

12.10.1927

Postverlagsort Leipzig

Stadt
Dresden
Elbing

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

HERAUSGEGEBEN VON
ARNOLD BERLINER

UNTER BESONDERER MITWIRKUNG VON HANS SPEMANN IN FREIBURG I. BR.

ORGAN DER GESELLSCHAFT DEUTSCHER NATURFORSCHER UND ÄRZTE

UND

ORGAN DER KAISER WILHELM-GESELLSCHAFT ZUR FÖRDERUNG DER WISSENSCHAFTEN

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN W 9

HEFT 41 (SEITE 825—840)

14. OKTOBER 1927

FÜNFZEHNTER JAHRGANG

INHALT :

Zur Elektronentheorie der Metalle. Von A. SOMMERFELD, München. (Mit 1 Figur) 825

ZUSCHRIFTEN:

Die Acetylierung des Insulins. Von K. FREUDENBERG und W. DIRSCHERL, Heidelberg 832

Die Anregungsfunktion von Spektrallinien. Von W. HANLE, Halle. (Mit 2 Figuren) 832

BOTANISCHE MITTEILUNGEN: Insekten und Blumen.
Die Wirkung erhöhter Temperatur auf Samenkörner. Studien zur Blaauwschen Theorie.

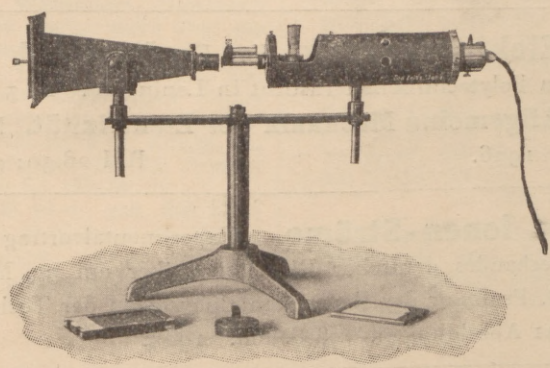
Untersuchungen über traumatische Reizung von Pflanzen. Über die Saugkräfte einiger Parasiten. Über die Wasseraufnahme durch Blatttrichome bei Wüstenpflanzen. Zur Mechanik der Wasserausscheidung aus lebenden Pflanzenzellen. Infektion, Myzelüberwinterung und Kopulation bei Exoasceen 833

MITTEILUNGEN AUS VERSCHIEDENEN GEBIETEN:
Das neuzeitliche Kohlenproblem. Waldbrände in Sibirien 837

ZEISS

Handspektroskop

mit Reagenzglaskondensator u. Wellenlängenteilung, ausgerüstet mit Kamera



Verwendbar für Emissions-Spektren von Flammen und Funken, Absorptions-Spektren von Farbstoffen, Blut und Lichtfiltern. Zur Betrachtung mit dem Auge und zur photogr. Aufnahme beider Arten von Spektren



Druckschriften und weitere Auskünfte
kostenfrei



DIE NATURWISSENSCHAFTEN

erscheinen wöchentlich und können im In- und Auslande durch jede Sortimentsbuchhandlung, jede Postanstalt oder den unterzeichneten Verlag bezogen werden. Preis vierteljährlich für das In- und Ausland RM 9.—. Hierzu tritt bei direkter Zustellung durch den Verlag das Porto bzw. beim Bezuge durch die Post die postalische Bestellgebühr. Einzelheft RM 1.— zuzüglich Porto.

Manuskripte, Bücher usw. an

Die Naturwissenschaften, Berlin W 9, Linkstr. 23/24, erbeten.

Preis der Inland-Anzeigen: $\frac{1}{2}$ Seite RM 150.—; Millimeter-Zeile RM 0.35. Zahlbar zum amtlichen Berliner Dollarkurs am Tage des Zahlungseinganges. Für Vorzugsseiten besondere Vereinbarung. — Bei Wiederholungen Nachlaß.

Auslands-Anzeigenpreise werden auf direkte Anfrage mitgeteilt.

Klischee-Rücksendungen erfolgen zu Lasten des Inserenten.

Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstr. 23/24
Fernsprecher: Amt Kurfürst 6050—53. Telegrammadr.: Springerbuch.

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN W 9

Elektronen · Atome · Moleküle

Bearbeitet von

W. Bothe, W. Gerlach, H. G. Grimm, O. Hahn, K. F. Herzfeld, G. Kirsch, L. Meitner, St. Meyer, F. Paneth, H. Pettersson, K. Philipp, K. Przibram

Redigiert von

H. Geiger

Mit 148 Abbildungen. VIII, 568 Seiten. 1926. RM 42.—; gebunden RM 44.70

(Bildet Band XXII des „Handbuch der Physik“)

Inhalt:

Elektronen. Von Professor Dr. W. Gerlach, Tübingen. — **Atomkerne:** Kernladung, Kernmasse. Von Dr. K. Philipp, Berlin-Dahlem. — Das α -Teilchen als Heliumkern. Von Professor Dr. O. Hahn, Berlin-Dahlem. — Kernstruktur. Von Professor Dr. Lise Meitner, Berlin-Dahlem. — Atomzertrümmerung. Von Dr. H. Pettersson, Göteborg, und Dr. G. Kirsch, Wien. — **Radioaktivität:** Der radioaktive Zerfall. Von Dr. W. Bothe, Charlottenburg. — Die radioaktiven Stoffe. Von Professor Dr. St. Meyer, Wien. — Die Bedeutung der Radioaktivität für chemische Untersuchungsmethoden. Die Bedeutung der Radioaktivität für die Geschichte der Erde. Von Professor Dr. O. Hahn, Berlin-Dahlem. — **Die Ionen in Gasen.** Von Professor Dr. K. Przibram, Wien. — **Größe und Bau der Moleküle.** Von Prof. Dr. K. F. Herzfeld, München, und Prof. Dr. H. G. Grimm, Würzburg. — **Das natürliche System der chemischen Elemente.** Von Professor Dr. F. Paneth, Berlin.

Lehrbuch der Elektrodynamik. Von Dr. **J. Frenkel**, Professor für Theoretische Physik am Polytechnischen Institut in Leningrad. In 3 Bänden.

Erster Band: **Allgemeine Mechanik der Elektrizität.** Mit 39 Abbildungen.

X, 365 Seiten. 1926.

RM 28.50; gebunden RM 29.70

Elektronen und Ionen-Ströme. Experimentalvortrag bei der Jahresversammlung des Verbandes deutscher Elektrotechniker am 30. Mai 1922. Von Dr. **J. Zenneck**, ord. Professor der Experimentalphysik an der Technischen Hochschule München. Mit 41 Abbildungen. 48 Seiten. 1923.

RM 1.50

Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen. Theoretische Grundlagen und Anwendung. Von **W. O. Schumann**, a. o. Professor der Technischen Physik an der Universität Jena. Mit 80 Textabbildungen. VII, 246 Seiten. 1923.

RM 7.20; gebunden RM 8.40

Zur Elektronentheorie der Metalle.

Von A. SOMMERFELD, München.

I. Einleitendes über das Elektronengas und seine Statistik.

Eine Deutung des elektrischen Stromes in Leitern durch Konvektion elektrischer Partikeln — im Anschluß an die Vorstellungen bei der Elektrolyse — drängte sich auf, noch bevor es eine eigentliche Elektronentheorie gab. Sie wurde von GIESE, SCHUSTER u. a. aufgestellt und dann namentlich von RIECKE und DRUDE ausgebaut. Ihr Haupterfolg war die Ableitung des WIEDEMANN-FRANZschen Gesetzes durch DRUDE und eine wenigstens qualitative Erklärung der thermoelektrischen Erscheinungen. Aber die genauere statistische Darstellung, die H. A. LORENTZ¹ von der DRUDEschen Theorie gab, lieferte einen etwa um 30% zu kleinen Wert für den Zahlenkoeffizienten im WIEDEMANN-FRANZschen Gesetz und zwang z. B. beim THOMSON-Effekt zu ziemlich willkürlichen Annahmen über die Temperaturabhängigkeit der Elektronendichte im Metall. Gegenüber dem fundamentalen Problem der Kontaktpotentiale und der VOLTaschen Spannungsreihe erwies sich die Theorie als hilflos. Es kam die Schwierigkeit hinzu, daß bei Anwendung der klassischen Gleichverteilung der Energie die Elektronen einen merkwürdigen Beitrag zur spezifischen Wärme der Metalle liefern müßten, welcher mit der Beobachtung im Widerspruch stand. Deshalb ist die Idee des „Elektronengases“ im Metall während der letzten zwanzig Jahre mehr und mehr in Mißkredit gekommen.

Indessen stehen und fallen diese Schwierigkeiten mit der *klassischen* (BOLTZMANNschen) *Form der Statistik*. Die neueste Entwicklung der Quantentheorie hat zu Gegenvorschlägen gegen diese Statistik geführt, zunächst von BOSE und EINSTEIN², welche eine neue Methode der Abzählung für die der Statistik zugrunde zu legenden gleichwahrscheinlichen Fälle einführten. Während in der klassischen Statistik der *Zustand* wahrscheinlichkeitsmäßig (durch Würfeln oder Losen) bestimmt wird, der der einzelnen willkürlich herausgegriffenen *Korpuskel* (Molekel, Elektron) beizulegen ist, wird in der neuen Statistik die *Zahl der Korpuskeln* wahrscheinlichkeitsmäßig festgelegt, die auf den einzelnen willkürlich herausgegriffenen *Zustand* fallen soll. In der klassischen Statistik werden also die *Zustände* als gleichwahr-

scheinlich behandelt, in der neuen Statistik ihre *Belegungszahlen* z. B. n_0 für den Grundzustand von der Energie Null, n_1 für den nächst höheren Zustand, n_k für den k^{ten} Quantenzustand. Ein anderer, wenn auch weniger tief greifender Gegensatz besteht darin, daß man in der klassischen Statistik schließlich zur Grenze beliebig kleiner Zustandsbereiche übergehen kann, während in der neuen Statistik die Größe der „Elementarzelle“ quantenmäßig durch das PLANCKsche h gegeben ist. EINSTEIN und später SCHRÖDINGER weisen darauf hin, daß die neue Statistik dem Standpunkte der Wellenmechanik entspricht, wonach jeder Quantenzustand durch eine Eigenfunktion des betrachteten Raumes ersetzt wird.

Eine neue Wendung erhielten die statistischen Fragen, als sie von dem jungen italienischen Physiker FERMI¹ mit dem PAULISchen Prinzip verknüpft wurden. Dieses Prinzip (scherzweise das Wohnungsamt der Elektronen genannt) besagt, zunächst für das einzelne Atom, daß jeder vollständig definierte Quantenzustand höchstens von *einem* Elektron innegehabt werden kann. PAULI konnte zeigen, daß die Systematik der komplexen Spektren von diesem Prinzip beherrscht wird, und, mehr als das, daß die Theorie des periodischen Systems der Elemente ihren Abschluß in diesem Prinzip findet: Die Periodenzahlen 2, 8, 18, 32 sind gerade diejenigen Elektronenzahlen, welche in der K-, L-, M-, N-Schale maximal zulässig sind, ohne daß zwei Elektronen völlig gleiche Quantenzahlen erhalten. Der Umstand, daß die Systematik der Atomspektren sich in den Bandenspektren der Molekeln wiederfindet (MECKE, MULLIKEN), weist sodann darauf hin, daß das PAULISche Prinzip auch für die Gesamtheit der in einem Molekül vereinigten Elektronen gilt. FERMI hat nun den kühnen Schritt getan, das PAULISche Prinzip auf die Gesamtheit der Molekeln eines Gases zu übertragen; so wie die Elektronen im Atom von einander wissen und sich in die vorhandenen Quantenzustände teilen sollen, so fordert die FERMISche Statistik, daß auch die sämtlichen Molekeln eines ausgedehnten Gases sich auf die möglichen Quantenzustände der kinetischen und weiterhin der potentiellen Energie vereinbaren. Wie das zugeht, bleibt völlig undurchsichtig. Aber die Konsequenzen dieses Postulates müssen durchgedacht werden.

FERMI zeigte zunächst, daß aus seiner Statistik ein ganz bestimmtes Gesetz für die „Ent-

¹ Amsterdamer Akademie, Januar und März 1905. Vgl. auch Theory of electrons, S. 63—67 und 266—273. (Teubner 1909.)

² BOSE, Zeitschr. f. Phys. 26, 178. 1924; A. EINSTEIN, Sitzungsber. d. preuß. Akad. d. Wiss. 1924, Nr. 22; 1925, Nr. 1 und 3.

¹ Zur Quantelung des idealen einatomigen Gases. Zeitschr. f. Phys. 36, 902, 1926. Vgl. auch P. A. M. DIRAC, Proc. R. Soc. 112, 661, 1926.

artung“ einatomiger idealer Gase folgt, ein Gesetz, das merkwürdigerweise in der umgekehrten Richtung liegt, als die aus der EINSTEIN-BOSESCHEN Statistik folgende Entartung: Während nach EINSTEIN bei tiefen Temperaturen der Druck *niedriger* sein soll als nach der Gleichung des vollkommenen Gases, wird er nach FERMI *höher*. Bei FERMI gibt es eine Nullpunktsenergie und einen Nullpunktsdruck. Der Grund hierfür ist leicht einzusehen: Auch beim absoluten Nullpunkt gilt das PAULI-Verbot, wonach nicht mehr als ein Atom die Energie Null (Grundzustand der kinetischen Energie) haben darf; die Atome sind also in ihrer überwiegenden Mehrzahl gezwungen, sich in höheren Zuständen aufzuhalten, also in Zuständen, denen nicht nur Bewegungsenergie, sondern auch Bewegungsgröße zukommt. Das Gas muß also selbst beim absoluten Nullpunkt und in der Nähe desselben Energie E_0 und Druck p_0 besitzen. Die nebenstehende Figur zeigt in der punktierten Linie die Energie des vollkommenen Gases, als Funktion der Temperatur, in der ausgezogenen diejenige des entarteten Gases nach FERMI. (Nach EINSTEIN dagegen müßten sich die Verhältnisse in der Nähe des absoluten Null-

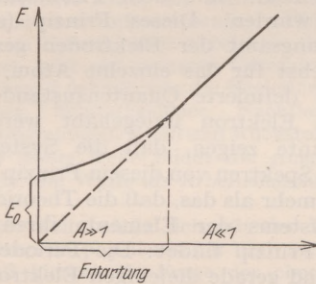


Fig. 1. Die Energie des einatomigen Gases nach der FERMISCHEN Statistik. Bei hoher Temperatur, $A \ll 1$, linearer Anstieg von E , wie in der klassischen Statistik, bei tiefen Temperaturen, $A \gg 1$, charakteristische Abweichung von diesem Verhalten und Nullpunkts-Energie.

punktes eigentümlich komplizieren durch Auftreten eines Zweiphasen-Gleichgewichtes zwischen den Atomen mit der Energie Null und denjenigen mit Energieen größer Null.)

Eine starke Stütze hat die FERMISCHE Statistik neuerdings erhalten durch eine Untersuchung von PAULI¹ auf dem Gebiete des Magnetismus. Es handelt sich um den schwachen (residuellen) und temperatur-unabhängigen Paramagnetismus der Metalle, insbesondere der Alkalien. Das CURIEsche Gesetz, das sich bei den Gasen Sauerstoff und Stickoxyd sowie bei den paramagnetischen Salzen bewährt hat und durch LANGEVIN aufs Schönste begründet ist, verlangt bekanntlich eine systematische Zunahme der Magnetisierung mit abnehmender Temperatur; und die Atomphysik läßt erwarten, daß die dem Paramagnetismus

¹ Über Gasentartung und Paramagnetismus, Zeitschrift f. Phys. 41, 81. 1927.

zugrunde liegenden magnetischen Momente der Atome eine gewisse Einheit, das sogenannte BOHRSCHE Magneton, nicht unterschreiten. Infolgedessen war der temperatur-unabhängige und abnorm schwache Paramagnetismus der Metalle bisher ein völliges Rätsel.

