

Sonderdruck aus:
„Zeitschrift für Physikalische Chemie Neue Folge“, 16, 3–6, *Simon-Gedenkheft*, 1958
Herausgegeben von Th. Förster, W. Jost, G.-M. Schwab
Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Frankfurt am Main

SIR FRANCIS SIMON, F.R.S.

Von

MAX BORN

(Eingegangen am 26. 1. 58)

In den Jahren vor 1933 war FRANZ SIMON bereits eine bekannte und geachtete Persönlichkeit unter den jungen, aufstrebenden physikalischen Chemikern Deutschlands. Dann mußte er seine Heimat verlassen und ging nach England. Dort ist er bis zu seinem Tode geblieben und dort hat er den Gipfel seiner Leistung und Wirkung in Wissenschaft und Leben erreicht. Den deutschen Physikern und Chemikern war er in dieser Zeit, da sich seine Persönlichkeit erst voll entwickelte, fern gerückt. Ich teilte sein Schicksal der Vertreibung aus dem Vaterlande und fand wie er Zuflucht in England, und zwar in Cambridge, während SIMON nach Oxford ging. Es ist natürlich, daß wir uns aneinander schlossen, und obwohl wir bald wieder etwas ferner voneinander waren, als ich 1936 nach Edinburg kam, blieb unsere Freundschaft bestehen. Ich habe ihn ungezählte Male in seinem schönen Oxforder Heim besucht und er mich einige Male im nördlichen Edinburg. So mag es mir erlaubt sein, als Einführung in diesem, dem Andenken SIMONS gewidmeten Hefte einiges aus seinem Leben zu erzählen mit besonderer Betonung der Oxforder Zeit.

SIMON wurde am 2. Juli 1893 in Berlin geboren. Er besuchte dort das Gymnasium, das er 1912 mit dem Reifezeugnis verließ, um in München und Göttingen zu studieren. Dann unterzog er sich dem Militärdienst; kaum hatte er diesen beendet, als der große Krieg von 1914 ausbrach. SIMON diente 4 Jahre als Artillerieoffizier, wurde zweimal verwundet und mit dem Eisernen Kreuz 1. Klasse ausgezeichnet. Nach Kriegsende nahm er sein Studium in Berlin wieder auf; unter seinen Lehrern waren PLANCK, v. LAUE, HABER und NERNST. An NERNST schloß er sich besonders an und promovierte an dessen Institut im Jahre 1921. Im nächsten Jahr heiratete er und wurde Assistent am Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Berlin unter NERNST. Dann kamen schnelle Beförderungen: 1924

Habilitation, 1927 Ernennung zum Extraordinarius in Berlin und 1931 Berufung nach Breslau als Ordinarius und Direktor des physikalisch-chemischen Instituts der technischen Hochschule, das im folgenden Jahre mit dem der Universität vereinigt wurde.

Seine Arbeiten aus dieser Zeit sind in deutschen Zeitschriften erschienen und brauchen nur kurz erwähnt zu werden. Sie handelten alle von Thermodynamik, und zwar hauptsächlich in zwei Richtungen: NERNSTscher Wärmesatz und tiefe Temperaturen. Auf beiden Gebieten war er bald eine Autorität.

Es war ein anderer Schüler von NERNST, F. A. LINDEMANN, Professor der Physik in Oxford, der spätere Lord CHERWELL, der die Gelegenheit am Schopfe griff, als die nationalsozialistische Regierung die ihr aus rassischen oder politischen Gründen nicht genehmen Professoren ihres Amtes enthob. In der uralten Rivalität zwischen Oxford und Cambridge hatte Oxford viele Punkte auf seiner Seite; es galt als das Zentrum der anglikanischen Theologie und der klassischen Bildung, und es war so die Brutstätte der großen Parlamentarier und Staatsmänner geworden. Aber in einem war Cambridge voraus: in den Naturwissenschaften, besonders in Physik. CHERWELL wußte, daß gerade diese Bereiche des Wissens in Zukunft immer mehr an Bedeutung gewinnen würden, und er faßte den Plan, mit Hilfe der vertriebenen Deutschen die Physik in Oxford auf ein höheres Niveau zu heben.

Daß sein Auge auf SIMON fiel, war natürlich. Wir trafen uns damals im Sommer 1933 bei einer Konferenz in Zürich und diskutierten die Lage untereinander und mit anderen. SIMON nahm die Einladung nach Oxford an; ich ging nach Cambridge.

In Oxford fand er, oder besser schuf er sich mit CHERWELLS großzügiger Unterstützung einen Wirkungsbereich, wie er ihn brauchte, und machte das Oxforder Clarendon Laboratory zu einem ersten Rivalen des Cambridger Cavendish.

Der Beginn war allerdings schwer, das Labor war klein und primitiv. SIMON brachte einige Mitarbeiter, vor allem MENDELSSOHN, KÜRTI und LONDON mit, und dazu einen Miniatur-Verflüssiger für Helium, der auf der Kühlung durch Expansion beruhte. Auf diesen beiden Pfeilern baute er eine Schule für die Physik der tiefen Temperaturen, die bald Weltruhm gewann und zu der Leute aus vielen Nationen pilgerten. Diese Jahre vor dem zweiten Weltkrieg waren wohl die fruchtbarsten seines Lebens.

Als der Krieg ausbrach, wurden viele britische Physiker mit Kriegsarbeiten beschäftigt, die aus Deutschland eingewanderten aber aus Sicherheitsgründen nicht. So kam es, daß diese aus dem Wunsche, sich nützlich zu machen, nach abliegenden Problemen ausblickten. Die Möglichkeit der Konstruktion einer Atombombe, die zu der Zeit weder in Großbritannien noch in den Vereinigten Staaten von den offiziellen Stellen beachtet wurde, zog die Aufmerksamkeit SIMONS und anderer auf sich. Auf diese Weise ist es zu erklären, daß im Anfang des Krieges das Uran-Problem hauptsächlich von den aus Deutschland Vertriebenen gefördert wurde. Die Hauptarbeit an der Trennung der Uran-Isotope durch Diffusion wurde damals von SIMON, PEIERLS und anderen Zugewanderten getan. SIMON erkannte sehr früh die ungeheure Bedeutung der Kernenergie für Krieg und Frieden und er widmete sich mit der ihm eignen Konzentration dem Problem der Isotopentrennung, zuerst in England, später in den Vereinigten Staaten. Im Jahre 1946 wurde ihm für diese Leistung ein britischer Orden (C. B. E., Commander of the British Empire) verliehen.

Nach dem Kriege nahm er im Clarendon Laboratorium die Arbeit an den tiefen Temperaturen wieder auf, und zwar in größerem und immer wachsendem Maße. Die meisten seiner alten Mitarbeiter kehrten zu ihm zurück und viele neue kamen hinzu.

Was seine äußere Stellung betrifft, so wurde er 1935 Reader in Thermodynamics (was etwa dem deutschen Extraordinarius entspricht) und 1945 Professor im selben Fache. Auch wurde er Mitglied des Christ Church College, dem sein Freund und Chef CHERWELL angehörte.

Hier möge nun eine kurze Aufzählung der Untersuchungen folgen, die SIMON ausgeführt oder angeregt hat. Die wichtigsten dieser Arbeiten lassen sich unter drei Titel einordnen:

a) NERNSTs Wärmesatz. Daß dieser Satz heute mit gewissem Recht als dritter Hauptsatz der Thermodynamik bezeichnet wird, ist wesentlich auf die Untersuchungen und die daraus gewonnenen Überzeugungen SIMONS zurückzuführen. Er hat selbst eine vorzügliche und vollständige Darstellung dieses Gebietes in seiner GUTHRIE-Lecture der Physical Society, London, gegeben. Bemerkenswert ist, wie viele spezielle Einzeluntersuchungen für die Klärung dieses Gebietes unternommen wurden. Eine Reihe von Arbeiten über spezifische Wärme in der Nähe des absoluten Nullpunktes galten der Widerlegung von Einwänden, die EUCKEN erhoben hatte. Das wichtigste Beispiel hierfür ist die Messung der spezifischen Wärme des festen

Para-Wasserstoffs, eine Frage, auf die SIMON später noch einmal zurückgekommen ist. Hierher gehören ferner seine Arbeiten über Gläser; er zeigte, daß diese nicht zur Widerlegung des NERNSTschen Satzes benutzt werden können, weil sie nicht in thermodynamischem Gleichgewichte sind.

