4,8	klein	I
	SO ⁻		4,1	5,0	klein

I = Resonanzeinfang

II = Ionenpaarbildungsprozeß

Tab. 1.

Wegen ihrer günstigen Verwendung als Zusatzgase bei der Füllung der Druckkessel von Druckbandgeneratoren wurde in CO₂ und in CCl₂F₂ erneut nach negativen Ionen gesucht. In CO₂ wurden bei den im Massenspektrometer herrschenden niedrigen Drucken von einigen 10⁻⁴ Torr praktisch keine negativen Ionen beobachtet. Bei CCl₂F₂ wurden entgegen einem früheren Befund³ die kritischen Potentiale für Einfangsresonanzen für Cl⁻ bei 1,1 eV und für F⁻ bei 2,8 eV festgestellt.

³ R. F. Baker u. J. T. Tate, Phys. Rev. **53**, 683 [1938].

⁴ H. Neuert, Z. Naturforschg. **8a**, 459 [1953].

⁵ Franklin u. Lumplin, J. Amer. Chem. Soc. **74**, 1023 [1952].

Bei früheren Untersuchungen⁴ wurde beobachtet, daß in SeH₂ und SH₂ negative Ionen recht häufig gebildet werden. Infolge einer erst später erkannten Unzulänglichkeit der verwendeten Apparatur wurden diese Ionen dabei irrtümlich dem Se⁻ bzw. S⁻ zugeschrieben. Die Wiederholung der Messungen ergab eindeutig, daß es sich aber um HSe⁻ und HS⁻ handelt. Die damals gegebenen Abschätzungen für die Elektronenaffinität (EA) von Se und S sind damit hinfällig. Für die Elektronenaffinität von SeH und SH ergibt sich eine untere Grenze von 1,1 eV bzw. 1,6 eV. H₂Se und H₂S verhalten sich also hinsichtlich der Bildung negativer Ionen anders als das Molekül H₂O, bei dem die O⁻-Bildung überwiegt, was durch die hiesigen Messungen bestätigt wird.

Aus den Untersuchungen an CS₂ und SO₂ kann man eine Abschätzung für die EA(S) machen. S⁻ entsteht aus CS₂ z. B. durch Dissoziation in CS + S⁻. Die Bindungsenergie CS + S beträgt 4,4 eV⁵. Das kritische Potential für das niedrigere Einfangsmaximum liegt bei 3,2 eV, so daß man daraus eine untere Grenze für die EA(S) von 1,2 eV bekommt. Eine Dissoziation in C + S + S würde eine Energie von 10,5 eV erfordern; mit den beobachteten kritischen Potentialen für die Einfangsmaxima würden daraus viel zu hohe Elektronenaffinitäten folgen, so daß man diesen Prozeß für die Deutung der beobachteten Maxima offenbar ausschließen kann. Aus der Dissoziation von SO₂ in S⁻ + O₂ (kritisches Potential für Elektroneneinfang 3,6 eV) kann man mit D(SO₂ → S + O₂) = 5,8 eV⁶ auf eine untere Grenze von EA(S) von 2,2 eV schließen. Dieser Wert ist noch etwas höher, als man nach theoretischen Überlegungen erwarten möchte (1,5 eV)⁷. Es liegt daher nahe anzunehmen, daß der niedrige Wert bei CS₂ dadurch zustande kommt, daß noch kinetische Energien bei dem Dissoziationsvorgang auftreten, während dies für den Fall des S⁻ aus SO₂ wenig wahrscheinlich ist, da der Wert von 2,2 eV schon recht hoch liegt.

⁶ Gmelins Handbuch der Chemie, Band 9B, Schwefelverbindungen (1953).

⁷ A. G. Gaydon, Dissociation Energies (1953), S. 593, Chapman and Hall, London.

Die Dissoziationsenergien von CaO, SrO und BaO

Von A. Lagerqvist und L. Huldt

Institut für Physik der Universität Stockholm

(Z. Naturforschg. **9a**, 991—992 [1954]; eingeg. am 1. Oktober 1954)

Durch spektroskopische Intensitätsmessungen von Atomlinien in Flammen bestimmten wir vor einigen Jahren¹ die Dissoziationsenergien der Erdalkalioxyde

MgO, CaO, SrO und BaO. Wir² haben später die experimentelle Methodik entwickelt und u. a. die photographische Intensitätsbestimmung durch photoelektrische Messung ersetzt. In dieser Weise haben wir die Dissoziationsenergien einiger anderer Oxyde^{2,3} bestimmt.

Inzwischen sind die Dissoziationsenergien der Erdalkalioxyde von verschiedenen Gesichtspunkten aus diskutiert worden^{4,5,6}. Wir haben es deshalb für rich-

¹ L. Huldt u. A. Lagerqvist, Ark. Fys. **2**, 333 [1950].

² A. Lagerqvist u. L. Huldt, Z. Naturforschg. **8a**, 493 [1953].

³ L. Huldt u. A. Lagerqvist, Z. Naturforschg. **9a**, 358 [1954].

⁴ G. Drummond u. R. F. Barrow, Trans. Faraday Soc. **47**, 1275 [1951].

⁵ L. Brewer, Chem. Rev. **52**, 1 [1953].

⁶ A. G. Gaydon, Dissociation Energies and Spectra of Diatomic Molecules, 2. Ed., London 1953.

tig befunden, nach dem verbesserten Verfahren neue Messungen vorzunehmen. So sind D_{CaO} , D_{SrO} und D_{BaO} in der früher² beschriebenen Weise neu bestimmt worden. Die Magnesiumlinie λ 2852 konnte nicht gemessen werden, weil der Monochromator mit Glasoptik versehen war.