PAULI geht bei der Lösung dieses Rätsels von der alten Vorstellung des Elektronengases aus, behandelt dessen Zustandsverteilung aber nicht nach der klassischen, sondern nach der FERMISCHEN Statistik. Dabei zeigt sich sofort: *das Elektronengas ist schon bei gewöhnlichen Temperaturen vollkommen entartet*. Der Grund liegt an der außerordentlich kleinen Masse m des Elektrons. In dem allgemeinen Entartungs-Kriterium für ein beliebiges Gas vom Molekulargewicht m kommt nämlich die charakteristische Größe $2 \pi m k T$ vor (k = BOLTZMANNSCHE Konstante, T = absolute Temperatur). Wenn also Heliumgas ($m = 4$) wie FERMI nachrechnet, bei $T = 5^\circ$ abs. eine merkliche Entartung zeigt, so muß das Elektronengas ($m = \frac{1}{1800}$) den gleichen Grad von Entartung schon bei $T = 1800 \cdot 4 \cdot 5^\circ = 36000^\circ$ zeigen. Bei Zimmertemperatur $T = 300^\circ$, ist dieses Gas also vollkommen entartet. Außer von der Temperatur hängt das Eintreten der Entartung natürlich auch von der Dichte ab, in dem Sinne, daß große Dichte ebenso wie niedrige Temperatur die Entartung begünstigt. Die Dichte des Elektronengases kann man dadurch abschätzen, daß man mit PAULI in erster Näherung annimmt: jedes Metallatom, insbesondere jedes Alkaliatom, gibt sein Valenzelektron frei; die Elektronenzahl in der Raumeinheit wird dann gleich der Atomzahl. PAULI berechnet auf diesem Wege den Paramagnetismus der Alkalien in bester Übereinstimmung mit dem Experiment. Und zwar rührt das dem beobachteten Paramagnetismus zugrunde liegende elementare magnetische Moment von den *Elektronen*, nicht von den *Metallatomen* her. Denn das Elektron ist selbst ein Magnet (Hypothese des „spinning electron“ von UHLENBECK und GOUDSMIT, welche ihrerseits durch die PAULISCHE Rechnung bestätigt wird). Die Temperatur-Unabhängigkeit des Paramagnetismus der Metalle erklärt sich daraus, daß wie Fig. 1 veranschaulicht, im Entartungsgebiet alle Eigenschaften in erster Näherung temperaturunabhängig werden. Den relativ kleinen Betrag des Paramagnetismus versteht man daraus, daß gleichzeitig alle tieferen Energieniveaus voll besetzt sind, was für die Elektronenmagnete eine gegenseitige Kompensierung von positivem und negativem Magnetismus, also einen kleinen restierenden Gesamtmagnetismus, mit sich bringt.

Auf Grund dieser PAULISCHEN Darlegung können wir nun sofort die eingangs erwähnte Schwierigkeit beseitigen, betreffend die spezifische Wärme der freien Elektronen: Da das Elektronengas entartet ist, wird seine innere Energie in erster Näherung unabhängig von der Temperatur, seine spezifische Wärme also gleich Null. Rechnet man

in zweiter Näherung, berücksichtigt also den schwachen Anstieg der Energiekurve im entarteten Gebiet, so ergibt sich eine mit T allmählich anwachsende spezifische Wärme, welche aber für Zimmertemperatur und pro Mol des Metalles gerechnet, nur etwa $R/100$ betragen würde — nach der klassischen Statistik würde sie dagegen bekanntlich $\frac{3}{2} R$ sein, wo R die universelle Gaskonstante bedeutet. Letzterer Betrag ist mit den Beobachtungen über die spezifische Wärme unvereinbar; der Betrag $R/100$ dagegen ist durchaus zulässig.

II. Elektrische und Wärmeleitung. Wiedemann-Franzsches Gesetz.

Nach Beseitigung dieser ersten Schwierigkeit entsteht die Frage, ob sich die einfache Vorstellung des Elektronengases nun nicht auch für das weite Gebiet der galvanischen und thermischen Leitung durchführen läßt. Ich habe dies in einer Vorlesung des laufenden Sommersemesters versucht und bin dabei zu bemerkenswerten Resultaten gelangt, welche ich hier kurz zusammenstellen möchte.

Zunächst einige Worte über die mathematische Methode, die der von LORENTZ l. c. nachgebildet ist. Bedeuten ξ, η, ζ die Komponenten der Geschwindigkeit v eines Elektrons und $f(\xi, \eta, \zeta)$ die Geschwindigkeitsverteilung derart, daß $f(\xi, \eta, \zeta)d\omega$ die Zahl der Elektronen in der Volumeinheit ist, die auf den Geschwindigkeitsbereich $d\omega$ zwischen ξ und $\xi + d\xi, \eta$ und $\eta + d\eta, \zeta$ und $\zeta + d\zeta$ kommen, so gilt unter der Wirkung eines elektrischen Feldes F in der x -Richtung oder beim Vorhandensein eines Temperaturgefälles bzw. eines Dichte-Unterschiedes in der x -Richtung:

$$f(\xi, \eta, \zeta) = f_0 + \xi \chi; \quad (1)$$

f_0 bedeutet die normale Geschwindigkeitsverteilung ohne Feld bzw. ohne Temperaturgefälle und ist daher kugelsymmetrisch, d. h. nur von $v = \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}$ abhängig. Dasselbe gilt in erster Näherung von dem Störungsbestandteil χ . Aus der Betrachtung der Zusammenstöße der freien Elektronen mit den als ruhend gedachten Metallatomen ergibt sich

$$\chi = -\frac{l}{v} \left(\frac{eF}{m} \frac{1}{v} \frac{\partial f_0}{\partial v} + \frac{\partial f_0}{\partial x} \right) \quad (2)$$

l ist die freie Weglänge der Elektronen, also eine Größe umgekehrt proportional dem Wirkungsquerschnitt der Metallatome. Während nun LORENTZ mit der *Maxwellschen Verteilung*

$$f_0 = A e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}, \quad \varepsilon = \frac{m}{2} v^2 \quad (3)$$

rechnet, haben wir für f_0 die *Fermische Verteilung* zu benutzen (das entsprechende EINSTEINSche Gesetz, bei dem $+1$ im Nenner von (4) durch -1 zu ersetzen wäre, kommt für das entartete Elektronengas nicht in Frage, weil nach diesem

Gesetz, vgl. oben, Entartung gleichbedeutend wäre mit Ausfallen der Elektronen):

$$f_0 = \frac{1}{\frac{1}{A} e^{\frac{\varepsilon}{kT}} + 1}. \quad (4)$$

Für $A \ll 1$ geht (4) in (3) über, weil dann die 1 im Nenner von (4) vernachlässigt werden kann. Wir haben aber stets mit $A \gg 1$ (Entartung) zu rechnen; den anderen Grenzfall $A \ll 1$ werden wir nur deshalb daneben berücksichtigen, um auf diese Weise auch die Ergebnisse der klassischen Statistik zur Hand zu haben. Die thermodynamische Bedeutung von A ist übrigens, wie neuerdings PAULI und vorher HEITLER gezeigt haben,

$$\log A = \frac{\mu}{kT} \quad (5)$$

wo μ in GIBBSScher Bezeichnung das thermodynamische Potential, für die Masseneinheit des Elektrons genommen, bedeutet.

Der elektrische Strom J bzw. der Energiestrom W , d. h. die durch den Querschnitt 1 in der Zeit 1 transportierte elektrische Ladung bzw. kinetische Energie der Elektronen drücken sich nun durch die Verteilungsfunktion f folgendermaßen aus:

$$J = e \int \xi f d\Omega, \quad W = \frac{m}{2} \int \xi^2 v^2 f d\Omega. \quad (6)$$

Ferner berechnen wir die Elektronenzahl n in der Volumeinheit durch die Formel:

$$n = \int f d\Omega = \int f_0 d\Omega. \quad (7)$$

Wir haben in (6) und (7) $d\Omega$ statt des früheren $d\omega = d\xi d\eta d\zeta$ geschrieben, um anzudeuten, daß wir $d\Omega$ als Phasenelement des sogenannten Impulsraumes (statt des Geschwindigkeitsraumes), und zwar in Einheiten von h^3 messen wollen

$$d\Omega = 4\pi \left(\frac{m}{h} \right)^3 v^2 dv. \quad (8)$$

A. Elektrische Leitung.

Den Fall der reinen elektrischen Leitung erhalten wir, wenn wir in (2) setzen

$$\frac{\partial f_0}{\partial x} = 0, \quad \text{also} \quad \frac{\partial A}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

und auch die Feldstärke F als von x unabhängig behandeln. Für die elektrische Leitfähigkeit σ , nämlich das Verhältnis J/F erhält man aus (6) und (7) in den beiden Grenzfällen $A \ll 1$ und $A \gg 1$:

$$\sigma = \frac{4}{3} \frac{e^2 l n}{\sqrt{2 \pi m k T}} \quad \left| \quad \begin{array}{l} A \ll 1 \\ A \gg 1 \end{array} \right. \quad \sigma = \frac{4\pi}{3} \frac{e^2 l}{h} \left(\frac{3n}{4\pi} \right)^{\frac{2}{3}}$$

Der erste Grenzfall (keine Entartung, ideales Gas) entspricht der klassischen Statistik; der betreffende Wert von σ stimmt daher mit dem LORENTZschen (und im wesentlichen mit dem

DRUDESCHEN) Wert überein. Der zweite Grenzfall (völlige Entartung) liefert einen Wert von κ , der wesentlich von jenem abweicht: Das Auftreten von \hbar zeigt seinen quantentheoretischen Ursprung, die Abhängigkeit von der Elektronendichte n ist verschieden; die explizite Abhängigkeit von T ist verschwunden. Letzteres muß zunächst befremden, denn erfahrungsgemäß wächst $\frac{1}{\sigma}$ (der reziproke Widerstand) mit T linear an, bei einzelnen Metallen sogar ungefähr proportional mit T . Aber einerseits ist diese Proportionalität sicher kein exaktes Naturgesetz. Andererseits ist unsere freie Weglänge l wegen der in unserem Ansatz vernachlässigten Temperaturbewegung der Metallatome sicher noch temperaturabhängig. Wir nehmen also (ähnlich wie W. WIEN 1913) an, daß das Vorkommen von l in unserer Formel für die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes aufkomme. In einer bekannten Theorie von J. FRENKEL¹ ist diese Temperaturabhängigkeit explizite zum Ausdruck gebracht. Wir möchten darin aber keinen entscheidenden Vorzug gegenüber unserer durch l vermittelten impliziten Temperaturabhängigkeit sehen.

B. Thermische Leitung.

Den Fall der reinen Wärmeleitung erhalten wir, wenn wir in (6) $J = 0$ setzen, daraus den durch die Konzentrationsunterschiede der Elektronen hervorgerufenen Wert von F berechnen (F kommt ja wegen (1) und (2) in J und W vor) und in die Formel (6) für W einsetzen. Der Wärmeleitungskoeffizient κ bestimmt sich dann gemäß seiner Definition

$$W = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x}$$

in beiden Grenzfällen folgendermaßen:

$$\begin{array}{l} A \ll 1 \\ \kappa = \frac{8}{3} \frac{lnk^2T}{\sqrt{2\pi mkT}} \end{array} \left| \begin{array}{l} A \gg 1 \\ \kappa = 0 \dots \text{erste Näherung} \\ \kappa = \frac{4\pi^3}{9} \frac{lk^2T}{h} \left(\frac{3n}{4\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \dots \text{zweite Näherung.} \end{array} \right.$$

Der Wert von κ im klassischen Falle $A \ll 1$ stimmt natürlich wieder mit dem LORENTZSCHEN überein. Der Wert $\kappa = 0$ im entgegengesetzten Grenzfall scheint zunächst absurd. Man versteht ihn aber sofort auf Grund unserer Figur 1: Wenn das Elektronengas völlig entartet ist, so wird die Energie in erster Näherung unabhängig von der Temperatur; daher bringt ein Temperaturgefälle in erster Näherung keinen Energiestrom mit sich. Wir müssen zu einer zweiten Näherung fortschreiten, um überhaupt einen Wärmestrom und einen Wärmeleitungs-Koeffizienten zu erhalten. Rechnerisch heißt dieses, daß wir $(\log A)^{-2}$ nicht mehr gegen 1 vernachlässigen. Alsdann finden wir den oben angegebenen endlichen Wert für κ .

¹ Zeitschr. f. Phys. 29, 214. 1924.

C. Wiedemann-Franz'sches Gesetz.

Nach A und B hebt sich aus dem Verhältnis $\frac{\kappa}{\sigma}$ die weitgehend unbekannte Größe l sowie n bzw. $n^{\frac{2}{3}}$ heraus. Wir haben

$$\begin{array}{l} A \ll 1 \\ \frac{\kappa}{\sigma} = 2 \left(\frac{k}{e}\right)^2 T \\ \left[\text{DRUDE } 3 \left(\frac{k}{e}\right)^2 T \right] \end{array} \left| \begin{array}{l} A \gg 1 \\ \frac{\kappa}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e}\right)^2 T. \end{array} \right.$$

In beiden Grenzfällen bestätigen wir die Aussage des WIEDEMANN-FRANZSCHEN Gesetzes: $\frac{\kappa}{\sigma}$ ist universell und proportional der absoluten Temperatur. Der Unterschied liegt nur im Zahlenfaktor: 2 nach der klassischen Theorie (LORENTZ), $\frac{\pi^2}{3}$ für das entartete Gas. Wie schon in der Einleitung bemerkt, stimmt der LORENTZSCHE Faktor 2 mit den sehr genauen Beobachtungen von JÄGER und DIESSELHORST schlechter überein als der Zahlenfaktor 3 in der primitiven DRUDESCHEN Theorie. Unser Faktor $\frac{\pi^2}{3}$ schließt sich aber den Beobachtungen noch etwas besser an als der Drudesche. Aus den Beobachtungen für die zwölf Metalle Al, Cu, Ag, Au, Ni, Zn, Cd, Pb, Sn, Pt, Pd, Fe folgt nämlich als Mittelwert für $T = 273 + 18$

$$\frac{\kappa}{\sigma} \cdot 10^{-10} = 7,11.$$

Der theoretische Wert berechnet sich mit $k = 1,37 \cdot 10^{-16}$, $e = 1,59 \cdot 10^{-20}$ und für denselben Wert von T :

	Wir	DRUDE	LORENTZ
$\frac{\kappa}{\sigma} \cdot 10^{-10} = 7,1$	7,1	6,3	4,2

Es ist sehr erfreulich, daß die fundamentale Bedeutung des WIEDEMANN-FRANZSCHEN Gesetzes in der neuen Statistik wieder in ihr Recht eingesetzt wird.

III¹. Kontakt-Potentiale, Voltasche Spannungsreihe.

Es handle sich um den einfachen elektrostatischen Fall: Zwei Metalle 1 und 2 sind miteinander in Berührung, gleichtemperiert und stromlos. Wie am Anfange von II B bemerkt, können wir aus der Bedingung $\vec{J} = 0$ den Wert der elektrischen Feldstärke F berechnen, der an jeder Stelle einer solchen Leiterkombination herrschen muß, damit die Konzentrationsunterschiede der Elektronen ins Gleichgewicht gesetzt werden. Natürlich ergibt sich F gleich Null im Inneren von 1 und 2 und sprunghaft variabel in der Übergangsschicht zwischen 1 und 2. Wir nennen

$$\Phi_i = -\int_1^2 F dx$$

¹ In diesem Teile bin ich von meinem Freunde K. F. HERZFELD kritisch beraten worden, wofür ich ihm herzlich danke.

das *innere Kontaktpotential* oder die *innere Voltadifferenz*. Auch hier behandeln wir die Elektronen als frei, sehen also von der Wirkung undefinierter Molekularkräfte (HELMHOLTZ) ab. Das Resultat wird in unseren beiden Grenzfällen wieder ganz verschieden:

$$A \ll 1 \quad \left| \quad A \gg 1 \right. \\ \left. \Phi_i = \frac{k}{e} T \log \frac{n_1}{n_2} \quad \left| \quad \Phi_i = \frac{h^2}{2 m e} \left\{ \left(\frac{3 n_1}{4 \pi} \right)^{\frac{2}{3}} - \left(\frac{3 n_2}{4 \pi} \right)^{\frac{2}{3}} \right\} \right. \right.$$

Während die klassische Formel ($A \ll 1$, LORENTZ) auf Grund der beobachteten Kontaktdifferenzen von einigen Volt zu ganz absurden Werten für das Verhältnis der Elektronendichten $n_1 : n_2$ führt, berechnen wir aus unserer neuen Formel die richtige Größenordnung von Φ_i , indem wir die Elektronenzahl n einfach mit der Zahl der Metallatome identifizieren. Wir prüfen dies z. B. für die Differenz $K \rightarrow Ag$, wobei K dem n_1 , Ag dem n_2 entsprechen wird.