Endlich sind SIMONS Bemühungen um die tatsächliche Herstellung der absoluten thermodynamischen Temperatur-Skala zu nennen. Man sollte nicht vergessen, daß er einer der ersten war, der die theoretische Idee in experimentelle Wirklichkeit verwandelte. Als er den Dampfdruck von festem Wasserstoff maß, benutzte er nicht ein Gasthermometer zur Bestimmung der absoluten Temperatur, sondern ermittelte die nötigen thermodynamischen Daten (spezifische Wärme, Schmelzwärme, Dichten etc.) und gewann mit Hilfe der Clausius-Clapeyronschen Formel die relativen Temperaturen in der KELVIN-Skala, die er dann durch den Tripelpunkt an den schon bekannten Teil der Skala anschloß. Heute, wo im Bereiche unter 1° absolut solche Methoden geläufig sind, ist man geneigt, SIMONS Pionierarbeit zu vergessen.

b) *Hohe Drucke.* Von SIMONS zahlreichen Arbeiten auf diesem Gebiete können nur einige wenige hier genannt werden. Er interessierte sich besonders für die Frage, ob es bei der Umwandlung Kristall — Flüssigkeit einen kritischen Punkt gibt. Es handelte sich also darum, auf der Schmelzkurve zu möglichst hohen Drucken vorzudringen, und zwar kam es dabei nicht auf die absoluten, sondern die reduzierten Drucke (im Sinne von VAN DER WAALS) an. Daher untersuchte er die Schmelzkurven der idealen Gase, bei denen wegen des geringen inneren Drucks die reduzierten Drucke absolut niedrig liegen. Auf Grund seiner Resultate entwickelte er eine Schmelzformel, die er an immer neuen Beispielen prüfte und bestätigte. Besonders erwähnenswert sind die aus SIMONS Laboratorium hervorgegangenen Arbeiten über festes Helium und seine Schmelzkurve, die zu besonders hohen reduzierten Drucken heraufreichte. Soweit ich weiß, fand sich keine Andeutung eines kritischen Punktes.

In diesen Gedankenkreis gehören auch SIMONS Arbeiten über das Graphit-Diamant-Gleichgewicht, das für die Herstellung künstlicher Diamanten wichtig ist. Durch diese Forschungen kam er in Kontakt mit einer der großen südafrikanischen Firmen, die Diamanten schürfen und vertreiben. Es gelang ihm, diese Firma zur Stiftung beträchtlicher Mittel für die Förderung der Forschung über Diamanten und

Kristalle überhaupt an verschiedenen britischen Laboratorien zu veranlassen; die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden jedes Jahr einer kleinen Konferenz vorgelegt, die abwechselnd in Cambridge und Oxford tagte. Da ich auch einmal gewisse merkwürdige Beziehungen zwischen elastischen und optischen Konstanten des Diamanten aus der Gittertheorie abgeleitet hatte, war ich viele Jahre Mitglied dieser Gruppe und nahm an den Sitzungen teil, die gewöhnlich SIMON leitete. Er verstand es meisterhaft, einen fruchtbaren Gedankenaustausch zwischen den Ingenieuren und den Wissenschaftlern zu vermitteln. Selbst theoretische Mitglieder, die wie MOTT, PRYCE und ich selber gewöhnlich in abstrakten Regionen weilen, fanden Berichte über Gewinnung, Verarbeitung, Gebrauch und Verteilung der Diamanten faszinierend, und die eine oder andere Anregung, die wir riskierten, fiel bei den Technikern auf fruchtbaren Boden.

c) *Das Temperaturgebiet unter 1° abs.* Das Gebiet der Temperaturen unter 1° abs. wurde durch die von GIAUQUE und DEBYE unabhängig ersonnene Methode der magnetischen Kühlung erschlossen. Zur Zeit als SIMON noch in Berlin war und ein aufblühendes Labor für tiefe Temperaturen leitete, wandte sich DEBYE an ihn mit der Frage, ob er seine theoretische Idee experimentell ausprobieren wolle. SIMON, durchdrungen von seinem Glauben an den Dritten Hauptsatz, war sich sofort klar, daß, so vielversprechend die neue Methode auch war, man nichts über die damit erreichbaren Temperaturen aussagen konnte, solange man nichts darüber wußte, bei welchen Temperaturen die paramagnetischen Salze im feldlosen Zustande ihre Entartung verlieren und dem dritten Hauptsatz folgen würden. Es mußten also die natürlichen Energiestufen der Salze bestimmt werden; hierzu schienen Messungen der spezifischen Wärme bei der Temperatur des flüssigen Heliums geeignet. Dies geschah (z. B. in KÜRTIS Dissertation über Gadoliniumsulfat); und die daraus abgeleiteten Vorhersagen über die Wirksamkeit der magnetischen Methode wurden voll bestätigt, als GIAUQUE im März des Jahres 1933 seine ersten Kühlexperimente ausführte. SIMON selbst enthielt sich dieser Anwendung seiner Messungen; er hatte von Weihnachten 1931 bis in den Sommer 1932 ein sehr befriedigendes Semester in GIAUQUES Laboratorium in Berkeley verbracht und wollte nicht in den Forschungsbereich einbrechen, der ohne Zweifel aus einem Gedanken GIAUQUES entsprungen war. Dieses korrekte Verhalten, das im heutigen Wettrennen der Forscher gar nicht mehr selbstverständlich ist, war typisch für SIMONS Einstellung

zur Wissenschaft. Er freute sich neidlos über die Resultate anderer und förderte junge Talente mit allen ihm zur Verfügung stehenden Mitteln.

SIMONS Hauptbeiträge zu dieser Methode lagen darin, daß er sie zur Untersuchung der mannigfachsten physikalischen Experimente in dem damit erreichbaren Temperaturgebiet geeignet machte. Der erste Schritt bestand darin, die KELVIN-Skala bis zu etwa einem hundertstel Grad auszudehnen. Dann folgten Studien über Wärmeleitung, über Relaxations- und Hysteresis-Erscheinungen, über die merkwürdigen Eigenschaften von flüssigem Helium.

Natürlich strebte SIMON wie alle auf diesem Gebiete arbeitenden nach der Erreichung immer tieferer Temperaturen, nicht aus Rekordsucht, sondern weil dabei oft neue physikalische Erscheinungen zu erwarten waren. Lange Zeit bemühte er sich, die magnetischen Kernmomente zur Kühlung heranzuziehen, was unabhängig und fast gleichzeitig von ihm selbst und KÜRTE, und von GORTER vorgeschlagen worden war. Vollen Erfolg hatte er wenige Monate vor seinem Tode: das Gebiet von ein millionstel Grad KELVIN wurde erreicht.

Bezüglich der Arbeiten über flüssiges Helium muß erwähnt werden, daß SIMON der erste war, der die Existenz einer dünnen Flüssigkeitsschicht auf allen mit $He-2$ in Berührung stehenden Oberflächen aus seinen Versuchen ableitete, eine Behauptung, die dann später durch mannigfaltige Experimente bestätigt wurde.

Eine Übersicht über das Gebiet der Tieftemperaturen hat SIMON zusammen mit einigen Mitarbeitern als kleines, sehr lesenswertes Buch veröffentlicht (SIMON: Allgemeine Übersicht; KÜRTE: Der Temperaturbereich unter 1° Kelvin; ALLEN: Flüssiges Helium; MENDELSSOHN: Supraleitvermögen).