Die Ergebnisse sind in Tab. 1 zusammengestellt. Als Grundterm sind für CaO und SrO $^3\Sigma$ und für BaO $^1\Sigma$ angenommen, da eine kürzlich durchgeführte Experimentaluntersuchung⁷ darauf hinweist, daß der für CaO und SrO bekannte niedrigste Singulett-Term nicht den Grundzustand darstellt, was jedoch bei BaO sehr wahrscheinlich ist. Die f -Werte der Linien sind aus den Arbeiten von Steinhäuser⁸ (Ca), Prokofjew⁹ (Sr) und Wessel¹⁰ (Ba) entnommen.

Aus den Partialdrucken des Metaldampfes p_M des Oxydes p_{MO} und des atomaren Sauerstoffes p_O ist die Dissoziationsenergie D durch folgende Gleichung² zu erhalten.

$$\frac{p_M \cdot p_O}{p_{MO}} = F(T) e^{-D/kT}$$

Bei den drei Temperaturen (2430, 2330 und 2240 ° K) errechnet sich p_O zu $5 \cdot 10^{-4}$ bzw. $11 \cdot 10^{-4}$ und $8 \cdot 10^{-4}$ Atm.

Die erhaltenen Werte stimmen gut mit unseren früheren Ergebnissen¹ überein sowie auch mit denen von Drummond und Barrow⁴. Diese Angaben, sowie auch diejenigen aus Brewers Übersicht⁵, sind in die letzten Kolonnen der Tabelle eingesetzt, wobei gleichzeitig einige kleinere Rechen- und Druckfehler in unserer früheren Veröffentlichung¹ beseitigt worden sind.

Der Fehler in D ist ± 8 kcal. Wird aber der Grundzustand $^3\Sigma$ für CaO und SrO durch 3II ersetzt, vermindern sich die angegebenen Dissoziationsenergien um 3 kcal/Mol.

Oxyd Grundterm	Wellenlänge und f -Wert	Flammen-temp. °K	$\frac{p_M}{p_{MO}}$	$\frac{D}{\text{kcal Mol}}$	$\frac{D_{\text{Mitte}}}{\text{kcal Mol}}$	$\frac{D}{\text{H-L}^1}$	$\frac{D}{\text{D-B}^4}$	$\frac{D}{\text{Brewer}^5}$
CaO $^3\Sigma$	$4226,7 \text{ \AA}$ $f = 2,31$	2430	$15,6 \cdot 10^{-3}$	111	108	111	116	103
		2330	$7,3 \cdot 10^{-3}$	105				
		2240	$4,2 \cdot 10^{-3}$	106				
SrO $^3\Sigma$	$4607,3 \text{ \AA}$ $f = 1,20$	2430	$16,8 \cdot 10^{-3}$	110	106	109	110	111
		2330	$9,2 \cdot 10^{-3}$	105				
		2240	$5,8 \cdot 10^{-3}$	104				
BaO $^1\Sigma$	$5535,5 \text{ \AA}$ $f = 2,10$	2430	$5,2 \cdot 10^{-4}$	132	128	130	129	126 ($^2\Sigma$)
		2330	$2,4 \cdot 10^{-4}$	127				
		2240	$1,77 \cdot 10^{-4}$	124				

⁷ A. Lagerqvist u. L. Huldt, Ark. Fys. 8, 527 [1954].

⁹ W. Prokofjew, Z. Phys. 50, 701 [1928].

⁸ A. Steinhäuser, Z. Phys. 99, 300 [1936].

¹⁰ G. Wessel, Z. Phys. 126, 440 [1949].

BESPRECHUNGEN

Astronomie. Geschichte ihrer Probleme. Von Ernst Zinner. Verlag Karl Alber, Freiburg 1951. XII, 404 S. mit 34 Abb.; Preis geb. DM 23.—.

In der Buchreihe „Orbis Academicus“ soll die Problemgeschichte einer Wissenschaft an Hand von Originaltexten ihrer führenden Forscher für einen weiteren Kreis verständlich dargestellt werden. Dieser Forderung auf dem Gebiet der Astronomie zu genügen, ist mit besonderen Schwierigkeiten verbunden. Es ist Zinner jedoch dank seiner hervorragenden Kenntnis der astronomischen Literatur gelungen, auf Grund von Originalschriften und kurzen verbindenden Zwischentexten eine anschauliche Übersicht über die Entwicklung der klassischen astronomischen Probleme und ihrer Lösungen bis zum 19. Jahrhundert zu geben. Von einer Darstellung der Beiträge unseres Jahrhunderts wurde abgesehen.

Über die Hälfte des Buches ist der Theorie der Bewegung der Planeten von Platon und Aristoteles über Kepler und Newton bis zu Leverrier und Newcomb gewidmet. Aber auch die Beobachtungen, die auf die physische Beschaffenheit der Sonne, der Planeten, Monde, Kometen und Meteore schließen lassen, kommen ausführlich zu Wort. Der zweite, wesentlich kürzere Teil über das Sternennall geht von Galilei aus, beschäftigt sich mit Sternkarten, dem Bau des Milchstraßensystems und dem Verhalten besonderer Sterne. Im dritten Teil über Weltentstehung werden Auszüge aus den klassischen Arbeiten von Kant und Laplace wiedergegeben. Das Buch hat die Aufgabe, die alten Quellen einem größeren Kreis zugänglich zu machen, mit großer Sachkenntnis gelöst. Der Quellennachweis und eine ausführliche Bibliographie ermöglichen ein tieferes Eindringen.

G. Elwert, Tübingen.

Nachdruck — auch auszugsweise — nur mit schriftlicher Genehmigung des Verlags gestattet.

Verantwortlich für den Inhalt: A. K l e m m

Satz und Druck H. Laupp jr Tübingen



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.