Allgemein ist

$$n = \frac{d}{M} L,$$

wo d die Dichte, M das Atomgewicht des betreffenden Metalls, L die LOSCHMIDTSche Zahl, d. h. die Anzahl der Atome in M Gramm des Metalles bedeutet. $\frac{M}{L}$ ist also gleich der Masse eines Atoms und die rechte Seite unserer Gleichung gleich der Anzahl der Metallatome in der Volumeneinheit und daher auch, nach Voraussetzung, gleich der Elektronenzahl. Zur numerischen Berechnung von Φ_i schreiben wir (mit Rücksicht auf das negative Vorzeichen der Elektronenladung e)

$$\Phi_i = \frac{h^2}{2 m |e|} \left(\frac{3 L}{4 \pi} \right)^{\frac{2}{3}} \left\{ \left(\frac{d}{M} \right)_{Ag}^{\frac{2}{3}} - \left(\frac{d}{M} \right)_K^{\frac{2}{3}} \right\} \quad (11)$$

und finden

$$\Phi_i = 41 \left\{ \left(\frac{10,5}{107,9} \right)^{\frac{2}{3}} - \left(\frac{0,86}{39,1} \right)^{\frac{2}{3}} \right\} \text{ Volt} = 5,7 \text{ Volt},$$

was der Größenordnung, *aber nicht dem Vorzeichen nach* stimmt.

Entsprechend liegt die Sache bei der VOLTA'schen *Spannungsreihe*. Wie Gleichung (11) ohne weiteres erkennen läßt, sollte nach unserer Theorie die Aufeinanderfolge der Metalle in der Spannungsreihe übereinstimmen mit der Aufeinanderfolge der

Werte von $\frac{d}{M}$. Dies ist im großen ganzen der Fall, wie die folgenden Zeilen zeigen:

Spannungsreihe	}	+ Rb	K	Na	Al	Zn	Pb	Sn		
			18	22	42	(100 108)	54	61		
		Sb	Bi	Fe	Cu	Ag	Au	Pt	Pd	C
		(55 47)	(140 140)	97	98	110	112	190		

Die stark herausfallenden Werte sind eingeklammert. Aber es sollten nach unserer Formel (11) die Alkalien am *negativen*, Kohle am *positiven* Ende stehen!

Unsere Formel für Φ_i gestattet, im Gegensatz zur klassischen, von der „Kontaktdifferenz gegen Vakuum“ zu sprechen, indem wir in (11) einfach $n_2 = 0$ setzen. So ergibt sich der *Energiegewinn* beim Austritt eines Elektrons in das Vakuum:

$$W_i = e \Phi_{i \text{ vac}} = \frac{h^2}{2 m} \left(\frac{3 n}{4 \pi} \right)^{\frac{2}{3}} = \frac{h^2}{2 m} \left(\frac{3 L}{4 \pi} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{M}{d} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (12)$$

Dieser *Energiegewinn* wird überkompensiert durch einen *Energieverlust*, der bei gewöhnlichen Temperaturen das Verbleiben der Elektronen im Metall erzwingt. Wir bezeichnen diesen Teil der Energiebilanz mit W_a und nennen W_a die „äußere Austrittsarbeit“. Da unsere Betrachtungen auf das Innere des Metalles beschränkt sind, reichen sie nicht aus, um die äußere Austrittsarbeit zu berechnen. Ihr Ursprung muß in den Anziehungskräften der positiven Metallatom-Reste auf das ausgetretene Elektron oder, wie man auch sagt, in der „Bildkraft“ gesucht werden. Dagegen verdankt die „innere Austrittsarbeit“ W_i ihren Ursprung dem kinetischen Druck des Elektronengases („Nullpunktdruck“), welcher um so größer ist, je größer die Elektronendichte n . Dieser Druck unterstützt den Austritt des Elektrons aus dem Metall und leistet die positive Arbeit (12).

Die am Elektron im Ganzen *zu leistende Arbeit* ist $W = W_a - W_i$. Es ist bemerkenswert, daß auf diese Weise die z. B. im RICHARDSON-Effekt gemessene Austrittsarbeit nicht allein durch die Anziehungskräfte des Metalles gegeben ist, entsprechend unserem W_a , sondern daß davon ein beträchtlicher, vom Nullpunktdruck herrührender Anteil abzuziehen ist, entsprechend unserem W_i . Nach den Erfahrungen beim Photo-Effekt ist etwa $W_a \sim 2 W_i$.

Dasselbe gilt nun auch von der im VOLTA-Effekt wirklich zu messenden Potentialdifferenz. Auch diese setzt sich aus W_a und W_i zusammen nach der Formel:

$$e \Phi_{1 \rightarrow 2} = (W_a - W_i)_2 - (W_a - W_i)_1.$$

IV. Thomson- und Peltier-Effekt, Thermoelektrizität.

Die theoretische Behandlung dieser Erscheinungen teilt mit der des WIEDEMANN-FRANZ'schen Gesetzes die Besonderheit, daß sie von der freien Weglänge unabhängig wird.

A. Thomson-Effekt.

Wir setzen voraus, daß gleichzeitig ein elektrischer Strom J und ein Wärmestrom W , Gleichung (6), im Metall fließe und berechnen die in der Volumeinheit pro Zeiteinheit verbleibende Energie

$$Q = JF - \frac{\partial W}{\partial x}, \quad (13)$$

deren erster Teil die an den bewegten Elektronen vom Felde F geleistete elektrische Arbeit, deren zweiter Teil die vom Wärmestrom fortgeführte Energie bedeutet. Die Energie Q läßt sich in drei

Teile Q_1, Q_2, Q_3 zerlegen, die bzw. proportional mit J^2, J^1 und J^0 sind:

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3$$

$$Q_1 = \frac{J^2}{\sigma}, \quad Q_2 = -\mu J \frac{\partial T}{\partial x}, \quad Q_3 = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right).$$

Q_1 ist die JOULESCHE Wärme (spezifischer Widerstand mal Quadrat der Stromstärke), Q_2 erweist sich als die dem betrachteten Gebiet durch Wärmeleitung zugeführte Energie. Uns interessiert der wechselseitige Energiebetrag Q_2 , insbesondere die Größe μ , welche THOMSON-Koeffizient (auch wohl spezifische Wärme der Elektrizität) heißt. Indem wir (13) nach (1) (2) (4) (6) ausrechnen und die Bestandteile Q_1 und Q_3 fortlassen, finden wir

$$A \ll 1$$

$$\mu = \frac{3}{2} \frac{k}{e} \left\{ 1 - \frac{2}{3} T \frac{d \log n}{dT} \right\};$$

$$A \gg 1$$

$$\mu = 0 \dots \dots \dots 1. \text{ Näherung,}$$

$$\mu = \frac{2 \pi^2}{3} \frac{m k^2}{e h^2} \left(\frac{4 \pi}{3 n} \right)^{\frac{2}{3}} T \left\{ 1 - \frac{2}{3} T \frac{d \log n}{dT} \right\}$$

$$\dots \dots \dots 2. \text{ Näherung.}$$

Unser Wert im Falle $A \ll 1$ ist, wie es sein muß, identisch mit dem von LORENTZ auf Grund der klassischen Statistik abgeleiteten. Es ist bekannt, daß dieser Wert zahlenmäßig *viel zu groß* ist, es sei denn, daß man ihn durch eine willkürliche Annahme über den Faktor $\{ \}$ herunderdrückt. Abhilfe schafft auch hier die FERMSISCHE Statistik. Sie liefert in erster Näherung, nämlich bei Vernachlässigung von $(\log A)^{-2}$ gegen 1, überhaupt keine THOMSON-Wärme. In zweiter Näherung gibt sie einen Wert für μ , der viel kleiner ist als der klassische. Wir haben nämlich

$$\frac{\mu}{\mu_{kl}} = \frac{4 \pi^2}{9} \frac{m k}{h^2} \left(\frac{4 \pi}{3 n} \right)^{\frac{2}{3}} T \infty \frac{1}{200}.$$

Bei der Berechnung des Zahlenwertes $\frac{1}{200}$ wurde T gleich 300 und n gleich der Anzahl der Cu-Atome im Kubikzentimeter gesetzt. Die Proportionalität mit T , die unsere Theorie verlangt, bestätigt sich in den Messungen¹ von BORELIUS und GUNNESON teilweise sehr schön, insbesondere bei den Edelmetallen und bei höheren Temperaturen. Ob die Abweichung der Beobachtungswerte von der Proportionalität, die bei tieferen Temperaturen auftritt, mit unserem $\{ \}$ -Faktor zusammenhängt, wollen wir nicht entscheiden. Möglicherweise könnte dieser Faktor auch für das im allgemeinen negative Vorzeichen des THOMSON-Effektes bei Pb und Sn aufkommen. Der allgemeine Anstieg mit T ist nach unserer Formel unter Absehung von dem zuletzt genannten Faktor gegeben durch

$$\frac{2 \pi^2}{3} \frac{m k^2}{e h^2} \left(\frac{4 \pi}{3 n} \right)^{\frac{2}{3}}.$$

¹ Ann. d. Phys. 65, 520. 1921.

Wir berechnen dafür mit den beim VOLTA-Effekt angegebenen Zahlen für $n = d \cdot \frac{L}{M}$ in Mikrovolt und Celsiusgrad:

	Cu	Ag	Au
ber.	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$
beob.	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$

Der beobachtete Anstieg ist dem oberen Teil der Kurven von BORELIUS und GUNNESON l. c. entnommen. In demselben Grade wie der Temperaturanstieg stimmen auch die berechneten und beobachteten Absolutwerte des THOMSON-Koeffizienten überein.

Wir kommen also zu dem Ergebnis, daß die Größenordnung des THOMSON-Effektes und seiner Temperaturabhängigkeit durch die neue Statistik jedenfalls richtig wiedergegeben wird. Die abnorm hohen Beobachtungswerte bei As, Sb, Bi, die aber immer noch beträchtlich unter dem Werte der klassischen Theorie liegen, fallen jetzt natürlich ganz heraus.

B. Peltier-Effekt.

Mit dem THOMSON-Effekt hängt enge zusammen der Peltier-Effekt, d. h. die Wärmetönung Π , die pro Zeiteinheit an der Lötstelle zwischen zwei verschiedenen Metallen auftritt, wenn sie bei beiderseits gleicher Temperatur von dem Strome i durchflossen werden. Wir finden hierfür, von derselben Gleichung (13) wie vorher ausgehend:

$$A \ll 1$$

$$\Pi = \frac{k}{e} T \log \frac{n_1}{n_2}$$

$$A \gg 1$$

$$\Pi = 0 \dots \dots \dots 1. \text{ Näherung,}$$

$$\Pi = \frac{2 \pi^2}{3} \frac{m k^2 T^2}{e h^2} \left[\left(\frac{4 \pi}{3 n_2} \right)^{\frac{2}{3}} - \left(\frac{4 \pi}{3 n_1} \right)^{\frac{2}{3}} \right] 2. \text{ Näherung.}$$

In numerischer Hinsicht ist vom PELTIER-Effekt dasselbe zu sagen wie vom THOMSON-Effekt: Die klassische Theorie gibt einen viel zu hohen Wert; sie liefert nämlich dieselbe Formel wie beim VOLTA-Effekt, Größenordnung einige Volt, sofern wir das Verhältnis $\frac{n_2}{n_1}$ der beobachteten Größe des VOLTA-Effektes anpassen würden. Dagegen liefert die neue Formel die richtige Größenordnung von einigen Hundert Mikrovolt. Wir berechnen z. B. im Falle Cu \rightarrow Ag nach unserer Theorie in Mikrovolt

$$\Pi = 420, \text{ beobachtet } \Pi = 576.$$

Auch die von unserer Theorie geforderte Temperaturabhängigkeit proportional T^2 dürfte im allgemeinen den vorliegenden Messungen entsprechen.

C. Thermokraft.

PELTIER- und THOMSON-Effekt liefern bekanntlich die Energie, welche einen über zwei ungleich temperierte Lötstellen fließenden *Thermostrom* be-

treibt. Wir wollen aber nicht das Problem der geschlossenen, stromführenden Thermokette, sondern das der offenen betrachten und deren Potentialdifferenz berechnen. T' und T'' seien die Temperaturen der Lötstellen $1 \rightarrow 2$ und $2 \rightarrow 1$. Anfang P und Ende Q der Thermokette mögen die gleiche Temperatur T haben und aus demselben Material 1 bestehen. Da wir die Kette als stromlos voraussetzen, haben wir wie in III von der Bedingung $J = 0$ auszugehen und daraus den Wert von F , jetzt aber bei wechselnder Temperatur, nicht nur wie dort bei wechselnder Elektronenzahl n , zu entnehmen. Von F gehen wir über zur Potentialdifferenz

$$\Phi = - \int_P^Q F dx.$$

Wir erhalten:

$$A \ll 1$$

$$\Phi = \frac{k}{e} \int_{T'}^{T''} \log \frac{n_2}{n_1} dT,$$

$$A \gg 1$$

$\Phi = 0 \dots \dots \dots 1$. Näherung,

$$\Phi = \frac{2 \pi^2}{3} \frac{m k^2}{e h^2} \int_{T'}^{T''} \left\{ \left(\frac{4 \pi}{3 n_1} \right)^{\frac{2}{3}} - \left(\frac{4 \pi}{3 n_2} \right)^{\frac{2}{3}} \right\} T dT \text{ 2. Näherung.}$$

Zwischen der PELTIER-Wärme Π und dem Koeffizienten μ des THOMSON-Effektes einerseits, der Thermodifferenz Φ andererseits bestehen bekannte thermodynamische Beziehungen, die von unseren neuen Werten natürlich ebenso befriedigt werden wie von den darüberstehenden klassischen.

Für den Fall, daß die Elektronenzahl n von der Temperatur unabhängig gerechnet werden darf, erhalten wir

$$A \ll 1$$

$$\Phi = \frac{k}{e} \log \frac{n_2}{n_1} (T'' - T')$$

$$A \gg 1$$

$$\Phi = \frac{2 \pi^2}{3} \frac{m k^2}{e h^2} \left\{ \left(\frac{4 \pi}{3 n_1} \right)^{\frac{2}{3}} - \left(\frac{4 \pi}{3 n_2} \right)^{\frac{2}{3}} \right\} (T''^2 - T'^2).$$

Nach der alten Theorie sollte also in diesem Falle reine Proportionalität mit der Temperaturdifferenz

$$\vartheta = T'' - T'$$

bestehen, was bekanntlich in Wirklichkeit nicht zutrifft. Die neue Theorie liefert demgegenüber neben dem linearen auch ein quadratisches Glied. Es ist nämlich

$$T''^2 - T'^2 = (T'' - T')(T'' + T') = \vartheta (2 T' + \vartheta),$$

so daß das Koeffizientenverhältnis des quadratischen zum linearen Gliede gleich wird:

$$\frac{1}{2 T'} \sim \frac{1}{550} \text{ für } T' = 0^\circ \text{ C.}$$

Dies stimmt sehr gut mit dem Durchschnitt der

Beobachtungen¹. Ebenfalls sehr gut stimmt das Größenverhältnis der Thermodifferenz Φ zur VOLTA-Differenz, die wir etwa Φ_V nennen wollen. Berechnen wir die Thermodifferenz für $\vartheta = 1^\circ$ Temperaturdifferenz und für $T' = 273^\circ$, und setzen wir, was größenordnungsmäßig stimmt, Φ_V gleich unserer „inneren VOLTA-Differenz“ Φ_i , Gl. (11), so haben wir, wenn wir n wie in III ausdrücken:

$$\begin{aligned} \frac{\Phi}{\Phi_V} &= \frac{16 \pi^3}{9} \left(\frac{4 \pi}{3 L} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{m^2 k^2}{h^4 L} 2 T' \left(\frac{M_1}{d_1} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{M_2}{d_2} \right)^{\frac{2}{3}} \\ &= 29 \cdot 10^{-9} \left(\frac{M_1 M_2}{d_1 d_2} \right)^{\frac{2}{3}}. \end{aligned}$$

Nehmen wir hier z. B. für M_1, M_2 und d_1, d_2 die Werte von Ag, so folgt

$$\frac{\Phi}{\Phi_V} = 6 \cdot 10^{-7}.$$

Für zwei Metalle, deren VOLTA-Differenz von der Größenordnung 2 Volt ist, berechnet sich also die Thermodifferenz zu rund 1 Mikrovolt, was die richtige Größenordnung ist.