Eine solche Ernte von wissenschaftlichen Resultaten ist nur möglich, wo das menschliche Klima des Laboratoriums günstig ist. SIMON war ein vorbildlicher Institutsleiter; er verstand den richtigen Ton zu treffen, sowohl seinen reifen Mitarbeitern wie den jungen Studenten gegenüber. Vorlesungen zu halten, liebte er nicht sehr; er brauchte sorgfältige und langwierige Vorbereitung, was ihm zuwider war. Aber wenn ein Gegenstand ihn fesselte, so gab er glänzende Vortragsreihen, die ihm sichtlich Freude machten. Im Labor aber war er immer ein großer, anregender Lehrer. Er vertiefte sich in die Resultate eines Schülers und diskutierte sie mit ihm in zwangloser Weise, wobei die ungeheure Weite seines Wissens und sein Scharfsinn recht zur Wirkung kamen. Er nahm aber auch an den persönlichen Schicksalen

seiner Mitarbeiter und Studenten großen Anteil und förderte sie, wo er konnte. Die Gastlichkeit seines Hauses war nicht nur im Clarendon Lab., sondern in ganz Oxford bekannt. Eine große Zahl seiner Mitarbeiter hat sich in der wissenschaftlichen Welt einen Namen gemacht.

Merkwürdig ist, wie schnell und gründlich SIMON Engländer wurde. Er war bald ein vollwertiges Mitglied der Oxforder Gelehrtenschaft und liebte das Leben zwischen Laboratorium, College und eigenem Heim. Ich glaube, daß zu dieser schnellen Akklimatisierung sein Sinn für Humor beitrug, für den er bei den Engländern Verständnis und Widerhall fand. Der trockne britische Witz lag ihm, und er hatte immer ein paar „Neue“ auf Lager. Er sprach fließend Englisch; es wird gesagt, daß seine Schriften dann und wann kleiner idiomatischer Korrekturen bedurften. Gelegentlich verspottete er seine sprachlichen Errungenschaften, indem er sich bei zwanglosen Tischreden als „Vizepräsident der Gesellschaft für Gebrochenes Englisch“ bezeichnete. Bei aller Liebe für englische Lebensart war er durchaus kritisch gegen das, was er britische Verrücktheit nannte. Dazu gehörte der Sport und die Begeisterung für die Sporthelden; besonders ärgerte ihn, wenn einer sich Sportsmann nannte, weil er Rennen besuchte oder beim Fußball zusah. Noch mehr aber ärgerten ihn die Heizvorrichtungen der englischen Häuser; nicht nur, weil ihn fror — dagegen schützte er sich dadurch, daß er in Gesellschaft ruhig eine Wollmütze aufsetzte und ein Halstuch umschlug —, sondern weil es gegen sein thermodynamisches Gewissen ging, daß das offene Kaminfeuer nur ein paar Prozent der Verbrennungswärme zur Raumheizung ausnutzt, während der Rest in den Schornstein geht, und daß die elektrischen Hilfsöfchen hochwertige mechanische Energie in minderwertige Strahlungswärme umwandeln. Er wurde nicht müde, darüber zu eifern und zu spotten. KÜRTE berichtet, daß einmal bei der Weihnachtsfeier im Clarendon Labor die Studenten einen Raum mit großen Reklamezetteln für verschiedene Mitglieder des Lehrkörpers geschmückt hatten. Einer von diesen trug die Beschriftung: „Sir Francis SIMONS thermodynamische Temperaturskala“ und zeigte ein riesiges Thermometer mit einer Anzahl Fixpunkten. Außer den üblichen Fixpunkten (Eispunkt, Siedepunkt) waren noch drei weitere angebracht: 70° Fahrenheit war bezeichnet als „Mützenpunkt“, 68° F als „Halstuchpunkt“ und endlich 65° F als „Heimgehpunkt“. — unter 65° F = $16\frac{1}{3}^\circ$ C war es für SIMON eben nicht mehr zum aushalten. Er amüsierte sich köstlich über diese Verulkung.

Hinter SIMONS leicht humoristischer Kritik an einer britischen Lebensform lag aber eine tiefere Sorge. Es handelte sich um die Knappheit der Brennstoffe, die nach dem Kriege zu mehreren schweren Krisen für die Versorgung der Industrie führte. SIMON rechnete aus, daß eine bessere Ausnutzung der zur Heizung der Häuser benutzten Kohle hinreichen würde, den Fehlbetrag an Heizmaterial zu decken, und er machte den Vorschlag, die Regierung sollte gesetzlich eingreifen und die Beschaffung von vernünftigen Öfen finanzieren helfen. Er benutzte für die Verbreitung solcher Ideen verschiedene Mittel, z. B. Radioansprachen im „Dritten Programm“, die dann im „Listener“ gedruckt erschienen, und Artikel in der „Financial Times“, zu deren regelmäßigem Mitarbeiter er wurde. Diese Reden und Aufsätze waren außerordentlich eindringlich und erstreckten sich auf immer weitere Bereiche des nationalen Lebens. Vor allem versuchte SIMON, die Unzulänglichkeit der Heranbildung des wissenschaftlichen und technischen Nachwuchses in Großbritannien nachzuweisen und auf Abhilfe zu dringen. Tatsächlich existierte im ganzen Lande nur eine Unterrichtsanstalt, die den technischen Hochschulen der kontinentalen Länder als gleichwertig betrachtet werden konnte, das Imperial College in London. SIMON legte dar, daß die Sowjetunion unvergleichlich viel mehr Mittel und Mühe auf die Ausbildung von Naturforschern, Ingenieuren und Technikern aufwendet, und er prophezeite, daß in Kürze die Technik des Westens von der russischen nicht nur erreicht, sondern überholt werden würde. Er hat es nicht mehr erlebt, daß das Erscheinen des Sputnik am Himmel seine Vorhersagen bestätigte. Man hörte seine Mahnungen an, man würdigte seinen Eifer für das Wohl des Staates, indem man ihm 1954 die Ritterwürde (Knighthood, Anrede Sir) verlieh, aber man tat nichts oder wenigstens nicht genug. SIMON kommentierte die halben Maßnahmen der Regierung in seiner freundlich-sarkastischen Weise; er nahm sie nicht allzu tragisch, denn er hatte durch Erfahrung gelernt, daß die Briten immer spät, aber gerade noch rechtzeitig handelten.

Während er so zu einer Figur des öffentlichen Lebens wurde, stieg sein Ansehen in der Welt der Wissenschaft. Fellow der Royal Society war er schon 1941 geworden; später gehörte er dem Council dieser Gesellschaft an und 1950 wurde ihm die RUMFORD-Medaille verliehen. 1951 erhielt er als erster Empfänger dieser Auszeichnung die KAMERLINGH-ONNES Goldmedaille, 1952 die LINDE Medaille. Er war Mitglied der britischen Atomenergiekommission, des Regierungskomitees für die

Verteilung von staatlichen Mitteln an die Wissenschaft, des Forschungsrats der britischen Elektrizitätsbehörde, Vorsitzender des Komitees für Tieftemperaturen der Physik-Union und anderes mehr. Sein College Christ Church zeichnete ihn durch Ernennung zum „Student“ aus.

SIMONS Stellung zu dem Lande seiner Geburt war jene Mischung von Liebe und Groll, die bei vielen Ausgewanderten zu finden war. Er haßte das Naziregime von ganzem Herzen und registrierte in seinem Bewußtsein ganz genau diejenigen deutschen Professoren, die sich diesem System verschrieben hatten. Mit ihnen wollte er nichts zu tun haben und darum hat er sich schwer entschlossen, deutschen Boden nach dem Kriege wieder zu betreten. Aber er wußte auch ganz genau, welche der deutschen Gelehrten unabhängig und aufrecht geblieben waren, und brachte ihnen seine Freundschaft und Herzenswärme entgegen. Nach dem Kriege begann SIMON bald wieder, mit seiner Frau Reisen auf den Kontinent zu unternehmen. Er war ein glänzender Photograph und brachte jedesmal eine reiche Ernte vorzüglicher Aufnahmen mit. Ich erinnere mich an einen Abend, als er in seinem Hause vor Schülern und Freunden Projektionen von Farbaufnahmen aus Sizilien zeigte, Bilder, die an Schönheit alles übertrafen, was ich an Landschaftsbildern je gesehen hatte. Bei solchen Gelegenheiten zeigte es sich, daß hinter seiner etwas trockenen, hausbackenen Weise ein Zug Künstlertum steckte.

Im Sommer 1956 trat Lord CHERWELL von seinem Lehrstuhl und der Leitung des Clarendon Laboratoriums zurück. SIMON wurde zu seinem Nachfolger als „LEE's Professor of Experimental Philosophy“ ernannt und trat sein Amt am 1. Oktober 1956 an. Aber diese Erweiterung seines Wirkungskreises kam zu spät. SIMON war ernstlich erkrankt und starb am 31. Oktober 1956 im Alter von 63 Jahren. Er hatte den Gipfel seiner Laufbahn erreicht und wurde abberufen, als ihm Gelegenheit geboten war, den Einfluß seiner Persönlichkeit, seines Wissens und seiner Lebenserfahrung voll einzusetzen. Wir, seine Freunde, empfinden die Tragik dieses Schicksals tief und trauern um einen großen Gelehrten und bedeutenden, eigenartigen Menschen.

¹ Bei der Niederschrift dieser kurzen Würdigung SIMONS standen mir außer meinen eigenen Erinnerungen verschiedene Nachrufe zur Verfügung: J. WILKS, The Oxford Magazine 15. Nov. 1956; G. O. JONES, Nature 178 (1956) 1434; CL. SCHÄFER, Manuskript. Außerdem hat mir Dr. N. KÜRTL, Oxford, Material zur Verfügung gestellt, das mir besonders wertvoll war. All den Genannten bin ich zu großem Danke verpflichtet.

Birkhäuser in Zürich!
W.P.

Festschrift Jakob Ackeret. Zum 60. Geburtstag am 17. März 1958

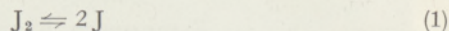
Zur Thermodynamik dissoziierter Gleichgewichtsgemische in äusseren Kraftfeldern

VON WOLFGANG PAULI

Zur Thermodynamik dissoziierter Gleichgewichtsgemische in äusseren Kraftfeldern

VON WOLFGANG PAULI, Zürich, Schweiz¹⁾

1. In der Herleitung der Formeln für das chemische Gleichgewicht in der phänomenologischen (nicht-statistischen) Thermodynamik nach der Methode von VAN'T HOFF tritt dadurch eine Schwierigkeit auf, dass im allgemeinen die getrennten Phasen instabil sind. Um die Ideen zu fixieren, soll im folgenden die Dissoziation des molekularen Joddampfes in den einatomigen Zustand durch die Reaktion



im Gleichgewicht betrachtet werden. Da reversible Prozesse zu ihrer Realisierung im Prinzip unendlich lange Zeit brauchen, ist die Trennung des Gemisches in Teilgase durch semipermeable Wände im Sinne der klassischen Thermodynamik nur verwertbar, wenn zugleich die Reaktion durch «Dekatalysatoren» unterbunden wird. Andernfalls wird auf beiden Seiten der Wand die Reaktion (1) wieder einsetzen und zur Wiederherstellung des Gleichgewichtes führen, ehe eine reversible Trennung vollzogen ist.

In der statistischen Thermodynamik ist die Situation insofern geändert, als diese die thermodynamischen Funktionen mit Hilfe der Zeitgesamtheit auch für Zustände mit endlicher Lebensdauer definiert. Die kanonische Gesamtheit garantiert die Unabhängigkeit des thermischen Gleichgewichtes von den Geschwindigkeiten der Reaktionen, die bei seiner Einstellung eine Rolle spielen.

Es schien mir jedoch von Interesse, ob man mit geeigneten Annahmen über stabile Gleichgewichtszustände allein auskommen kann, um die bekannten Formeln für das Gleichgewicht, zum Beispiel im Falle der Dissoziation eines zweiatomigen Moleküls in Atome, wie in (1) herzuleiten. Es ergab sich, dass das in der Tat der Fall ist, wenn man die Änderung der Reaktionswärme in einem auf Moleküle und Atome verschieden wirkenden Kraftfeld geeignet benützt.

Im Falle des Joddampfes ist hierfür ein Magnetfeld geeignet, da die Jodmoleküle diamagnetisch, die Jodatome aber paramagnetisch sind. Vernachlässigt man den Diamagnetismus der Jodmoleküle, so ist die Änderung der freien Energie F im äusseren Magnetfeld für N_1 freie Grammatome gegeben

¹⁾ Physikalisches Institut der ETH.

durch

$$F_1(H) = F_1(0) - \frac{1}{2} N_1 \chi(T) H^2, \quad (2)$$

wobei der Atommagnetismus χ im allgemeinen temperaturabhängig ist. Dies bedingt eine Herabsetzung der Dissoziationswärme und damit eine Verschiebung des Gleichgewichtes zugunsten der Atome im äusseren Magnetfeld.

Im folgenden Abschnitt 2 werden die reversiblen Kreisprozesse bei konstanter Temperatur und konstantem Druck untersucht, die bei Kommunikation eines Gefässes im Magnetfeld mit einem Gefäss ohne Magnetfeld entstehen. Es ist dabei nur nötig, anzunehmen, dass die allgemeinen hydrostatischen Gleichgewichtsbedingungen im äusseren Feld, welche bei konstanter Temperatur die Gibbsschen chemischen Potentiale enthalten, durch die Existenz der chemischen Reaktion nicht verändert werden. Semipermeable Wände werden dabei nicht verwendet.

Der Abschnitt 3 behandelt den Sonderfall idealer Gase, in welchem der Zusammenhang der Temperaturabhängigkeit der Gleichgewichtskonstante der Partialdrucke mit der Reaktionswärme besonders übersichtlich wird.

Die Behandlung allgemeinerer Reaktionen mit analogen Methoden, die nur Gleichgewichtszustände verwendet, ist ebenfalls möglich, doch wird sie weniger elegant und durchsichtig als in dem hier behandelten Fall einer einfachen Dissoziation.

2. Wir verwenden im folgenden dasjenige Gibbssche Potential Φ für das Gleichgewichtsgemisch, dessen Differential bei fester Substanzmenge gegeben ist durch

$$d\Phi = -M dH - S dT + V dp. \quad (3)$$

(Werden die Arbeitsleistungen an den Quellen des Magnetfeldes mitberücksichtigt, so ist bekanntlich die Arbeit $+H dM$ und nicht $-M dH$. Für die im folgenden betrachteten Kreisprozesse heben sich diese Arbeitsbeträge jedoch fort.)

Die freie Energie F ist gegeben durch

$$F = \Phi - pV = \Phi - p \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)_{H, T}.$$

Die Gibbsschen chemischen Potentiale μ_k für ein Gemisch werden gewöhnlich durch

$$(d\Phi)_{P, T, H} = (dF)_{V, T, H} = \sum_k \mu_k dN_k \quad (4)$$

definiert, worin N_k die Molzahlen (bzw. Grammatomzahlen) sind.

Aus Homogenitätsgründen gilt ferner für $dN_k = N_k d\lambda$, $d\Phi = \Phi d\lambda$, so dass auch

$$\Phi = \sum_k \mu_k N_k. \quad (5)$$

Die Gleichsetzung des Differentials von (5) mit der Summe aus (3) und (4) ergibt die von GIBBS angegebene Formel²⁾

$$d\Phi = \sum_k N_k d\mu_k. \quad (6)$$

Für reversible Zustandsänderungen bei festem H und T und fester Substanzmenge gilt daher

$$V d\bar{p} = \sum_k N_k d\mu_k. \quad (6a)$$

In einem äusseren Kraftfeld mit der freien potentiellen Energie $E_{pol}^k(x)$ pro Mol (bzw. Grammatom) der k -ten Komponente, gilt

$$\mu_k = \mu_k(0) + E_{pol}^k(x), \quad (7)$$

wenn $\mu_k(0)$ das chemische Potential bei Abwesenheit des äusseren Feldes bedeutet. Zum Beispiel entspricht die Annahme (2) im Falle der Jodatome (Index 1)

$$\mu_1 = \mu_1(0) - \frac{1}{2} \chi(T) H^2, \quad (7a)$$

während die Vernachlässigung des Diamagnetismus der Jodmoleküle (Index 2) der Beziehung

$$\mu_2 = \mu_2(0) \quad (7b)$$

entspricht.