Dagegen würde nach den entsprechenden klassischen Formeln sein:

$$\frac{\Phi}{\Phi_V} = \frac{T'' - T'}{T} = \frac{1}{273},$$

für 1° Temperaturdifferenz und für den Nullpunkt der Celsiuskala. Dies Verhältnis ist entscheidend zu groß.

Übrigens bemerke man, daß nach der neuen Formel die Thermokraft pro 1° Temperaturdifferenz bei der Annäherung an den absoluten Nullpunkt verschwindet, wie es das NERNSTSCHE Wärmethorem verlangt, ebenfalls im Gegensatz zur klassischen Formel.

V. Schlußfolgerungen.

Wir haben hier nur einen kleinen Teil des unübersehbaren Gebietes der metallischen Leitung behandelt. Der allgemeine Eindruck, der sich dabei aufdrängt, ist zweifellos der, daß durch die neue Statistik die Widersprüche der alten Theorie behoben und die Erfahrungstatsachen teils quantitativ, teils qualitativ richtig wiedergegeben werden. Weitere Fragen, die sich anschließen, sind: Der Austritt der Elektronen aus glühenden Metallen (RICHARDSON-Effekt), die thermomagnetischen und galvanomagnetischen Erscheinungen, insbesondere der Halleffekt, vielleicht auch der Ferromagnetismus, der ja nur in Leitern auftritt und daher durch die Statistik der freien Elektronen mitbestimmt sein muß. Auf diese Fragen hoffen wir demnächst zurückzukommen.

Die vorstehenden Betrachtungen werden gekennzeichnet durch die Abwesenheit jeder besonderen Hypothese über die Wechselwirkung zwischen den Elektronen und den Metallatomen.

¹ BÄDECKER, Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern. Sammlung Wissenschaft, Braunschweig 1911.

resten. Wir haben die primitivsten Vorstellungen der alten Theorie übernommen und sie nur durch das zwangläufig vorgeschriebene Verfahren der FERMISchen Statistik in neuer Weise bearbeitet. Durch die Übereinstimmung mit dem ungeheuren Erfahrungsmaterial der Metalleitung erhält diese Statistik eine feste empirische Basis.

Der schwache Punkt unserer Betrachtungen ist offenbar die Einführung der freien Weglänge als geometrischer, durch die Konfiguration des Metallgitters gegebener Größe. In Wirklichkeit wissen wir, daß die freie Weglänge von der Geschwindigkeit der Elektronen abhängt. Es ist daher eigentlich nicht gestattet, l bei den Integrationen, wie sie an den Gleichungen (6) auszuführen sind, als Konstante zu behandeln. Vielmehr ist jeweils ein Mittelwert zu bilden über den in Betracht kommenden Geschwindigkeitsbereich, der

sich übrigens in der FERMISchen Statistik weiter ausdehnt als in der klassischen. Es ist nicht selbstverständlich, daß die so entstehenden verschiedenen Mittelwerte von l einander gleich werden und sich z. B. im WIEDEMANN-FRANZschen Gesetz gegeneinander fortheben.

Zur Verfeinerung der Theorie wäre es nötig, die freie Weglänge mehr physikalisch einzuführen, etwa im Sinne der Wellenmechanik, indem man die Streuung der DE BROGLIE-Wellen im Gitter der Metallatome verfolgt und dabei die thermische Agitation dieses Gitters berücksichtigt. Die zum Teil schlagende Übereinstimmung unserer Ergebnisse mit der Erfahrung läßt wohl keinen Zweifel darüber, daß diese verfeinerte Methode unsere der klassischen Elektronentheorie nachgebildete Rechnungsweise in allen wesentlichen Punkten bestätigen wird.

Zuschriften.

Der Herausgeber bittet, die *Zuschriften* auf einen Umfang von *höchstens* einer Druckspalte zu beschränken, bei längeren Mitteilungen muß der Verfasser mit Ablehnung oder mit Veröffentlichung nach längerer Zeit rechnen.

Für die *Zuschriften* hält sich der Herausgeber nicht für verantwortlich.

Die Acetylierung des Insulins.

Insulin verschiedenen Reinheitsgrades wurde bei 0° acetyliert. Es entstand ein in Alkali lösliches, in Methylalkohol und verdünnten Säuren unlösliches Produkt. Die alkalische Lösung bleibt bei der Neutralisation nahezu klar und ist fast unwirksam. Das gleiche gilt für die Suspension in 0,001-n-Salzsäure. Bleibt die Lösung in 0,03-n-Natronlauge 24 Stunden bei 0° stehen, so ist nach der Neutralisation die ursprüngliche Wirkung des Insulins ganz oder fast ganz wieder hergestellt. Insulin allein wird von Alkali unter den angegebenen Bedingungen nicht geschädigt; nur ein besonders reines Präparat war merklich abgeschwächt.

Es ist anzunehmen, daß bei der Regenerierung des Insulins *O-Acetyl* oder *Imino-Acetyl* (= NCOCH_3) abgespalten wird, denn die Verseifung von Amino-Acetyl (= NHCOCH_3) ist unter den gewählten Bedingungen unwahrscheinlich.

Heidelberg, Chemisches Institut der Universität, den 18. September 1927.

K. FREUDENBERG. W. DIRSCHERL.

Die Anregungsfunktion von Spektrallinien.

Nachdem in den letzten Jahren für die meisten Elemente die Anregungsspannungen beim Elektronenstoß elektrisch und optisch bestimmt worden sind, interessiert heute nun die Wahrscheinlichkeit für die Anregung. Diese Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Voltgeschwindigkeit der stoßenden Elektronen nennt man nach SEELIGER die Anregungsfunktion. Man muß unterscheiden zwischen der Anregungsfunktion für einen Term und für eine Linie. Zur Bestimmung der ersteren kommen hauptsächlich rein elektrische Methoden in Betracht. Es liegen hier auch schon einige Messungen vor. (Siehe etwa den zusammenfassenden Bericht in FRANCK-JORDAN, „Anregung von Quantensprüngen durch Stöße“, S. 168.) Die Anregungsfunktion von Spektrallinien haben SEELIGER und seine Mitarbeiter durch rein optische Methoden zu bestimmen gesucht, wenigstens für Elektronengeschwindigkeiten, welche wesentlich höheren Span-

nungen als der Anregungsspannung entsprechen. Die im folgenden beschriebenen Versuche sollten dazu dienen, den Verlauf der Anregungsfunktion auch in der Nähe der Anregungsspannung zu verfolgen.

Das Prinzip der Methode besteht darin, daß Elektronen einheitlicher Geschwindigkeit Atome zur Lichtemission anregen; gemessen wird dann einerseits die Lichtintensität, andererseits der Elektronenstrom. Das Verhältnis beider in Abhängigkeit von der Voltgeschwindigkeit der Elektronen gibt direkt die Anregungsfunktion.

Die Apparatur ist in Fig. 1 skizziert. Die Elektronen werden zwischen der Elektronenquelle K und der Platte P_1 durch eine variable Spannung beschleunigt. Durch ein Loch tritt ein Teil der Elektronen in den feldfreien Raum zwischen den Platten P_1 und P_2 und regt die dort befindlichen Atome zur Lichtemission an. Die vorliegenden Versuche wurden an der ultravioletten Hg-Linie 2537 Å angestellt. Das Licht wurde durch die dem Anregungsrohr angeschmolzene Quarzlinse Q mittels einer Quarzlinse L auf die Zinkplatte Z der empfindlichen Photozelle Ph konzentriert. Der in der Photozelle fließende Strom, welcher proportional der auffallenden Lichtintensität ist, wird mit einem Quadrantelektrometer gemessen, der im Anregungsrohr auf die Platte P_2 kommende Strom mit einem Galvanometer.

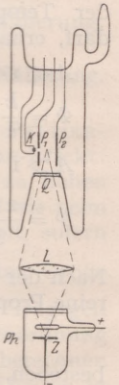


Fig. 1.

Der als Versuchsgas dienende Hg-Dampf wurde so dünn gewählt, daß praktisch alle durch das Loch gehenden Elektronen ohne Stoß auf die Auffangplatte gelangten, also wirklich gezählt wurden. Andererseits wurde dieser Strom auch immer sehr klein gehalten, um Raumladungen zu vermeiden, welche die Feldverhältnisse verzerren. Durch besondere Versuche wurde festgestellt, daß eine im Prinzip mögliche Verbreiterung der Spektrallinie bei Vergrößerung der Voltgeschwindigkeit der Elektronen jedenfalls innerhalb der Meß-

genauigkeit und in einem Bereich bis zum Doppelten der Anregungsspannung nicht vorhanden ist. Eine solche Verbreiterung hätte die ganze Anregungskurve verfälscht. Sehr wesentlich für die Versuche ist eine einheitliche Elektronengeschwindigkeit, die durch eine Äquipotentialkathode erreicht wurde, sowie Sauberkeit der Metallteile, weil sonst infolge Kontaktpotentialdifferenzen der Stoßraum nicht mehr feldfrei sein kann.

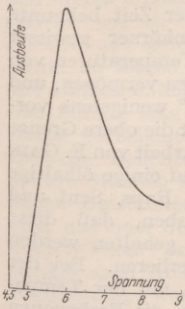


Fig. 2.

Fig. 2 zeigt die für die Linie 2537 von Hg gewonnene und um das Kontaktpotential zwischen Elektronenquelle und Platten korrigierte Kurve. Die Ausbeute steigt zunächst beim Anregungspotential

linear an, erreicht nach etwa 1 Volt ein ziemlich scharfes Maximum und fällt dann wieder ab. Bei höheren Spannungen scheint sie wieder zuzunehmen.

Diese Methode gibt also sehr direkt die Anregungsfunktion der Linie 2537 von Hg. Sie ist weiterhin jedenfalls unter Verwendung geeigneter Photozellen zur Bestimmung der Anregungsfunktion aller starken Linien auch anderer Elemente geeignet. Für die absolute Bestimmung der Ausbeute ist es notwendig, die geometrischen Strahlenverhältnisse zu berechnen, die Photozelle absolut zu eichen, ferner die Reflexion der Elektronen am Metall und die Absorption des Lichtes im Hg-Dampf selbst zu berücksichtigen.

Die Versuche wurden teilweise mit Mitteln des Elektrophysikausschusses der Notgemeinschaft deutscher Wissenschaft ausgeführt, wofür hier bestens gedankt wird.

Halle, Physikalisches Institut, den 2. September 1927. W. HANLE.

Botanische Mitteilungen.

Insekten und Blumen. (FR. KNOLL, Bd. XII der Abhandl. d. zool.-botan. Ges. in Wien, 1926, mit 10 Tafeln und 91 Textfiguren, 645 S.) Es kann als Hauptcharakterzug der neueren Blütenbiologie bezeichnet werden, daß sie sich von der theoretisch-ökologischen Phase der *experimentellen* zugewandt hat. Dieser Vorstoß ist sowohl von zoologischer, wie auch von botanischer Seite gemacht worden. Auf zoologischem Gebiet waren es vor allem von FRISCH und KÜHN, die unsere Erfahrungen nach dieser Richtung bereichert haben, unter den Botanikern ist da in erster Linie KNOLL zu nennen, der nunmehr seine Ergebnisse in einem recht umfangreichen und trefflich ausgestatteten Band niederlegt. Es kann hier natürlich nicht unsere Aufgabe sein, uns in Einzelheiten zu vertiefen — so lockend auch diese Aufgabe wäre —, nur die großen Züge sollen herausgearbeitet werden. Es hat sich als vorteilhaft erwiesen, zwischen *Anflug* und *Besuch* der Insekten zu unterscheiden, wobei man dann von Besuch reden kann, wenn der Anflug das Tier veranlaßt, sich auf der Blüte niederzulassen oder mit ihr in direkte Berührung zu treten. Bloß in diesem Fall sind die Bedingungen zu einer Bestäubung gegeben. Der Übergang von Anflug zu Besuch wird vielfach durch neu hinzutretende Reize bewirkt, die erst aus der Nähe wirken. Überhaupt ist es notwendig, von Fall zu Fall *Fern-* und *Nahwirkung* scharf auseinanderzuhalten. Oft teilen sich die verschiedenen Anlockungsmittel in diese Arbeit derart, daß die optischen Eindrücke schon in die Ferne wirken, die Geruchseindrücke erst in der Nähe, oder umgekehrt. Erst die feinere Einzelanalyse vermag darüber Auskunft zu geben. Dazu mußten Methoden ersonnen werden, die es ermöglichen, Licht- und Geruchseindrücke einzeln für sich wirken zu lassen. Das ist eine Aufgabe, der schon von zoologischer Seite Beachtung geschenkt worden ist. KNOLL beschreibt des näheren seine *Methode der Glasumhüllung* und die *Windmethode*, die beide dazu dienen, die optische Beeinflussung rein zum Austrag zu bringen. Die Methode der Glasumhüllung erklärt sich von selber. Die Windmethode besteht darin, daß durch die Versuchsanordnung die Tiere genötigt werden, senkrecht zum Winde zu fliegen, wenn sie dem optischen Eindruck folgen wollen. Am zweckmäßigsten würde es zunächst erscheinen, sie *gegen* den Wind, also auch gegen die Ausbreitungsrichtung des Duftes fliegen zu lassen, aber dabei käme noch passiver Windtransport in Frage, eine Fehlerquelle, die vermieden werden sollte. Sehr oft vermag man schon an der Flugbahn zu er-

kennen, ob eine optische Anlockung oder eine chemische stattfindet. Bei der optischen werden die Blüten direkt angefliegen, bei der chemischen bewegen sich die Insekten in sehr charakteristischen Zickzackbahnen, entsprechend der weniger scharfen Führung, die bei der Diffusion der Duftstoffe stattfindet. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß man beim Aufsuchen der Blüten in der Dämmerung nicht immer bloß auf Duftwirkung schließen darf. Es hat sich nämlich herausgestellt, daß manche Schmetterlinge selbst noch in so tiefer Dämmerung farbensehend sind, daß für das menschliche Auge die Farbeneindrücke verschwinden. Insekten, die in erster Linie auf Geruchsempfindungen ansprechen, sind die Zweiflügler, hier tritt die optische Fernwirkung sehr stark zurück, eine Tatsache, die speziell bei der Anlockung von Fliegen an die Blütenkolben der Araceen zu bedenken ist, weil hier vielfach andere Vorstellungen in der Literatur verbreitet sind. Für die Käfer konnte keine optische Fernwirkung nachgewiesen werden. Diejenigen Insekten, bei denen die Analyse der optischen Wirkung am weitesten gediehen ist, sind die Schmetterlinge und die Bienen. Für beide konnte der bestimmte Nachweis erbracht werden, daß sie wirklich *farbensehend* sind. Freilich sehen sie die Farben des Spektrums sicher in anderer Weise als das menschliche Auge. Für die Biene konnte nach KÜHN und POHL eine Farbensichtigkeit in folgenden Spektralbezirken, für die jeweils besondere Sinnesqualitäten anzunehmen sind, herausgestellt werden:

1. 650—530 $\mu\mu$ (orange, gelb, gelbgrün);
2. 510—480 $\mu\mu$ (blaugrün);
3. 470—400 $\mu\mu$ (blau, violett);
4. 400—313 $\mu\mu$ (ultraviolett).