Die Gültigkeit der von GIBBS³⁾ im Falle eines ortsabhängigen Kraftfeldes bei ortsunabhängiger Temperatur für beliebige Gemische angegebene Gleichgewichtsbedingung

$$\mu_k = \mu_k(0) + E_{pol}^k(x) = \text{const} \quad (8)$$

bildet die Grundlage der folgenden Überlegung⁴⁾.

²⁾ J. W. GIBBS, *Collected Papers*, Bd. 1, Nr. 3: *On the Equilibrium of Heterogenous Substances* (Longmans, Green & Co., New York, London und Toronto 1928), S. 88, Gl. (97).

³⁾ J. W. GIBBS, *Collected Papers*, Bd. 1, Nr. 3: *On the Equilibrium of Heterogenous Substances* (Longmans, Green & Co., New York, London und Toronto 1928), S. 144 f. Siehe speziell Gleichung (234), S. 146, die Bedingungen $\mu_1 + g h = \text{const}$, ... $\mu_n + g h = \text{const}$ im Schwerfeld, worin h = Höhe und die μ_k pro Masseneinheit definiert sind.

⁴⁾ Die Gibbssche Gleichung (6a) garantiert dafür, dass als Folge von (8) die Gesamtkraft pro Volumeneinheit gleich

$$\text{grad } \bar{p} = \sum_k \frac{N_k}{V} \text{grad } \mu_k(0)$$

wird, wie es sein muss.

Für ideale Gase (siehe Abschnitt 3) wird

$$\frac{N_k}{V} \text{grad } \mu_k(0) = \text{grad } \bar{p}_k,$$

wenn \bar{p}_k der Partialdruck der Komponente k bedeutet, so dass die Gleichgewichtsbedingung (8) in diesem Fall der Unabhängigkeit der Teilgase entspricht.

Im Falle des Vorhandenseins der Reaktion (1) werden wir nämlich die Gleichung (4) und (6) nur für solche Variationen dN_k und $d\mu_k$ als gültig voraussetzen, für welche auch der variierte Zustand ein Gleichgewichtszustand ist, so dass dN_1 und dN_2 , ebenso $d\mu_1$ und $d\mu_2$ in (4) und (6), dann nicht mehr als unabhängig vorausgesetzt werden dürfen.

Es wird jedoch genügen, vorauszusetzen, dass in Gefässen mit ortsabhängiger Feldstärke die allgemeinen hydrostatischen Gleichgewichtsbedingungen (8) mit der Einstellung eines chemischen Gleichgewichtes an jedem Ort verträglich sein müssen. An jedem Ort wird sich als Funktion von Druck und Temperatur als Folge der Reaktion selbst eine bestimmte Gleichgewichtskonzentration von freien Atomen zu Molekülen einstellen, und diese wird zugleich die hydrostatische Gleichgewichtsbedingung (8) mit (7a), (7b) befriedigen. Durch (5) und (8) sind dann auch in diesem Fall μ_1 , μ_2 einzeln bis auf eine additive Temperaturfunktion [siehe unter (17)] definiert.

Wir denken uns nun ein Gefäss, in welchem die Feldstärke H herrscht mit Gesamtdruck \bar{p} und Temperatur T , mit einem anderen Gefäss, in welchem die Feldstärke 0 und der Druck \bar{p} mit gleicher Temperatur T herrscht, durch eine kommunizierende Röhre verbunden. In dieser möge die Feldstärke stetig zu Null absinken. In beiden Gefässen seien Stempel, welche das Volumen der Gefässe zu verändern gestatten. Durch Verschiebung der Stempel ist es möglich, auf reversible Weise bei konstantem Druck und konstanter Temperatur das ganze Gas aus dem einen Gefäss in das andere zu bringen. Dabei ist der Prozess unendlich langsam zu führen, so dass in jedem Moment das chemische Gleichgewicht sich einstellt, welches dafür sorgt, dass in beiden Gefässen die relative Konzentration von J_2 und von J konstant bleibt. (Von einer Unterbindung der Reaktion ist also keine Rede.) Die hydrostatische Gleichgewichtsbedingung

$$\bar{\mu}_1(H) = \bar{\mu}_1(0) - \frac{1}{2} \chi(T) H^2 = \mu_1, \quad \bar{\mu}_2 = \mu_2 \quad (9)$$

sorgt dann von selbst dafür, dass die Konstanz des Druckes im einen Gefäss auch die Konstanz des Druckes im andern Gefäss zur Folge hat.

Schliesslich ist auf reversiblem Wege das ganze Gas aus dem Gefäss mit der Feldstärke H (Druck \bar{p} , Volumen \bar{V}) in das andere Gefäss mit Feldstärke 0 (Druck \bar{p} , Volumen V) übergeführt. Die geleistete Arbeit ist

$$A = \bar{p} V - \bar{p} \bar{V}. \quad (10)$$

Es ist ferner

$$\bar{\Phi} = \Phi, \quad (11)$$

da \bar{p} , \bar{p} und T konstant bleiben und dies bekanntlich gerade ausdrückt, dass die Entropieänderung der Systeme durch die der Wärmereservoirs gerade

kompensiert wird. (Es gilt auch

$$\Phi = E - TS + pV, \quad \bar{\Phi} = \bar{E} - T\bar{S} + p\bar{V},$$

wenn E, \bar{E} die zugehörigen Energien sind, daher

$$\Delta\Phi = \Delta E - T\Delta S + p\Delta V, \quad \Delta\bar{\Phi} = \Delta\bar{E} - T\Delta\bar{S} + \bar{p}\Delta\bar{V},$$

so dass $\Delta\Phi = \Delta\bar{\Phi}$ gleichbedeutend ist mit

$$T(\Delta S - \Delta\bar{S}) = \Delta E + p\Delta V - (\Delta\bar{E} + \bar{p}\Delta\bar{V}) = (\delta Q - \delta\bar{Q}).$$

Man kann diesen reversiblen Prozess auch zu einem reversiblen isothermen Kreisprozess ergänzen. Man gehe im Gefäss der Feldstärke 0 nach Entkopplung mit dem anderen Gefäss isotherm zu benachbarten Werten $p + dp, V + dV$ über. Arbeitsleistung

$$\delta A = p dV. \quad (10a)$$

Dann führe man das Gas wieder reversibel in das andere Gefäss mit Feldstärke H zurück. Arbeitsleistung

$$A' = A + d(pV) - d(p\bar{V}) = A + p dV + V dp - \bar{p} d\bar{V} - \bar{V} d\bar{p}. \quad (10b)$$

Schliesslich entkopple man wieder die Gefässe und gehe im Gefäss mit der Feldstärke H von den Werten $\bar{p} + d\bar{p}, \bar{V} + d\bar{V}$ der Variablen isotherm zu den Werten \bar{p}, \bar{V} , zurück. Arbeitsleistung

$$\delta' A = -\bar{p} d\bar{V}. \quad (10c)$$

Die Summe der Arbeitsbeträge (10), (10a), (10c) muss nach dem zweiten Hauptsatz verschwinden, was die Bedingung

$$V dp = \bar{V} d\bar{p} \quad (12)$$

liefert, die bei festem T und H auch aus (11) gemäss (3) folgt.

Nach (6a) kann man das auch schreiben

$$N_1 d\mu_1 + N_2 d\mu_2 = \bar{N}_1 d\bar{\mu}_1 + \bar{N}_2 d\bar{\mu}_2. \quad (13)$$

Aus (9) folgt nun

$$d\mu_1 = d\bar{\mu}_1, \quad d\mu_2 = d\bar{\mu}_2; \quad (14)$$

ferner ist, wenn Z die Gesamtzahl der Jodatome bedeutet,

$$N_1 = Z(1 - 2c), \quad N_2 = Zc, \quad \bar{N}_1 = Z(1 - 2\bar{c}), \quad \bar{N}_2 = Z\bar{c}, \quad (15)$$

da die Änderung der Teilchenzahlen und der Konzentration c der Moleküle durch die Reaktion $J_2 \rightleftharpoons 2J$ entstanden ist.

Einsetzen von (14) und (15) in (13) gibt

$$(-2d\mu_1 + d\mu_2)(c - \bar{c}) = 0. \quad (16)$$

Die hydrostatische Gleichgewichtsbedingung (9) sorgt dafür, dass $c \neq \bar{c}$, so dass folgt

$$d\mu_2 = 2d\mu_1$$

oder

$$\mu_2 = 2\mu_1 + f(T), \quad (17)$$

worin $f(T)$ eine reine Temperaturfunktion (unabhängig vom Druck) ist. Dies ist die Bedingung der Verträglichkeit der hydrostatischen Gleichgewichtsbedingung (9) mit der thermodynamischen Bedingung (12) des chemischen Gleichgewichtes bei fester Temperatur.

Hinsichtlich des Auftretens der additiven Temperaturfunktion in (17) ist zu beachten, dass die hydrostatische Gleichgewichtsbedingung (8) oder (9) μ_1 und μ_2 nur bis auf zunächst willkürliche additive Temperaturfunktionen definiert. Einsetzen von $d\mu_2 = 2d\mu_1$ in (6) gibt für $dT = 0$

$$d\Phi = Z d\mu_1 = \frac{1}{2} Z d\mu_2.$$

Wir definieren die in $\mu_2 - 2\mu_1$ verbleibende additive Temperaturfunktion durch die Festsetzung

$$\mu_2 - 2\mu_1 = f(T) = 0, \quad (17a)$$

$$\Phi = Z\mu_1 = \frac{1}{2} Z\mu_2, \quad (18)$$

die mit Gleichung (5) im Einklang ist.

Für das Gefäss im Magnetfeld folgt aus (9) und (11)

$$\bar{\Phi}(T, \bar{p}, H) = \frac{1}{2} Z \bar{\mu}_2(T, \bar{p}) = Z \bar{\mu}_1(T, \bar{p}, H) = Z [\bar{\mu}_1(T, \bar{p}, 0) - \frac{1}{2} \chi H^2],$$

wobei die Gleichgewichtskonzentration der Moleküle als Funktion von T und p ausgedrückt gedacht ist.

3. Die bisherigen Betrachtungen zeigen die Anwendbarkeit der hier angewandten Methode für beliebige Substanzen. Andererseits ist es auch instruktiv, wie die hierbei noch nicht spezialisierte Abhängigkeit der chemischen Potentiale von anderen Variablen sich in Beispielen konkret gestaltet. Hierzu eignet sich der Fall, dass für das betrachtete Gas, sowohl im einatomigen wie im zweiatomigen Zustand die *idealen Gasgesetze* als gültig vorausgesetzt werden.

In diesem Fall bietet sich bekanntlich der Begriff Partialdruck als naturgemäss dar. Dieser ist für Atom- bzw. Molekülgas gegeben durch die Zustands-

gleichung

$$p_1 = \frac{RT}{V} N_1 = \frac{RT}{V} Z (1 - 2c), \quad (19)$$

$$p_2 = \frac{RT}{V} N_2 = \frac{RT}{V} Z c. \quad (20)$$

Der Gesamtdruck ist

$$p = p_1 + p_2 = \frac{RT}{V} Z (1 - c).$$

Also

$$p_1 = p \frac{1 - 2c}{1 - c}, \quad p_2 = p \frac{c}{1 - c}. \quad (21)$$

Die hydrostatische Gleichgewichtsbedingung (8) wird für ortsunabhängiges T einfach der Barometerformel entsprechend

$$RT \log p_1 - \frac{1}{2} \chi H^2 = \text{const}, \quad p_2 = \text{const}, \quad (22)$$

$$p_1 = C e^{+\frac{1}{2} \chi H^2 / RT}; \quad (22a)$$

die chemischen Potentiale werden

$$\mu_1(0) = RT \log p_1 + f_1(T), \quad \mu_2 = RT \log p_2 + f_2(T); \quad (23)$$

und das Resultat (17a), (18) $\mu_2 = 2 \mu_1$ lässt sich schreiben

$$\frac{p_2}{p_1^2} = K(T), \quad (24)$$

$$RT \log K = -f_2(T) + 2f_1(T). \quad (25)$$

In dem Gefäß mit der magnetischen Feldstärke H wird

$$\frac{\bar{p}_2}{\bar{p}_1^2} = \bar{K}(T), \quad (24a)$$

$$RT \log \bar{K}(T) = RT \log K(T) - 2 \frac{\chi}{2} H^2. \quad (26)$$

Das Resultat (18) lässt sich mit der Nebenbedingung (24), (25) auch schreiben

$$\Phi = Zc [RT \log p_2 + f_2(T)] + Z(1 - 2c) [RT \log p_1 + f_1(T)],$$

worin für p_1 und p_2 (21) einzusetzen ist. Vermöge der Nebenbedingung gilt dann formal

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial c} \right)_{p,T} = 0. \quad (27)$$

Die thermodynamische Relation

$$\frac{E + pV}{T^2} = - \left(\frac{\partial}{\partial T} \right)_p \cdot \left(\frac{\Phi}{T} \right) \quad (28)$$

ergibt sodann

$$\frac{E + pV}{T^2} = -Zc \frac{d}{dT} \cdot \frac{f_2(T)}{T} - Z(1 - 2c) \frac{d}{dT} \cdot \frac{f_1(T)}{T}.$$

Der Vergleich der Fälle $c = 0$ und $c = 1/2$ ergibt für $Z = 2$ die Interpretierbarkeit von

$$Q_p = T^2 \frac{d}{dT} \cdot \left(\frac{-2f_1(T) + f_2(T)}{T} \right) \quad (29)$$

als Dissoziationswärme pro Mol bei konstantem Druck. Der Vergleich mit (25) zeigt, dass

$$\frac{d}{dT} \log K = - \frac{Q_p}{RT^2}. \quad (30)$$

Entsprechend gilt im zweiten Gefäß

$$\frac{d}{dT} \log \bar{K} = - \frac{\bar{Q}_p}{RT^2}. \quad (30a)$$

Aus dem Vergleich mit (26) ergibt sich

$$\bar{Q}_p = Q_p + 2 \frac{1}{2} H^2 T^2 \frac{d}{dT} \cdot \frac{\chi(T)}{T}, \quad (31)$$

woraus die Herabsetzung der Dissoziationswärme im Magnetfeld hervorgeht. Für das Curiesche Gesetz $\chi(T) = C/T$ folgt aus (31)

$$\bar{Q}_p = Q_p - 2 \frac{C}{T} H^2.$$

Damit sind die bekannten thermodynamischen Eigenschaften des Gleichgewichtsgemisches vollständig abgeleitet.

Zum Schluss möchte ich meinem langjährigen Freund und kritischen Berater in thermodynamischen Fragen, Herrn O. STERN, meinen herzlichen Dank aussprechen für aufklärende und ermutigende Diskussionen über das Thema dieser Arbeit.

Summary

For the example of the dissociation of iodine molecules into atoms, a method is given for the treatment of the thermochemical equilibrium, which differs from VAN'T HOFF's classic method by using only stable equilibrium states without any devices for changing the velocity of the reaction. Instead, the postulate is applied that the general hydrostatic condition of the equilibrium in external magnetic fields for constant temperature (GIBBS) must be compatible with the thermodynamic condition for the chemical equilibrium. The known properties of the mixture in equilibrium have been derived and the specialization for the validity of the laws of ideal gases is also given.