Bemerkenswert ist hierbei zweierlei: erstlich, daß reines Grün, das in den Blättern so verbreitet ist, keine anlockende Wirkung ausübt, ein Verhalten, das ohne weiteres durchsichtig ist, und zweitens, daß eine Reizwirkung auch von *ultravioletten* Strahlen ausgeht, die für das menschliche Auge wirkungslos sind. Auf dem offenkundigen Farbensinn der Insekten beruht es, daß die Tiere eine besondere *Vorliebe* für bestimmte Farben zeigen. Eine reine Wirkung der Helligkeitswerte kann hier mit Sicherheit ausgeschlossen werden, so gewiß auch solche Momente eine Rolle spielen. Eine schöne Bestätigung des Farbensehens bildet die Tatsache, daß die Tiere auf bestimmte Farben *dressiert* werden können. Nach den Experimenten von FRISCH ist aber der Honigbiene auch ein bestimmtes *Formengedächtnis*

zuschreiben. Äußerst interessant ist die Beobachtung, daß zeitweilig bei dem Taubenschwanz, und zwar nur bei den weiblichen Tieren, eine vorübergehende Empfindlichkeit für grünes Licht zu verzeichnen ist, dann nämlich, wenn sie sich zur Eiablage anschicken und zu dem Zweck grüne Blätter aufsuchen. In diesem Falle wird aber beim Anflug nicht der Rüssel ausgestreckt, sondern das Tier streckt die Beine vor, verhält sich also ganz anders, als beim Blütenbesuch. Daß die Eierablage nicht an jedem beliebigen Blatt erfolgt, kann so erklärt werden, daß sich in der Nähe zu den Lichtreizen noch spezifische Geruchsreize hinzugesellen. Sie sind es hier wohl, die das Wesen der Nahanelockung ausmachen. Bei den blütenbesuchenden Schmetterlingen gibt sich der Eintritt der Nahanelockung sehr oft durch das Entrollen des Rüssels zu erkennen. Darauf gründet sich die sog. *Rüsselspurmethode*, die das Ausstrecken des Rüssels durch Vorschalten einer Glasplatte im Bilde festhält. Diese Methode ermöglicht es, weitere Einzelheiten bei den Suchbewegungen der Insekten zu ermitteln. So zeigte es sich, daß entsprechend den schon von SPRENGEL vertretenen Anschauungen von den *Saftmalen* tatsächlich ein dirigierender Einfluß ausgeht. Je nach den Einzelheiten der Anlockung kann man zwischen *Augentieren* und *Fühlertieren* — weil die Geruchsorgane in den Fühlern liegen — unterscheiden. Bei der feineren Analyse des Geruchsinnes hat sich die beachtenswerte Tatsache ergeben, daß hier eine große Ähnlichkeit zu dem Geruchssinn des Menschen besteht. Oft sind es dieselben Stoffe, die miteinander verwechselt werden. Hinsichtlich der *Geschmacksreize*, die als letzte Etappe bei dem Blütenbesuch hinzutreten, zeigen sich aber mannigfache Differenzen. So ist der Tatsache zu gedenken, daß die *Geschmacksschwelle* für Rohrzucker bei Pyrameis atalanta bei einem um das 256fache tieferen Betrag liegt, als beim Menschen. Und Saccharin, das im menschlichen Haushalt zumal während der Kriegszeit so oft als Ersatzmittel verwendet wurde, wird nicht weiter beachtet. Durch das Zusammenwirken von ganz bestimmten Farben- und Geruchswirkungen wird bei den Insekten die Erscheinung der *Blumenstetigkeit* bedingt. Offenbar findet hierbei eine *Koppelung* der entsprechenden Engramme statt. Vertieft man sich noch mehr in die Einzelheiten des Blütenbesuches, dann ergibt sich, daß zu den Anlockungsmitteln noch ganz bestimmte baumechanische Einrichtungen hinzutreten. Darüber ist ja in der Literatur viel geschrieben worden. Neu ist hier der von KNOLL eingeführte Begriff der „*Gleitfallenblumen*“, ein Typus, den wir bei den Araceen verwirklicht sehen. Hier sind besondere Einrichtungen geschaffen, die die Tiere, wenn sie ins Innere der Kesselfalle gelangt sind, zwangsweise in den Grund der Falle hinabgleiten lassen, wo dann die Bestäubungseinrichtungen in Kraft treten. Beachtung verdient dann auch die von KNOLL näher herausgearbeitete Tatsache, daß Blumen, die von bestimmten Insekten besucht werden, auch diejenige statische Festigkeit aufweisen müssen, die zur zweckentsprechenden Abgabe und Aufnahme des Pollens erforderlich ist. So wird die lockere Aufhängung der Geschlechtsorgane bei den *Windblütlern* von einer neuen Richtung aus verständlich. Für einen Schmetterlingsbesuch würden sie zumeist nicht die notwendigen Grundbedingungen erfüllen. KNOLL weist in diesem Zusammenhang noch auf eine Reihe von weiteren Fragen hin, die einer detaillierten experimentellen Analyse zugänglich sind und von denen zu hoffen ist, daß sie in der nächsten Zeit eine entsprechende Vertiefung erfahren, wie eine solche durch die schönen Untersuchungen des Verfassers und anderer in der-

selben Richtung arbeitender Forscher in so vielversprechender Weise in Angriff genommen ist.

Die Wirkung erhöhter Temperatur auf Samenkörner. Es ist eine schon seit langer Zeit bekannte Erfahrungstatsache, daß die Samenkörner gewisser Pflanzen bei völliger Austrocknung Temperaturen von 110° längere Zeit hindurch auszuhalten vermögen, und daß selbst eine Erwärmung auf 120° wenigstens vorübergehend ertragen wird. Daß damit die obere Grenze noch nicht erreicht ist, das zeigt eine Arbeit von E. GAIN (Rev. gén. d. bot. 39. 1927), die sich auf einige ölhaltige Samen bzw. Früchte bezieht (Lein, Raps, Senf und Sonnenblume). Die Versuche ergaben, daß diese Objekte mehrere Monate über 100° gehalten werden können, ohne ihre Keimkraft zu verlieren. Bei der Sonnenblume war es sogar angängig, mit der Temperatur auf 155° hinaufzugehen, wobei die Embryonen bei der Behandlung aus der Fruchtschale herausgenommen waren. Es erwies sich hierbei als vorteilhaft, die Erwärmung stufenweise vorzunehmen und zwischenherein Abkühlungsperioden einzuschalten, damit eine schrittweise Austrocknung erfolgt. GAIN nimmt an, daß auf diese Weise erreicht wird, daß das lebende Protoplasma seine physikalische Struktur nicht verliert. Freilich zeigten die aus so behandeltem Material gezogenen Keimpflanzen mannigfache Ausfallserscheinungen und Mißbildungen, wie Unterdrückung des Vegetationspunktes und rosenkranzartige Anschwellungen im Hypokotyl. Auch Fasziation (Verbänderung) trat im weiteren Gefolge ein. Die Entwicklung konnte bis zur Blüte getrieben werden, indessen unterblieb normaler Fruchtansatz. Die sehr interessante Frage, wie sich die Nachkommenschaft solcher Individuen verhält, konnte deshalb nicht in Angriff genommen werden.

Studien zur Blaauwschen Theorie. Die BLAAUWSche Theorie, über die in Jahrgang 1922 und 1923 dieser Zeitschrift ausführlich berichtet worden ist, steht auch heute noch nach 12 Jahren mitten im Kampf der Meinungen. Nach BLAAUW ist die phototropische Reaktion zwangsläufig bedingt durch die sog. Photowachstumsreaktion, gewissermaßen ein Spezialfall bei einseitiger Belichtung. Läßt man auf Keimlinge von Avena allseitig Licht in gestaffelter Menge einwirken, dann entspricht jeder Lichtmenge ein ganz spezifischer Wachstumsverlauf, der sich in sehr charakteristischen Oszillationen abspielt. Bei unserem Objekt wird zunächst eine mit der Lichtmenge steigende Hemmung des Streckungswachstums ausgelöst, der sich eine Förderung anschließt. Wirkt das Licht von der Seite auf die Keimlinge ein, dann ist natürlich die Lichtmenge auf der vom Licht getroffenen Flanke größer, und es findet nach der lichtabgekehrten Seite zu ein regelmäßiges Gefälle statt. Die phototropische Krümmung ist nichts weiter als der Ausdruck dieser verschiedenen Wachstumsverteilung. Von dieser Warte aus sucht BLAAUW die einzelnen Etappen des Krümmungsvorganges zahlenmäßig aufzulösen und mit der Theorie in mathematischen Einklang zu bringen. Gegen diese Interpretierung haben sich mannigfache Bedenken von der verschiedensten Seite aus erhoben. Es mehren sich die Angaben, wonach bei einzelnen Objekten deutliche Photowachstumsreaktionen bei allseitiger Belichtung auftreten, wogegen einseitige Belichtung keine phototropische Reaktion auslöst; hierher gehören die Hyphen des Algenpilzes *Basidiobolus ranarum* (UHLÉLA), die Hypokotyle der Hirse (FITTING) und die dekapierten Stümpfe von Avena (BEYER). Die Beweiskraft dieser Feststellungen ist angefochten worden, und deshalb sucht BEYER das Problem von anderer Seite aus in Angriff zu nehmen (Planta. 1927). Die Hauptfrage

ist die, ob bei dem Ablauf der phototropischen Krümmungen das Wachstum der belichteten und der unbelichteten Flanke tatsächlich den Bedingungen entspricht, wie sie vom Standpunkt der BLAAUWSchen Theorie aus gefordert werden müssen. Um diesen Punkt zu klären, stellte BEYER 3 Versuchsserien an mit Haferkeimlingen. Alle 3 Serien wurden zunächst eine Stunde lang antagonistisch mit derselben Lichtstärke vorbelichtet. Bei Serie A wurde die antagonistische Belichtung mit derselben Intensität zwei weitere Stunden fortgesetzt. Natürlich wuchsen unter diesen Umständen die Keimlinge gerade weiter, und zwar mit einer der Belichtung entsprechenden Wachstumsreaktion. In der Serie B wurden *beide* Lichtquellen nach Ablauf der ersten Stunde ausgeschaltet, die Keimlinge wuchsen daher im Dunkeln weiter, ebenfalls geradlinig aber mit einer der hier *fehlenden* Belichtung entsprechenden *Wachstumsförderung*. Bei Serie C schließlich wurde nur eine der beiden Lichtquellen ausgeschaltet, so daß in den folgenden 2 Stunden die Keimlinge einseitiger Belichtung ausgesetzt waren und eine Krümmung nach der Lichtflanke ausführten. Es handelte sich nun darum, das Wachstum in den 3 Serien möglichst genau zu registrieren. Ist die BLAAUWSche Theorie richtig, dann muß bei der einseitig belichteten Serie die Lichtflanke mit der Geschwindigkeit wachsen, die der antagonistisch durchbelichteten Serie entspricht, die lichtabgekehrte dagegen mit einer solchen, die der beiderseits abgedunkelten Serie gleichkommt. Die Registrierung erfolgte in den entscheidenden Versuchen auf photographischem Wege. Die Keimlinge wurden *vor* und *nach* der zweiten Belichtungsphase photographiert, die Photographien wurden mit Hilfe des Epidiaskops in zehnfacher Vergrößerung auf einen Projektionschirm geworfen und danach Zeichnungen angefertigt, die eine genaue Ermittlung des jeweiligen Zuwachses ermöglichten. Die Ergebnisse dieser Versuche waren folgende: „Unter den angegebenen Versuchsbedingungen ist die Differenz zwischen Konvex- und Konkavseite eines phototropisch gekrümmten Keimlings bedeutend größer als die Wachstumsbeschleunigung eines verdunkelten Keimlings während der gleichen Zeit. Während der Krümmung wächst die Konkavflanke langsamer, als ein antagonistisch beleuchteter Keimling, die Konvexflanke rascher als ein verdunkelter Keimling.“ Diese Tatsachen sprechen also eindeutig gegen BLAAUW. Der Ausfall der Versuche legt die Annahme nahe, daß durch die einseitige Belichtung auf der Lichtflanke eine über das normale Maß hinausgehende Förderung, auf der Schattenflanke eine ebenfalls überdurchschnittliche Hemmung ausgelöst wird, daß also beim tropistischen Reiz besondere Komplikationen hinzukommen. In diesem Zusammenhang ist zu erwähnen, daß neuerdings auch BOYSEN, JENSEN und NIELSSEN über Experimente berichten, die der BLAAUWSchen Theorie ungünstig sind, bei der Verschiedenheit der Methodik ist es aber derzeit noch nicht möglich, die beiderseitigen Ergebnisse ganz miteinander in Einklang zu bringen. Hier ist der Punkt, wo noch weitere Analyse einzusetzen hat.

Untersuchungen über traumatische Reizung von Pflanzen. Vor einem Jahrzehnt ist an dieser Stelle zum erstenmal über den Traumatotropismus der Pflanzen berichtet im Anschluß an ausgedehnte Untersuchungen von STARK. Seit jener Zeit ist über dieses Gebiet verschiedentlich gearbeitet worden und es hat nicht an Stimmen gefehlt, die den dort geschilderten Erscheinungen eine ganz andere Deutung geben wollten und den positiven Traumatotropismus überhaupt in Frage

stellten. Es ist deshalb in hohem Maße zu begrüßen, daß neuerdings BÜNNING von einer ganz anderen Seite ausgehend zu Auffassungen gelangt, die sehr weitgehend mit den von STARK gegebenen Deutungen übereinstimmen (Zeitschr. f. Bot. 19, 433. 1927). Die positiven Wundkrümmungen äußern sich darin, daß die durch eine einseitige Verletzung gereizten Pflanzen eine Krümmung ausführen, die der Wundflanke zugekehrt ist. Nach STARK beruht dies darauf, daß durch den traumatischen Eingriff an der Wundstelle Reizstoffe gebildet werden, welche die Wachstumsgeschwindigkeit beeinflussen. Man hat dagegen ins Feld geführt, daß die Krümmungsvorgänge ganz anders bedingt sind, dadurch nämlich, daß durch die einseitige Verletzung die Wanderwege entweder von Wuchshormonen, die von der Spitze des Organs gebildet werden, oder von Reservestoffen eine Unterbrechung erfahren und so zwangsläufig eine Krümmung resultiert (BEYER). Es kann nicht bezweifelt werden, daß solche Verhältnisse tatsächlich bei den Wundkrümmungen mitwirken. Kämen sie allein in Frage, dann dürfte man bei den geschilderten Erscheinungen gar nicht von einem eigentlichen Traumatotropismus reden. Ein solcher wäre nur vorgetäuscht, und die Wunde würde nur den indirekten Anlaß zu den beobachteten Krümmungen bilden. Dieser Auffassung ist schon STARK mit verschiedenen Argumenten gegenübergetreten. Neues Material, das nach derselben Richtung spricht, bringt nun BÜNNING. BÜNNING verfolgte messend den Einfluß, den die Verwundung ganz allgemein auf das Wachstum ausübt, und er gelangt zu der Feststellung, daß der traumatische Eingriff eine Wachstumshemmung auslöst, die mit der Entfernung von der Wunde abnimmt. Auf die Wachstumshemmung folgt eine Phase der Beschleunigung, die aber regional über den Bezirk der Hemmung hinausgreift. Hemmungs- und Förderungswelle erfolgen nicht nur in der Längsrichtung, sondern auch in der Querrichtung des Organs, wobei freilich die Längsleitung viel leichter stattfindet. Berücksichtigt man die Wachstumsverteilung im ganzen Organ, so läßt sich daraus das Auftreten der Krümmung und deren Verlauf in befriedigender Weise erklären. Wichtig ist vor allem die Tatsache, daß der Reiz in der Längsachse *nach beiden Seiten* geleitet wird, ein Verhalten, das sich von der Warte lediglich einer Korrelationshemmung nicht verständlich machen ließe. Auch der Umstand, daß der Phase gehemmten Wachstums eine Beschleunigung folgt, ist von diesem Gesichtspunkt aus in keiner Weise zu erklären. Schwierigkeiten bereitet freilich die Tatsache, daß dem positiven Traumatotropismus der Keimsprosse ein negativer der Keimwurzeln gegenübersteht, eine Gegensinnigkeit, die uns übrigens in derselben Weise auch beim Photo- und Geotropismus begegnet. Dort scheint nach dem gegenwärtigen Stand der Forschung festzustehen, daß die entsprechenden Reizstoffe auf Sproß- und Wurzelorgane bei gleicher chemischer Beschaffenheit konträr wirken, eine Deutung, die man auch für den Traumatotropismus vorschlagen könnte. Indessen glaubt BÜNNING mit der Annahme auszukommen, daß die Ausbreitungsbedingungen für die Reizstoffe in beiderlei Organen verschieden sind bei gleicher Beeinflussung der Wachstumsreaktion. Das sind Verhältnisse, die noch einer eingehenden Analyse bedürfen. Das Wesentliche ist, daß der Traumatotropismus von der verschiedensten Seite aus als gesichert gelten kann.