(Eingegangen: 19. Juli 1957.)

Sonderdruck aus der
„Zeitschrift für Elektrochemie · Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie“

Band 62, Heft 3, 1958 (Seite 221–224), Verlag Chemie, GmbH., Weinheim/Bergstr.

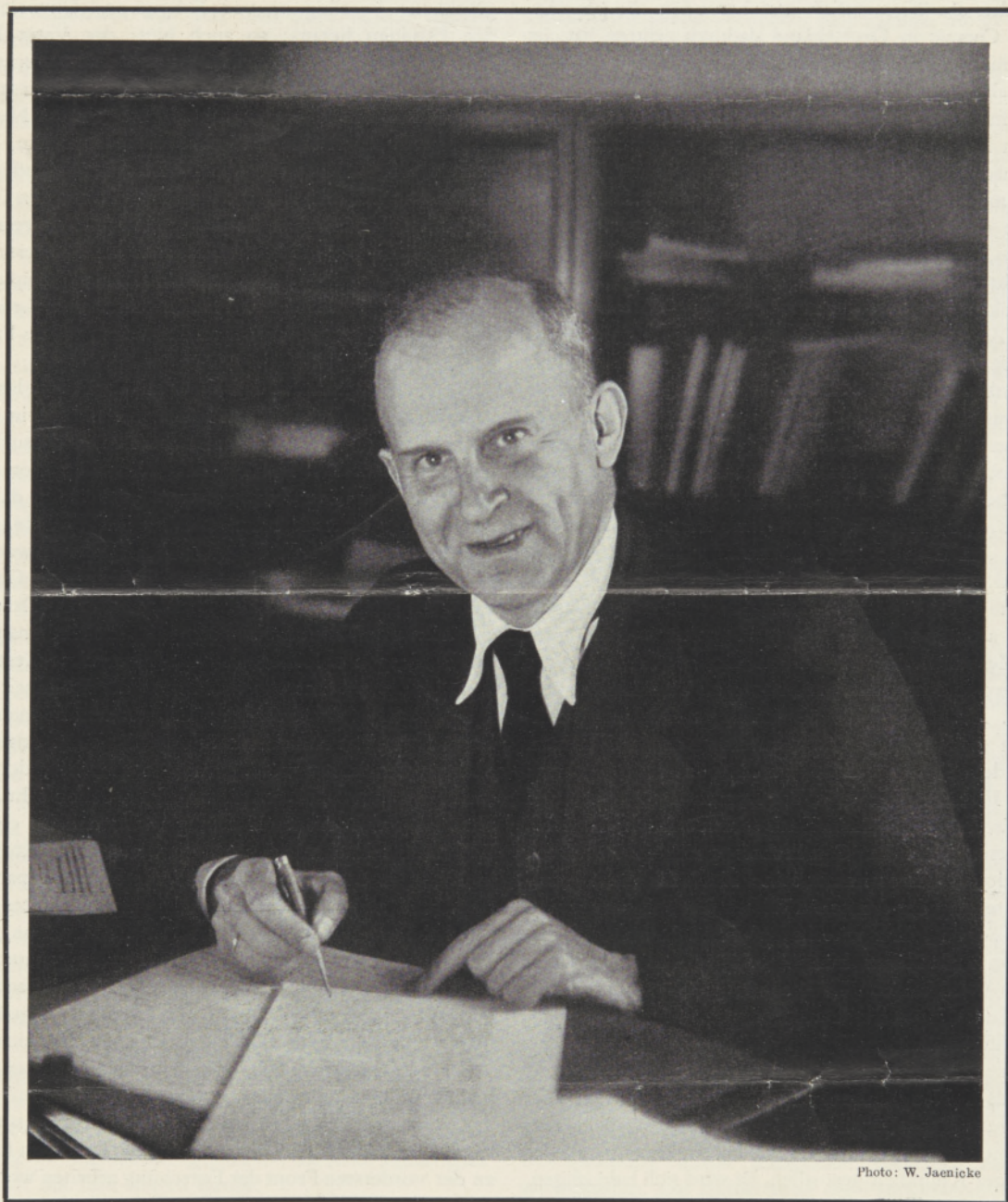


Photo: W. Jaenicke

DEM GEDENKEN AN

KARL FRIEDRICH BONHOEFFER

GEWIDMET VON SEINEN FREUNDEN UND SCHÜLERN

Karl Friedrich Bonhoeffer †

Am 5. Mai 1957 hat Karl Friedrich Bonhoeffer für immer die Augen geschlossen. Von dem Herzinfarkt, der ihn aus heiterem Himmel zu Beginn des 59. Lebensjahres überfiel, hat er sich nicht mehr erholt. Der Verlust, den die Wissenschaft und besonders die physikalische Chemie in Deutschland dadurch erlitten hat, ist noch nicht abzuschätzen und wird von Woche zu Woche deutlicher. Bonhoeffer war ein echter Gelehrter mit all dem Wissen und Können, das dazu gehört, mit der reinen Kinderseele, die dazu gehört, ja sogar mit dem Regenschirm. Als er 1946 in Leipzig „einsam in den Trümmern herumwurschtelte“, wie er mir schrieb, klagte er nicht über die äußeren Schwierigkeiten des Lebens, sondern darüber, daß „an wissenschaftliches Forschen kaum zu denken“ sei, und daß es „mit den Chemikalien überall gleichmäßig schlecht“ sei. Er hat diese Zeit überstanden und mit ihm die physikalische Chemie in Deutschland. Aber daß sie es überstanden hat, verdanken wir der zähen und unerschrockenen Arbeit weniger, von denen Bonhoeffer der im stillen Tätigste gewesen ist. Es lag ihm, schwierigen Problemen im Labor und am Schreibtisch nachzugehen, und es lag ihm, junge Mitarbeiter in Diskussionen anzuregen und anzufeuern, aber es lag ihm nicht, in Gremien zu sitzen und die Wissenschaft „zu organisieren“. Dennoch treffen wir ihn in verschiedenen solchen Funktionen an. Schon 1936–1940 gehörte er dem Ständigen Ausschuß der Bunsen-Gesellschaft an und gleichzeitig dem Herausgeber-Kollegium der „Zeitschrift für physikalische Chemie“. Also in einer Zeit, wo er dort nichts tun konnte, als Schlimmeres verhüten. Aber 1948–1950 übernahm er dieselben Funktionen wieder, um aus den Trümmern neu aufzubauen. Nach dem Tode Euckens wurde er dann 1951 für zwei Jahre Erster Vorsitzender der Bunsen-Gesellschaft und hat seitdem bis zu seinem Ende seinen erfahrenen Rat als Altvorsitzender der Gesellschaft geliehen. In diesen Funktionen hat er immer seine Kraft für die Wiederauferstehung der deutschen Wissenschaft eingesetzt und seine wegen seiner wissenschaftlichen Bedeutung vielfältigen Auslandsbeziehungen dafür spielen lassen. Wenn es das Wohl seiner Wissenschaft erforderte, hat er sich auch zu kräftigen Taten aufgeschwungen, so noch 1955, als es für die „Zeitschrift für physikalische Chemie“ keinen anderen Ausweg aus der östlichen Bedrückung mehr gab, als die Neugründung in Frankfurt a. M. Unsere Voranstellung dieser bürokratischen Tätigkeiten möchte den Eindruck erwecken, hier sei wieder ein Manager an der Manager-Krankheit gestorben. Es wird sich bald zeigen, daß das Gegenteil richtig ist, daß hier ein echter Forscher das an Aufgaben übernommen hat, was seine Forschung von ihm forderte, und daß er diese Aufgaben bis zum letzten Atemzug erfüllt hat, nie dabei das Forschen vergessend.