Über die Saugkräfte einiger Parasiten. Sollen die parasitischen Pflanzen im Kampfe ums Dasein bestehen, dann müssen sie imstande sein, ihre Wirtspflanzen in wirkungsvoller Weise anzupflanzen, um ihnen die zu ihrem

Gedeihen notwendigen Säfte zu entziehen. Es kann deshalb vorausgesetzt werden, daß in den Haustorien der Schmarotzerpflanzen *Saugkräfte* auftreten, die hinsichtlich ihrer Größenordnung die Saugkraftwerte der Wirtswurzeln übertreffen. Diese an sich naheliegende Forderung ist nunmehr durch Untersuchungen von BERGDOLT bestätigt worden, der sich dabei der von URSPRUNG und BLUM herausgearbeiteten Methoden zur Bestimmung der Saugkraftgröße bediente (Ber. d. dtsh. botan. Ges. 45. 1927). Seine Beobachtungen erstrecken sich auf vier Gattungen: Das Läusekraut (*Pedicularis*), die Seide (*Cuscuta*), den Würger (*Orobanche*) und die Schuppenwurz (*Lathraea*). In den folgenden Vergleichspaaren sind jeweils die für das Haustorium des Parasiten und für die Wurzel der zugehörigen Wirtspflanze gefundenen Saugkraftwerte in Atmosphären verzeichnet:

1. <i>Pedicularis foliosa</i> , Haust.	7,8	Atm.
<i>Carex</i> sp., Wurz.	5,8	„
2. <i>Cuscuta arvensis</i> , Haust.	11,1	„
<i>Trifolium</i> sp., Wurz.	8	„
3. <i>Orobanche speciosa</i> , Haust.	12,7	„
<i>Vicia Faba</i> , Wurz.	8	„
4. <i>Lathraea Squamaria</i> , Haust.	22,7	„
<i>Prunus Padus</i> , Wurz.	3,7	„
5. <i>Lathraea clandestina</i> , Haust.	19,6	„
<i>Salix cinerea</i> , Wurz.	4,2	„

Man erkennt, daß die zu erwartenden Bedingungen weitgehend erfüllt sind; der Saugkraftüberschuß erreicht im Extrem 19 Atmosphären, als mindester Überschuß wurden zwei Atmosphären verzeichnet. So sind die Parasiten tatsächlich instand gesetzt, ihren Wirten die nötigen Säfte zu entziehen. Entscheidend sind die Verhältnisse an der Kontaktstelle. Es bedeutet für das Verständnis keine Schwierigkeit, daß an den kontaktferneren Stellen die Differenz ausgeglichen wird und sogar ein Umschlagen nach dem entgegengesetzten Verhalten eintritt. So besitzen die Blätter von *Pedicularis* eine Saugkraft von 10,5, diejenigen der Wirtspflanze *Carex* dagegen eine solche von ca. 12 Atm., also einen Überschuß von ca. 1,5 Atm. Noch stärker ist die Verschiebung bei dem Vergleichspaar *Orobanche-Vicia Faba*; hier wurde für die *Orobanchenblüten* 11,1 Atm., für die Blätter von *Vicia* aber der hohe Wert von 19,4 Atm. registriert. BERGDOLT deutet diese Verhältnisse derart, daß der Saugkraftüberschuß der Parasiten nicht so extrem gestaltet werden darf, daß die Wirtspflanzen selbst geschädigt und damit auch die Schmarotzer in ihrem weiteren Gedeihen hintangehalten werden. Auf weitere Einzelheiten soll hier nicht eingegangen, sondern nur der Tatsache gedacht werden, daß innerhalb des Parasiten nach oben hin kein gleichmäßiger Saugkraftanstieg zu verzeichnen ist, sondern daß — offenbar durch Ausfällung bestimmter Stoffe, gegenläufige Saugkraftsprünge auftreten, die uns zu der Annahme nötigen, daß je und je auf den Wanderbahnen des Saftstromes eine Pumpwirkung der lebenden Zellen gegen das Saugkraftgefälle zu verzeichnen ist. Das sind Vorstellungen, für die auch die Untersuchungen von URSPRUNG und BLUM Unterlagen geboten haben und die zeigen, daß man hier nicht zu einfach schematisieren darf.

Über die Wasseraufnahme durch Blatttrichome bei Wüstenpflanzen. Es wurde früher an dieser Stelle über eine Arbeit von WETZEL berichtet, die sich mit der Frage beschäftigt, ob unsere einheimischen Pflanzen befähigt sind, vermittelt ihrer Haare durch die Blattoberfläche Wasser aufzunehmen. WETZEL ist dabei zu einem positiven Ergebnis gelangt, aber aus seinen Versuchen ist doch mit Deutlichkeit zu ersehen, daß

es sich hier nur um eine ganz sekundäre, ökologisch offenbar bedeutungslose Erscheinung handelt. Andererseits ist es schon seit langer Zeit bekannt, daß viele tropische Bromeliaceen von einer solchen Wasseraufnahme derart abhängig geworden sind, daß sie ohne eine solche zugrundegehen. Eine mittlere Stellung dürften eine Reihe von Wüstenpflanzen anderer systematischer Zugehörigkeit einnehmen. Schon VOLKENS hat die Vermutung ausgesprochen, daß bei verschiedenen Vertretern der ägyptisch-arabischen Wüste eine Wasseraufnahme durch blattständige Haarbildungen stattfindet. MARLOTH hat dann diese Annahme für einige südafrikanische dikotyle Succulenten auf Grund quantitativer Messungen bestätigt. Es handelte sich dabei um Vertreter aus den Gattungen *Mesembryanthemum*, *Crassula* und *Cotyledon*. Neuerdings wendete sich aber derselbe Forscher einigen monokotylen Objekten derselben pflanzengeographischen Stellung zu und kam dabei zu entsprechenden Ergebnissen (Ber. d. dtsh. botan. Ges. 44. 1926). In den Kreis der Betrachtung wurden die Gattungen *Eriospermum* und *Massonia* (*Liliaceen*) und *Gethyllis* (*Amaryllidaceen*) gezogen. Die betreffenden Formen sind gekennzeichnet durch den Besitz von Emergenzenartigen Erhebungen auf der Blattoberfläche, die Trichome tragen und häufig zur Artbezeichnung geführt haben (*Eriophorum pustulatum*, *Massonia echinata*, *M. scabra*, *M. muricata*, *M. pustulata*, *Gethyllis verrucosa* usw.). Speziell bei der Gattung *Eriophorum* ist die eigentliche Blattfläche oft reduziert und besitzt dafür gelappte, buschige oder fadenförmige Anhänge, die sich ebenfalls wieder in der Namengebung spiegeln (*E. proliferum*, *E. folioliferum* und *E. alcornae*). Die auf den Emergenzen sitzenden Trichome zeigen zu meist verdickte Cellulosemembranen, die aber nur eine dünne Cuticula aufweisen. Manchmal zeigt die Membran an der Basis besondere Verdünnungsstellen sowie Poren, beides Einrichtungen, die geeignet erscheinen, den Wasserdurchtritt zu erleichtern. So zeigt denn auch die Beobachtung, daß die Haare bei Trockenheit sehr rasch welken, bei Wasserzutritt aber sehr rasch wieder turgescer werden, und Experimente mit Eosinlösungen führten zu der Feststellung, daß die Flüssigkeit nicht nur in die Trichome selbst, sondern auch in die benachbarten Zellen eindringt. Es ist für die Zukunft die Forderung zu stellen, durch quantitative Versuche den Grad der Wasseraufnahme zu ermitteln, denn erst dann läßt sich die Bedeutung der hier geschilderten Beobachtungen für den Wasserhaushalt der in Frage kommenden Pflanzen beurteilen. Es sei hier noch auf die zahlreichen Figuren hingewiesen, die von den erwähnten Strukturen eine anschauliche Vorstellung geben.

Zur Mechanik der Wasserausscheidung aus lebenden Pflanzenzellen. Nicht nur für die Blütennektarien, sondern auch für gewisse Wasserspaltens und verwandte pflanzliche Organe muß das Vorhandensein von Zellen angenommen werden, die imstande sind, einseitig Saft auszupressen. Um dieses Verhalten verständlich zu machen, hat PFEFFER zwei Deutungen vorgeschlagen: entweder sind diese Zellen hinsichtlich des osmotischen Wertes des Zellsaftes oder hinsichtlich der Permeabilität des Protoplasmaschlauches polar gebaut, und zwar müßte der sezernierende Pol entweder geringeren osmotischen Wert oder größere Permeabilität aufweisen. Vorläufig tasten wir hinsichtlich dieser Alternative noch vollkommen im Dunkeln. Von einer neuartigen Seite aus sucht nun A. WEIS der Lösung etwas näherzukommen (*Planta*. II. 1926). Es ist bekannt, daß verschiedene Narkotica

die Permeabilität der Pflanzenzelle erhöhen. Würde es nun gelingen, Pflanzenzellen einseitig mit solchen Narkoticis zu behandeln, dann könnte auf diese Weise ein polarisierter Wasseraustritt experimentell veranlaßt werden; es wären also künstlich solche Verhältnisse geschaffen, wie sie nach der einen Hypothese für die Nektarien angenommen werden. Als geeignetes Objekt für derartige Versuche boten sich die einige Zentimeter langen Internodienzellen der zu den Armleuchtergewächsen zählenden Gattung *Nitella* dar. „Aus gesunden Exemplaren dieser Alge wurden intakte Internodienzellen von 30–50 mm Länge herausgeschnitten und die an den Knoten sitzenden Seitenzweige bis auf Stümpfe entfernt. Die so zugerichteten Stengelglieder wurden mit Fließpapier abgetrocknet und zur Hälfte in ein Schälchen mit Wasser gelegt. Die andere Hälfte ragte über den Rand hinaus ins Freie. Die Mitte der Zellen wurde mit ein wenig Vaseline am Rand des Schälchens befestigt und dadurch verhindert, daß etwa Wasser capillar an der Zellwand hochgesaugt werden oder zurückfließen konnte . . . Wurde nun ein solches Schälchen mit *Nitellazellen* (meist 4 Stück) in ein größeres Gefäß gestellt, dessen Boden mit starkem Äthylalkohol bedeckt war, so traten binnen $1\frac{1}{2}$ –2 Minuten reichlich klare Flüssigkeitstropfen aus den Teilen der Zellen aus, die in die Atmosphäre von Alkoholdampf hineinragten.“ Die polare Einwirkung des Narkoticums rief also tatsächlich die erwartete Wirkung hervor. In einem konkreten Fall wurde beobachtet, daß aus einer Zelle von 14,47 cbmm Rauminhalt in 20 Minuten 8,40 cbmm Flüssigkeit abgeschieden wurden, d. h. 62%. Infolge des herabgesetzten Turgors trat dann ein Abknicken des Spitzenteiles ein. Durch Variation der Versuchsbedingungen konnte WEIS die Deutung ausschalten, daß es sich hier um kompliziertere, durch die Narkose bedingte Reizprozesse handelt; eine Erhöhung der Permeabilität genügt, um die geschilderten Erscheinungen zu erklären. Für eine solche Beeinflussung spricht auch die Tatsache, daß dann, wenn man die vorbehandelten Zellen in ein Plasmolyticum legt, die Plasmolyse in der alkoholisierten Hälfte beginnt, offenbar deshalb, weil hier der Filtrationswiderstand geringer ist. In diesem Zusammenhang wird auch auf eine frühere Beobachtung von RUHLAND hingewiesen, wonach die Salzdrüsen der Plumbaginaceen lebhafter sezernieren, wenn sie rasch in den Zustand der Narkose versetzt werden. Wenngleich sich aus all den geschilderten Daten noch nichts streng Beweisendes ableiten läßt, so sind sie doch insgesamt der Annahme günstig, daß für die Erklärung der Drüsenfunktion die zweite PFEFFERSche Hypothese in Frage kommt.

Infektion, Myzelüberwinterung und Kopulation bei Exoasceen. Mit der Entwicklungsgeschichte der zu den Schlauchpilzen zählenden Exoasceen beschäftigt sich eine Arbeit von MAGD. WIEBEN. (Forsch. a. d. Geb. d. Pflanzenkrankh. 1927, H. 3.) Es handelt sich hier um pflanzenpathogene Parasiten, die auf den verschiedensten Holzgewächsen vorkommen und daselbst Gallen,

Hexenbesen oder Blattflecken hervorrufen. Ihre Entwicklungsgeschichte ist noch wenig erforscht, und deshalb wandte Verf. ihre Aufmerksamkeit verschiedenen *Taphrina*-arten zu. Es wurden künstliche Infektionsversuche in Gang gesetzt, die in einigen Fällen von Erfolg gekrönt waren, so bei *Taphrina Tosquetii* auf der Schwarzerle, *T. epiphylla* auf der Grauerle und *T. deformans* auf Pfirsich. Allenthalben zeigte sich das typische Krankheitsbild. Man hat es also in der Hand, durch Impfung mit Sporen experimentell die Entstehung von Hexenbesen hervorzurufen. Zu entsprechenden Resultaten ist schon früher KLEBAHN gelangt. Weiterhin konnte der Nachweis erbracht werden, daß das Myzel der Pilze in den Knospen der Zweige zu überwintern vermag. Auch diese Angabe ist, wenigstens für die hexenbesenbildenden Formen, alt, kommt aber auf die blattfleckenbildenden Arten (*T. Sadebecki*, *T. bullata* und *T. aurea*) ausgedehnt werden. Das wesentlich Neue der Arbeit besteht aber darin, daß wichtige Aufschlüsse über die geschlechtlichen Vorgänge der Pilze gewonnen werden konnten. Die aus den Schläuchen hervortretenden Sporen zeigen bei den untersuchten Formen entweder unmittelbar hefeartige Sprossung oder aber es wird ein Myzelfaden gebildet, an dem nach der Art der Konidienträger Sporen abgegliedert werden, die also als Konidien anzusprechen sind. Die mikroskopische Analyse ergab, daß diese Konidien paarweise miteinander kopulieren, und zwar derart, daß eine Verbindungsbrücke gebildet wird, durch die der Inhalt des einen Kopulanten in den andern übertritt. Aber nicht alle Konidien vermögen miteinander zu verschmelzen, vielmehr gehen aus den 8 Askussporen 2mal 4 Stämme hervor, die geschlechtlich polar sind. Der eine Vierersatz kann als —-Form, der andere als +-Form bezeichnet werden, und ein Sexualakt tritt nur zwischen den Derivaten eines Plus- und eines Minusstammes ein. Offenbar liegen die Dinge derart, daß die geschlechtliche Determination bei der Sporenbildung im Askus erfolgt, und zwar bei der ersten Kernteilung, die als Reduktionsteilung anzusprechen ist. Es ergibt sich hier eine weitgehende Parallele zu den Algenpilzen und zu den Basidiomyceten, so daß die Einheitlichkeit des Verhaltens auf immer breiterer Grundlage hervortritt. Es entspricht auch durchaus unseren Erfahrungen, daß die Kopulation ein Zweikernstadium nach sich zieht. Mutmaßlich geht die weitere Entwicklung so vor sich, daß nunmehr in dem aus dem Kopulationsakt hervorgehenden Infektionsmyzel in stetigem Rhythmus konjugierte Zellteilungen stattfinden, und daß die endgültige Kernverschmelzung bis zur Askusbildung hinausgeschoben wird. Mit der hier eintretenden Vereinigung der Paarkerne und der sich daran anschließenden Reduktionsteilung findet dann die diploide Phase ihren Abschluß. Damit wäre dann ein vollkommener Anschluß an die Verhältnisse etwa bei den Brandpilzen gewonnen. Doch handelt es sich dabei vorläufig erst um eine freilich sehr naheliegende Hypothese, die noch durch weitere Beobachtungen gestützt werden muß.

STARK.

Mitteilungen aus verschiedenen Gebieten.

Das neuzeitliche Kohlenproblem. Die Aufgabe, die in der Natur vorkommende Kohle möglichst wirtschaftlich zu verwerten, hat bis vor wenigen Jahren fast nur in Deutschland Wissenschaft und Technik beschäftigt. Neuerdings ist sie ein Weltproblem geworden, das in allen Staaten lebhaft bearbeitet wird, die an der Kohlegewinnung interessiert sind.

Das erste große Zeichen in der Wandlung der Anschau-

ungen auf diesem Gebiete war der Welt-Kohlenkongreß, der im vorigen Jahr auf Veranlassung des Carnegie-Institutes in Pittsburg abgehalten wurde und erste Facultäten der Kohlenverwertung aus fast allen Kulturstaaten vereinigte. Das Schlagwort, das diesen Kongreß sozusagen beherrschte war: Kohle ist kein Brennstoff, sondern ein Rohstoff, d. h. der Ausgangsstoff für einen industriellen Vorgang, der zu höherwertigen Erzeugnissen führt.

Auch die Weltkraft-Konferenz, jene internationale, von fast allen Staaten besendete Vereinigung, die vor einigen Jahren ins Leben gerufen wurde, um die Kenntnis von der wirtschaftlichen Verwertung aller verfügbaren Kraftquellen zu verbreiten und in der Kulturwelt zum Allgemeinut zu machen, hat die Bedeutung des Kohlenproblems erkannt und dieses allein zum Gegenstand einer Teilversammlung gemacht, die im kommenden Frühjahr in London tagen soll.

Die Erklärung dafür, daß sogar Länder, wie die Vereinigten Staaten oder England, die früher als Kohlenverschwender bekannt waren, heute das größte Interesse für neue Möglichkeiten der wirtschaftlicheren Verwertung der Kohle bezeugen, ist in dem allgemeinen Umschwung der Wirtschaftslage zu suchen. Auf der ganzen Welt sind infolge der Vernichtung von Werten, die der Weltkrieg zur Folge hatte, und deren Kosten heute in der Form von Anleihezinsen aufgebracht werden müssen, die Wirtschaftsverhältnisse so schwierig geworden, daß ohne weitgehende Sparsamkeit in den Betriebskosten an einen Wettbewerb auf dem Weltmarkt nicht gedacht werden kann. Daß man bei den Sparversuchen in erster Linie auf das Kohlenkonto verfällt, das in der jährlichen Unkostenrechnung bei vielen industriellen Betrieben, gleichviel ob sie viel Kraft oder viel Wärme verbrauchen, eine große Rolle spielt, ist nicht weiter verwunderlich.

Bei dem allgemeinen Umschwung in der Beurteilung des Kohlenproblems spielen aber auch noch viele andere Einflüsse mit: So hat man bei den neueren Statistiken festgestellt, daß auf verschiedensten Gebieten eine deutliche Abnahme des verhältnismäßigen Anteils der Kohle an der Krafterzeugung eingetreten ist, die man nicht nur mit der durch die Kriegsverhältnisse begründeten Verminderung der Kohlenausbeute erklären kann. Vergleicht man Statistiken über die Krafterzeugung vor etwa 20 Jahren und aus der neuesten Zeit, so kann man diese Änderung ganz deutlich erkennen. Vor etwa 20 Jahren wurden etwa 85% der gesamten industriell notwendigen Betriebskraft aus Kohle gewonnen, heute sind es nur etwa 65%. Dabei machen Wasserkraft oder andere natürliche Kraftquellen nur ganz unwesentliche Bruchteile der gesamten industriell genutzten Kraftquellen aus, so daß der Hauptanteil des Unterschiedes in der Beteiligung der Kohle an der Krafterzeugung auf die Rechnung der flüssigen Brennstoffe gesetzt werden muß. Das ist auch sofort einleuchtend, wenn man sich einmal vergegenwärtigt, welchen Aufschwung in den letzten 20 Jahren beispielsweise der Verbrauch an Benzin im Automobilwesen genommen hat und in welchem Maß die Zahl der Schiffe gestiegen ist, die sei es mit Rohöl als Brennstoff für die Kesselanlagen oder mit anderen flüssigen Brennstoffen für die Dieselmotorenanlagen betrieben werden.

Die außerordentlich schnell steigende Bedeutung des flüssigen Brennstoffes, die in ihrem Tempo heute wahrscheinlich nur durch das Preisverhältnis zwischen Kohle und flüssigem Brennstoff gehemmt wird, hat einen wichtigen Einfluß auf die Entwicklung der Kohlenfrage ausgeübt. Man ist heute davon überzeugt, daß die ganzen Weltvorräte an fertigen Erdölen, so wie sie heute gewonnen werden, in absehbarer Zeit erschöpft sein müssen, wenn der Verbrauch weiter so zunimmt, wie in den letzten Jahren, und daß man daher rechtzeitig nach anderen Möglichkeiten zur Gewinnung von flüssigen Brennstoffen Umschau halten muß. Daß es an vielen Orten noch ölhaltige Schiefer gibt, die für die Ölgewinnung verwertet werden könnten, kann diese Entwicklung nur etwas verzögern, aber nicht ganz aufhalten. Dagegen sieht man in den neueren Veredelungen der

Kohle mit vollem Recht die Möglichkeit, jedem Mangel an flüssigen Brennstoffen gründlich abzuwehren.

Wie berechtigt diese Ansicht ist, lehrt schon die einfache Überlegung, daß ein ganz geringer Bruchteil der heutigen deutschen Kohlenausbeute, behandelt nach einem der neueren Veredelungsverfahren, genügen würde, um den gesamten heutigen Bedarf des Deutschen Reiches an flüssigen Brennstoffen zu decken, der heute fast ausschließlich aus dem Auslande bezogen werden muß. In größerem Maßstab angewendet, müßten daher diese Verfahren die Möglichkeit bieten, nicht nur größere Mengen von flüssigen Brennstoffen im Inlande zu verbrauchen, also die Krafterzeugung einfacher und wärmewirtschaftlicher zu gestalten, sondern darüber hinaus noch flüssige Brennstoffe zu exportieren, was die ganze Handelsbilanz günstig beeinflussen könnte.

Eine andere, vielleicht ebenso wichtige Seite des Kohlenproblems ergibt sich aus dem Umstande, daß bei den meisten bis jetzt in Vorschlag gebrachten Veredelungsverfahren neben den sog. Schwelddämpfen, die die flüssigen Brennstoffe ergeben, auch brennbares Gas erzeugt wird, das als Heizstoff im neuzeitlichen Haushalt sozusagen unentbehrlich geworden ist. Diese Gasausbeute mit der Ausbeute an flüssigen Brennstoffen in wirtschaftlicher Weise zu koppeln, ist heute eines der großen Ziele der neuzeitlichen Kohlenverwertung, das unter dem Schlagwort der Ferngasversorgung in der breitesten Öffentlichkeit Aufmerksamkeit erregt hat.

Bei allen diesen mit der Verwertung der Kohle verknüpften Problemen darf man auch nicht außer acht lassen, daß es sich wegen der großen Rolle, die die Kohlenwirtschaft im Rahmen der Gesamtwirtschaft der kohlengewinnenden Länder spielt, um Fragen handelt, die die Gesamtheit der Länder in hohem Maße interessieren. Schon kleine, an sich geringfügige Vorteile, die ein Land dem anderen gegenüber auf diesem Gebiete erlangt, können wegen der großen Mengen, die dabei in Frage kommen, der gesamten Wirtschaft des betreffenden Landes einen Vorsprung gegenüber der des anderen Landes verschaffen. Alle Bestrebungen auf diesem Gebiete verdienen daher, in weiten Kreisen der Bevölkerung beachtet zu werden.

Im Rahmen eines Artikels, wie des vorliegenden, kann natürlich nicht daran gedacht werden, die mannigfachen, vielgestaltigen Probleme zu erläutern, die sich heute an die allgemeine Aufgabe der Veredelung der Kohle knüpfen. Ihre Vielgestaltigkeit gründet sich schon allein auf die Tatsache, daß der Begriff Kohle eine große Zahl von außerordentlich verschiedenen festen Brennstoffen umfaßt, die, eben wegen ihrer Verschiedenartigkeit auch ganz verschiedene Wege zu ihrer Veredelung bedingen. Vielmehr soll hier nur versucht werden, einige Hauptpunkte des Problems zu streifen, um dem Leser einen Begriff von den Aufgaben zu geben, die Wissenschaft und Technik gelöst haben, und zwar, wie man ohne Überhebung behaupten darf, hauptsächlich deutsche Wissenschaft und Technik.

Überblickt man einmal die große Zahl von Wegen, die sich heute der Veredelung der Kohle darbieten, so kann man dabei zwei große Richtungen unterscheiden: Die eine Richtung verfolgt das Ziel auf dem Wege der trockenen Destillation, wenn man unter dieser Bezeichnung all die Hunderte von Verfahren zusammenfaßt, bei denen die Kohle unter Luftabschluß mehr oder weniger lang und mehr oder weniger hoch erhitzt wird. Dieser Weg umfaßt somit die ganze Reihe von Verfahren, die mit der Kokerzeugung auf den Hüttenwerken oder der Gaserzeugung in den Gasanstalten beginnen und bis zu den neuesten Schwelverfahren mit kontinuierlich durch bewegliche Retorten laufen-

dem Brennstoff reichen. Allen diesen Verfahren gemeinsam ist, daß sie drei Arten von Erzeugnissen liefern, nämlich feste Rückstände in der Form von *Koks*, flüssige aus den bei der Destillation entstehenden Dämpfen niedergeschlagene, flüssige Brennstoffe enthaltende *Teere* und nicht kondensierbare, hauptsächlich Methan und Kohlenoxyd enthaltende, also brennbare *Gase*.

Eine ganz besondere Art dieser Verfahren bietet die Grundlage für die schon erwähnte *Ferngasversorgung*: Der von der Aktien-Gesellschaft für Kohleverwertung, Essen, gemachte Vorschlag geht in kurzen Worten darauf aus, das bisher in den örtlichen Gasanstalten — es gibt deren heute in Deutschland etwa 1700 — erzeugte Leucht- und Kochgas durch das Gas zu ersetzen, daß in den Kokereien der westdeutschen und oberschlesischen Eisenhütten gewonnen wird und nur unwirtschaftlich verwertet werden kann. Dem Vorschlag liegt die Erwägung zugrunde, daß auf der einen Seite die Gaserzeugung am Orte des Verbrauches mit wirtschaftlichen Schwierigkeiten verknüpft ist, z. B. weil die Gaswerke nur soviel Kohle vergasen können, wie sie in der Form von Koks in ihrer nächsten Umgebung absetzen können, weil sie ferner auf den Bezug ganz bestimmter hochwertiger Kohlenarten angewiesen sind, die im Interesse der Gemeinwirtschaft nützlicher für die Ausfuhr verwertet werden könnten. Auf der anderen Seite erzeugen die Kokereien der Hüttenwerke Gas, das sich für die gleichen Zwecke eignen würde, sozusagen als Abfallprodukt in so großen Mengen, daß sie es auch nur für die Beheizung der Koksöfen nicht vollständig verbrauchen können.

In dem Bestreben, diese zwei Arten von Betrieben, von denen die eine Art Koks als Nebenprodukt, die andere Art Gas als Nebenprodukt liefert, wirtschaftlich zu koppeln, liegt somit ohne Zweifel ein gesunder und für die Gemeinwirtschaft vorteilhafter Kern. Die Frage steht und fällt allerdings heute mit der Möglichkeit, Gas in den in Betracht kommenden Mengen auf Entfernungen von mehreren hundert Kilometern mit jener Sicherheit fortzuleiten, die man heute aus Rücksichten auf das Volkswohl von einer Gasversorgung verlangen muß. Zwar gibt es heute bereits Werke, wie die Stinnes-Zechen, die in einem Umkreis von etwa 100 km heute 38 Ortschaften, darunter Städte wie Remscheid, Solingen, Neurath usw. versorgen und schon seit 1911 im Betriebe sind, allein von diesen Versuchsanlagen, die neben den örtlichen Gaswerken arbeiten und bei denen jährliche Gasmengen bis zu 100 Millionen Kubikmeter in Betracht kommen, bis zu den Milliarden von Kubikmetern, die die Gesamtversorgung Deutschlands jährlich erfordert, ist noch ein gewaltiger Schritt, der erst getan werden dürfte, wenn die Möglichkeit der Fortleitung auf große Entfernungen bewiesen sein wird.

Mit den gewöhnlichen Gasanstalten teilen auch alle anderen auf der trockenen Destillation der Kohle beruhenden Anlagen zur Veredelung der Kohle auf dem Wege der trockenen Destillation die Schwierigkeit, daß ihr wirtschaftlicher Bestand die Möglichkeit voraussetzt, den anfallenden Koks schnell und zu annehmbaren Preisen zu verwerten. Gerade hieran sind aber bisher die meisten Versuche gescheitert, solche Verfahren auch auf die Braunkohle anzuwenden, weil sich für den bei der Schwelung solcher Kohlen anfallenden, weichen Koks bisher keine aussichtsreiche wirtschaftliche Verwendung gefunden hat. Neuerdings scheint man aber einen Weg gefunden zu haben, um diesen Koks in Mühlen zu Staub zu mahlen und statt Steinkohlenstaub in den Kesselfeuerungen der Großkraft-Elektrizitätswerke zu verbrennen.

Die zweite große Richtung der heutigen Verfahren zur Veredelung der Kohle ist die sog. *unmittelbare Verflüssigung*. Diese Verfahren, die, wie schon ihre Bezeichnung sagt, das Ziel verfolgen, die Kohle unmittelbar in flüssige Brennstoffe überzuführen, beruhen grundsätzlich auf der schon lange bekannten Tatsache, daß es möglich ist, aus Kohlenstoff durch synthetisches Angliedern von Wasserstoff flüssige Kohlenwasserstoffe zu erzeugen und in ähnlicher Weise auch schwere Kohlenwasserstoffe in leichtere überzuführen. Die Arbeiten deutscher Forscher auf diesem Gebiete, die durch die Namen BERGIUS, FISCHER, TROPSCH bekannt geworden sind, haben den Weg zur industriellen Verwertung solcher Verfahren geebnet, den die I. G. Farbenindustrie beschritten hat. Und wenn man auch heute noch nicht sagen kann, daß dieser Weg bereits bis zu Erzeugnissen geführt hat, die einen Einfluß auf den Markt der flüssigen Brennstoffe ausüben können, so beweisen doch die Vorgänge in den wichtigsten Kulturländern, daß es gerade dieser Weg der Kohlenveredelung ist, der in der ganzen Welt für den aussichtsreichsten gehalten wird.

Beispielsweise hat die Standard Oil Company of New Jersey, eine der größten amerikanischen Benzin-Vertriebsgesellschaften vor kurzem einen Vertrag abgeschlossen, der ihr die Anwendung dieser Verfahren in Amerika ermöglicht. Schon diese Tatsache mag als Beweis dafür gelten, daß man es in den Kreisen, die über die Zukunft der Erdvorräte an natürlichen flüssigen Brennstoffen wohl am besten unterrichtet sein müßten, für möglich hält, Erzeugnisse der synthetischen Verfahren an die Stelle der natürlichen treten zu lassen und sich daher zur rechten Zeit einen Anspruch auf diese Verfahren sichern will.

Auch das amtliche Kohlenforschungs-Institut von England hat in seinem kürzlich veröffentlichten Jahresbericht für 1926 auf die hohe Bedeutung der synthetischen Verfahren hingewiesen, deren Eignung für die Veredelung englischer Kohlen das Amt durch eigene Versuche nachgeprüft hat. Die Ergebnisse dieser Versuche haben dabei bewiesen, daß die synthetischen Verfahren in bezug auf die Ausbeute an flüssigen Brennstoffen den Verfahren der trockenen Destillation weit überlegen sind.

Die vorstehenden Zeilen sollen nicht den Eindruck erwecken, daß es in einer schon heute absehbaren Zeit mit dem Verfeuern der Kohle überhaupt ein Ende haben werde. Wie alle Fortschritte, so wird auch dieser eine Zeit, und wahrscheinlich sogar eine lange Zeit brauchen, bis sich seine Vorteile in vollem Umfang geltend machen können. Genau so, wie es noch heute viele Gegenden gibt, wo es billiger ist, mit Holz als mit Kohle zu feuern, genau so wird es noch lange Gegenden geben, wo man mit Kohlen billiger als mit flüssigen Brennstoffen fahren wird!

H.
Waldbrände in Sibirien. Waldbrände von riesigen Dimensionen bilden in Sibirien eine alltägliche Erscheinung. In keinem anderen Gebiet der Erde erreichen diese aber eine solche Ausdehnung wie dort und beeinflussen derart einschneidend das ganze menschliche Leben. Wenn solch ein feuriger Strom durch die Nadelwälder bricht — denn Laubwald fehlt dort fast ganz — vermögen keine menschlichen Kräfte ihn mehr zu löschen. Dann breitet er sich über Tausende von Kilometern aus und Mensch und Tier flüchten in wilder Panik, soweit sie überhaupt den Flammen zu entgehen vermögen. Riesenstrecken verbrannten Waldes bieten dann einen traurigen Anblick: ringsum verkohlte schwarze Baumstümpfe ragen anklagend aus der Verwüstung in den Himmel.

Waldbrände entstehen in Sibirien besonders in heiß-trockenen Sommern. Im Jahre 1915 traten sie infolge der großen Dürre in selten großem Maßstabe auf und dauerten in verschiedenen Gegenden sogar vom Frühjahr bis zum Herbst. Das meteorologische Observatorium der mittelsibirischen Universitätsstadt *Irkutsk* unter Leitung von Prof. Dr. W. B. SCHOSTAKOWITSCH, stellte mittels Fragebogen eine eingehende Untersuchung dieses Brandjahres an und kam dabei zu hochinteressanten Resultaten¹. In ganz Mittel- und Westsibirien erreichten die Niederschläge nur 30—60% der normalen. Infolgedessen bedeckten die Brände das ganze Dürregebiet, eine Fläche, die fast viermal so groß ist als das heutige Deutschland. Diese Fläche war natürlich nicht durchgängig vom Feuer ergriffen, doch bedeckte der eigentliche Feuerherd immerhin die enorme Fläche von halb Preußen. Verschiedene Ursachen lokalisierten die Brände, besonders die sibirischen Ströme, wie der Ob-Irtysch und Jenissei und deren Nebenflüsse. Vielfach brannten auch die Torflager, in die das Feuer sich bis zu zwei Meter Tiefe einfraß und regelrechte unterirdische Gänge und Gruben bildete, in denen die Glut oft sogar überwinterte, um im Frühjahr von neuem auszubrechen.

Als Folge dieser ausgedehnten Brände traten ungeheure Rauchmengen von großer Dichte auf. Über einem Riesengebiet, das so groß ist wie zwei Drittel Europas lagerte so dichter Rauch, daß Gegenstände nicht mehr sichtbar waren auf Entfernungen über hundert Meter. Auf einer Fläche gleich einem Fünftel Europas waren Gegenstände unsichtbar auf Abständen von 20—100 m und im Brandgebiet selbst, also auf einer Fläche, die viermal so groß ist wie das heutige Deutschland, war die Rauchdecke derart dicht, daß Gegenstände *jenseits von 4—20 m Entfernung völlig den Blicken entschwanden*. Dieser Zustand dauerte fast 2 Monate an und zwar den ganzen Juli und August über.

Ohne weiteres wird hieraus verständlich, daß solch eine Rauchdecke die *größten Schwierigkeiten für das menschliche Leben* mit sich bringt. Der *Schiffsverkehr* auf den meisten Strömen wurde stark behindert und vielfach zum Stocken gebracht. Auf dem Irtysch ruhte auch der Floßverkehr völlig. Boote brauchten die doppelte Fahrzeit und die Bauern wagten, aus Furcht sich zu verirren, überhaupt nicht zum Fischfang auszufahren. Auch der *Eisenbahnverkehr* auf der Transsibirischen Bahn litt sehr. Auf einigen Abschnitten der Strecke zwischen den Städten Mariinsk und Krasnojarsk mußten zuweilen ganze Tage lang die *Signal-laternen brennen*. Ja, es kam sogar vor, daß der Rauch eine *Panik* auslöste. In Mariinsk verdichtete sich eines Tages unter dem Einfluß eines Tröpfelregens der Rauch, der den ganzen Himmel mit einer dichten Decke verhüllte, derart, daß um *drei Uhr nachmittags eine völlige Finsternis* einsetzte, etwa von der Art des berühmigten Londoner schwarzen Nebels, der unter der Bevölkerung und Tierwelt einen großen Schrecken hervorrief: die Arbeiter legten die Arbeit nieder und begaben sich in die Häuser, in der Stadt brannten die elektrischen Laternen, die Einwohner zündeten die Lampen an und die städtische Viehherde flüchtete entsetzt mit Gebrüll nach Hause.

Durch den dichten Rauch kamen an einsamen Orten Erstickungsfälle von Jägern vor. Leute, die Arbeiten im Freien auszuführen hatten, mußten sich Mund und Nase mit feuchten Wattebauschen schützen. Vielfach erkrankten bei Menschen und Tieren die Augen. Aber auch die Vegetation litt sehr dabei. Die *Getreidegräser*

verlängerten ihre Vegetationsperiode um 10—15 Tage. Fast im ganzen Verbreitungsgebiet wirkte der Rauch *schädlich auf das Heu*, indem er diesem einen rauchigen Duft und bitteren Beigeschmack verlieh. Gras und Heu wurden mit einem kräftigen dünnen Anflug von Ruß überzogen und das *Vieh erkrankte nach der Aufnahme von solchem Futter*.

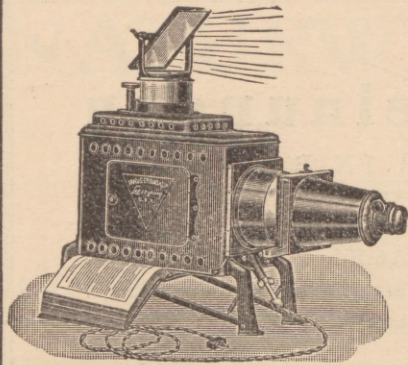
Die ungewöhnliche Verbreitung des Rauches und Feuers übte auch einen weitgehenden Einfluß auf das gesamte *Tierleben* aus. Ganze Scharen von Vögel kamen um und an vielen Orten verschwanden die Bienen und andere Insekten fast völlig. Am meisten litten die jungen und noch nicht flüggen Vögel und die erwachsenen jener Arten, die sich zu dieser Zeit gerade in der Mauser befanden. Besonders verderblich wirkten die Feuerbrünste auf die Säugetiere, die sich nicht so leicht retten konnten wie die Vögel. Die Jäger fanden später nach dem Brande eine Unmenge verkohlter Tiergerippe und erlegten oder fingen Eichhörnchen, Hermeline und andere Tiere mit ringsum versengten Schweifen.

Diese ungeheuren Feuersbrünste riefen aber auch starke Veränderungen in der Tierwelt hervor. Im Narym- und Angaragebiet verschwanden die wilden Tiere fast völlig und tauchten dort auf, wo sie niemand vermutete. So erschienen bei Krasnojarsk Wölfe und Bären, die durch den Brand aus dem Urwald herausgetrieben waren. Bald hier bald da wurden Bären in der Nähe der menschlichen Ansiedelungen erlegt. An der Angara überschwammen Elentiere gruppenweise und einzeln den Fluß, ohne sich im geringsten durch die Anwesenheit des Menschen stören zu lassen. Besonders stark wirkte das Feuer auf die Eichhörnchen, die in Scharen an bewohnten Orten erschienen. Auf Zweigen und Baumstämmen trieben letztere schwimmend vielfach mit den Flüssen abwärts, begleitet von vielen Leichen ihrer Verwandten. Vielfach fanden *massenweise Überquerungen* der Ströme durch die Tiere statt, denn die Ströme bilden oft die Grenzen des Feuers. *Bären, Eichhörnchen* und sogar *Schlangen* taten dies sehr häufig, wodurch natürlich *große tiergeographische Veränderungen* bewirkt wurden. Denn viele Tierarten wurden nach den Bränden in Gebieten gefunden, in denen sie bisher völlig unbekannt waren.

Die wirtschaftlichen Verluste solcher Waldbrände sind ganz ungeheuer. *Allein im Jahre 1915* belief sich der Verlust an Wald auf schätzungsweise *über 1300 Mill. Mark*.

Die *Ursachen* dieser Waldbrände bildet neben vereinzelt Fällen, in denen der Blitzschlag zündet, der *Mensch selbst*. Denn neben den unbeabsichtigten Feuersbrünsten, die, genau wie bei uns, durch die Fahrlässigkeit der Jäger, Hirten und Reisenden am Lagerfeuer entstehen, tragen besonders die absichtlich angelegten *Rodungsbrände* und *Steppenbrände* und schließlich die Brände bei, die in ganz unverantwortlicher Weise zum *Jagen des Wildes* angezündet werden und die dann wider den Willen der Menschen solche enormen Ausmaße annehmen. Alle diese Brände haben neben den rein physischen Vorbedingungen der Trockenheit, Ebenheit des Geländes und Großräumigkeit der sibirischen Nadelwaldzone ihren Grund in der *dünnen Besiedelung* derselben und Gleichgültigkeit ihrer Bewohner gegenüber der intensiven Wirtschaft. Erst wenn in Sibirien ein fühlbarer Mangel an Holz eintreten wird, werden Waldbrände zu den Seltenheiten gehören. Aber schon heute plant man, das schreckliche Element des Feuers zu bekämpfen durch eine großzügige Pflege und Popularisierung des Gedankens eines rücksichtsvolleren Verhaltens zum Walde. PAUL FICKELER.

¹ Petermanns Geogr. Mitteilungen 1926, S. 112—118.



Listen freil

Janus-Epidiaskop

(D. R. Patent Nr. 366044 und Ausland-Patente)

Der führende Glühlampen-Bildwerfer zur Projektion von
Papier- und Glasbildern

Verwendbar für alle Projektionsarten!

Qualitäts-Optik

höchster Korrektion und Lichtstärke für Entfernungen bis zu 10 Meter! Auch
als „Tra-Janus“ mit 2. Lampe bei um 80% gesteigerter Bildhelligkeit lieferbar!

Ed. Liesegang, Düsseldorf

Postfach 124

VERLAG VON J. F. BERGMANN IN MÜNCHEN 27

Soeben erschienen:

Mikromethoden zur Blutuntersuchung

Von

Prof. Dr. IVAR BANG †, Lund

Sechste, vollständig neubearbeitete Auflage von

Dr. med. G. BLIX, Upsala

54 Seiten mit 7 Abbildungen im Text. 1927. RM 4.20

Inhalt: Vorwort. Ivar Bang. Einleitung. — I. Das allgemeine Verfahren. a) Das Papier, b) Wage und Wägung, c) Die Blutentnahme, d) Nachbehandlung. II. Die Bestimmung des Wassers bzw. der Trockenmasse. III. Die Bestimmung der Chloride. IV. Die Bestimmung der Jodide. V. Die Mikrokjeldahlmethode. a) Reagenzien und Apparate, b) Die Ausführung der Bestimmung. VI. Die Bestimmung des Reststickstoffs. VII. Die Bestimmung des Harnstoffs. VIII. Die Bestimmung der Aminosäuren. IX. Die Bestimmung des präformierten Ammoniaks. X. Die Bestimmung des Gesamtstickstoffs. XI. Die Bestimmung der Proteine. a) Gesamteiweiß, b) Albumin und Globulin, c) Fibrinogen bzw. Fibrin, d) Albumosen. XII. Die Bestimmung des Blutzuckers. a) Erforderliche Reagenzien, b) Die Ausführung der Zuckerbestimmung. XIII. Die Bestimmung der Lipoidstoffe. a) Erforderliche Reagenzien, b) Die Bestimmung der Neutralfette und des freien Cholesterins, c) Die Bestimmung der Phosphatide und der Cholesterinester. XIV. Die Bestimmung der Salizylsäure.

Lehrbuch der Harnanalyse

Von

IVAR BANG

Zweite, verbesserte und ergänzte Auflage. Bearbeitet von

Prof. Dr. F. v. KRÜGER

Vorsteher der Physiol.-chemischen Abteilung des Physiologischen Instituts der Universität Rostock

Mit 19 Abbildungen im Text. VIII, 146 Seiten. 1926. Steif broschiert RM 8.70

Aus dem Inhalt:

Einleitung. Allgemeines physikalisches und chemisches Verhalten des Harns: Farbe. Durchsichtigkeit. Menge. Konservierung. Reaktion. Das spezifische Gewicht. Der osmotische Druck. Die Oberflächenspannung. Die optische Aktivität. Der Geruch. — Die chemische Untersuchung des Harns: A. Die normalen Harnbestandteile: a) Anorganische Bestandteile, b) Organische Bestandteile: 1. N-freie aliphatische Bestandteile des normalen Harns, 2. N-haltige Bestandteile des normalen Harns, 3. Aromatische Bestandteile des Harns, 4. S-haltige Körper aus der aliphatischen Reihe, 5. Die Farbstoffe des Harns, 6. Fermente. B. Zufällige Harnbestandteile: 1. Anorganische Stoffe, 2. Organische Stoffe. C. Pathologische Harnbestandteile: Eiweiß, Eiweißderivate, Zucker, Acetonkörper. Gallenbestandteile. — Harnsedimente: 1. Nichtorganisierte Sedimente, Organisierte Sedimente. — Harnkonkremente, Analyse der Konkremeente.

Aus den Neuerscheinungen

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN W 9

Die Trockentechnik. Grundlagen, Berechnung, Ausführung und Betrieb der Trockeneinrichtungen. Von Dipl.-Ing. **M. Hirsch**, beratender Ingenieur V. B. I. Mit 234 Textabbildungen, einer schwarzen und 2 zweifarbigen i-x-Tafeln für feuchte Luft. XIV, 366 Seiten. 1927. Gebunden RM 31.80

Über die Herstellung und physikalischen Eigenschaften der Zelluloseacetate. Von Dr. **Victor E. Yarsley**, M. Sc. A. I. C. Mit 4 Textabbildungen. IV, 47 Seiten. 1927. RM 3.—

E. Preuß: Die praktische Nutzenanwendung der Prüfung des Eisens durch Ätzverfahren und mit Hilfe des Mikroskopes. Für Ingenieure, insbesondere Betriebsbeamte. Bearbeitet von Dr. **G. Berndt**, Professor an der Technischen Hochschule zu Dresden, und Dr.-Ing. **M. v. Schwarz**, Professor, Privatdozent an der Technischen Hochschule zu München. Dritte, vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 204 Figuren im Text und auf einer Tafel. VII, 198 Seiten. 1927. RM 7.80; gebunden RM 9.20

Edelmetall-Probierkunde nebst einigen Unedelmetallbestimmungen. Von Dipl.-Ing. **F. Michel**, Direktor der Staatlichen Probieranstalt in Pforzheim. Zweite, verbesserte und erweiterte Auflage. IV, 67 Seiten. 1927. RM 3.50

Untersuchung und Nachweis organischer Farbstoffe auf spektroskopischem Wege. Von Professor Dr. **J. Formánek** in Prag und Professor Dr. **J. Knop** in Brünn. Zweite, vollständig umgearbeitete und vermehrte Auflage. Zweiter Teil, 4. Lieferung. Mit 2 Textfiguren und 5 Tafeln. IV, 200 Seiten. 1927. RM 39.—

Inhaltsverzeichnis: Einleitung. — Allgemeine chemische und spektroskopische Charakteristik der Küpenfarbstoffe in bezug auf ihre chemische Konstitution. I. Indigoide. II. Anthrachinonküpenfarbstoffe. — Einteilung der Küpenfarbstoffe in spektroskopische Gruppen. — Untersuchung der Küpenfarbstoffe. — Wahl des Lösungsmittels. — Einfluß des Lösungsmittels auf die Lage der Absorptionsstreifen. — Einfluß der Temperatur auf die Lage des Absorptionsstreifen. — Veränderlichkeit der Absorptionsspektren von Küpenfarbstoffen. — Auflösen der Küpenfarbstoffe. — Bestimmung der Gruppe und der Lage des Absorptionsspektrums. — Erläuterungen zu den Farbstofftabellen und Tafeln. — Veränderungen der Absorptionsspektren von Küpenfarbstoffen durch Ausfärbung. — Tabellen der Küpenfarbstoffe. — Absorptionsspektren der Ausfärbungen. — Berichtigungen. — Verzeichnis der Küpenfarbstoffe.

Das Kieselsäuregel und die Bleicherden. Von Dr. **Oscar Kausch**, Oberregierungsrat, Mitglied des Reichspatentamtes. Mit 38 Textabbildungen. IV, 292 Seiten. 1927. Gebunden RM 29.—