Es wird oft und wohl auch mit Recht bemerkt, daß solche Gelehrtennaturen heute selten geworden sind,

und es wird viel von der Begabtenauslese gesprochen, durch die man sie „produzieren“ möchte. Nun, solche Erscheinungen, wenn sie wirklich total und gültig sind, werden nicht produziert, sondern wachsen durch eine glückhafte Vereinigung von Erbgut und Umwelt aus den Familien heraus; so auch hier: der Vater Karl Bonhoeffer, dem in seiner Breslauer Privatdozentenzeit am 13. 1. 1899 dieser Sohn geboren wurde, war der spätere Geheime Medizinalrat und Professor der Neurologie und Psychiatrie an der Universität Berlin, eine allererste Größe in seinem Fach. In seinem gepflegten Hause mag der junge Karl Friedrich nicht nur den Geist der vorurteilslosen Forschung unbewußt eingeatmet haben, er hat hier offenbar auch schon das Interesse für das Geheimnis der Fortleitung von Reizen und Impulsen im Nerven gefaßt, dessen Erforschung sein Lebenswerk krönen sollte, so wie es des Vaters offene Frage geblieben war.

Wenn das Elternhaus den Rohstoff des Geistes liefert, so sind es die akademischen Lehrer, die diesen in eine Form gießen, und so ist es reizvoll zu untersuchen, welche Lehrer auf Bonhoeffer Einfluß genommen haben. Es wäre hier leicht, darauf hinzuweisen, daß er bei Nernst doktoriert und sich bei Haber habilitiert hat, und daß er deshalb das geworden ist, was er war. So einfach liegen die Dinge um Bonhoeffer nicht. Gewiß hat er das Interesse an der Photochemie von der Doktorarbeit her von Nernst übernommen, der sich damals für die Prüfung des Einsteinschen Äquivalent-Gesetzes bemühte; gewiß hat er von Haber die Kühnheit des Eindringens in die einfachsten Elementarreaktionen gelernt, aber er kann nicht als Schüler des einen oder des anderen bezeichnet werden, wie so mancher, der die Fußstapfen seines Lehrers nicht verläßt. Schon sehr früh wurde Bonhoeffer selbständig und wandelte eigene Wege. Ich sehe ihn noch vor mir, wie er als Doktorand in Berlin in der Bunsenstraße hinter seiner Apparatur stand und mit seinen jungen hellen Augen hinter den Glashähnen den Mechanismus der Ozonspaltung erschaute, und wie er in Dahlem wenige Jahre später mit denselben Augen Dinge über den atomaren Wasserstoff erschaute, an die kein Nernst und kein Haber gedacht hatte. Schon die Frankfurter Arbeiten beziehen sich auf vollständig selbstgewählte Themen von höchster Aktualität, und seither war das Laboratorium Bonhoeffers, wo immer es sich auch befand, ein Anziehungspunkt für In- und Ausländer, die unter einem kundigen Leiter an der vordersten Front der Forschung arbeiten wollten.

Die ausnehmende experimentelle und theoretische Begabung Bonhoeffers drückt sich auch in einer raschen äußeren Laufbahn aus: Schon zwei Jahre nach der 1927 erfolgten Habilitation in Berlin wurde er zum nicht beamteten außerordentlichen Professor dortselbst ernannt, und schon 1930, einunddreißigjährig, erhielt er die ordentliche Professur für physikalische Chemie an

der Universität Frankfurt a. M., die vor ihm Richard Lorenz innegehabt hatte, bekannt durch seine Arbeiten über Raumerfüllung und Ionenbeweglichkeit, über Zustandsgleichungen und Gleichgewichte kondensierter Phasen. 1934 erhielt Bonhoeffer jenen Lehrstuhl der physikalischen Chemie, der seit Ostwald ihre Geburtsstätte genannt werden kann, den in Leipzig. Die Persönlichkeit seines Vorgängers, Le Blanc, machte dort großen Eindruck auf ihn, und nach seinen eigenen Äußerungen über ihn zu urteilen, ist es nicht ausgeschlossen, daß das spätere Interesse an der Elektrochemie und besonders der Kinetik der Elektrodenprozesse durch Le Blanc geweckt wurde. In Leipzig hat Bonhoeffer das ganze Dritte Reich und den Weltkrieg überstehen müssen. Jeder weiß heute, was sein Bruder für die deutsche Widerstandsbewegung bedeutet hat und daß er ein Opfer dieses erfolglosen Heldenkampfes gegen Unterdrückung und Wahnsinn geworden ist. Aber was an Schmerz und Opfern auch von Karl Friedrich gefordert wurde, wissen nur die, die ihm näherstanden, denn er sprach selten davon: „Ich habe zwei Brüder und die Männer meiner beiden Schwestern im April vorigen Jahres kurz vor dem Einmarsch der Alliierten verloren, die in Konzentrationslagern und Gefängnissen saßen und dort ermordet wurden. Das einzige, was uns während des ganzen Krieges aufrecht erhielt, war die geschlossene Front unserer Familie gegen die Nazis. Aber wir haben es schwer büßen müssen“ (17. 6. 1946). Es ist wohl medizinisch kaum daran zu zweifeln, daß das Leid und die Erregung jener Schreckenswochen mehr als das Spiel der intensiven wissenschaftlichen Arbeit daran schuld sind, daß Bonhoeffer schon im Alter von nur 58 Jahren von uns gehen mußte. Mitten in der schlimmsten Zeit, 1947, entschloß er sich dann zur Übersiedlung nach Berlin, wo er das Bodensteinsche Institut und kurz danach auch das KWI wieder in einen gebrauchsfähigen Zustand versetzte, so die Arbeitsstätten seiner ersten Lehrer Nernst und Haber in seiner Hand vereinend. Erst 1949 aber konnte er wieder in einem seiner würdigen Rahmen arbeiten und sich entfalten, als er das MPI für physikalische Chemie in Göttingen gründen und leiten konnte. Hier haben seine Arbeiten eine zweite Blüte erfahren; sie unterscheidet sich von der ersten Schaffensperiode vor dem Krieg hauptsächlich darin, daß jetzt in größerer Zahl Arbeiten jüngerer Schüler und Dozenten erschienen, die von ihm angeregt waren. Obgleich nämlich Bonhoeffer nie ein großer Redner und Vortragender gewesen ist, hat er doch die Fähigkeit aller wahrhaft großen Gelehrten besessen, Schule zu bilden, und dieses durch die Diskussion von Mensch zu Mensch, das ungezwungene Laborgeplauder, das jeder Mitarbeiter jederzeit mit ihm führen durfte.

Zahlreiche Auszeichnungen des In- und Auslandes sind einer Persönlichkeit von so weitreichendem Wirken zuteil geworden. Zu denen, die ihn sicher am meisten gefreut haben werden, gehört die Verleihung der Bunsen-Denk-münze 1955. Die mit dieser verbundene laudatio gibt uns gleich einen Überblick über das Lebenswerk Bonhoeffers:

„In Würdigung seiner Verdienste um die Kinetik der Reaktionen in Gasen und an Elektrodenoberflächen, sowie den Zusammenhang der Passivitätserscheinungen mit den physiologischen Problemen der Nervenleitung.“

Die Akademien der Wissenschaften zu München, Berlin, Halle und Dresden wählten ihn zum Mitglied. Die Electrochemical Society hat ihm noch 1957 eine Palladium-Plakette verliehen, eine Freude, die er leider nicht mehr erlebt hat.

Bonhoeffer selbst wäre nicht zufrieden damit, daß wir jetzt so viel Allgemeines und Äußerliches gesagt haben und nicht auf das eingegangen sind, was ihm selbst am meisten am Herzen lag: das konkrete Ergebnis seiner wissenschaftlichen Arbeit. Deshalb sei kurz analysiert, welche Leistungen ihm die soeben aufgeführten Ehrungen eingetragen haben. Es lassen sich zwei mehr oder weniger getrennte Arbeitsgebiete erkennen, die zeitlich deutlich auseinanderliegen, nämlich die Arbeiten über die physikalische Chemie der Elementarvorgänge bis etwa 1937 und die Arbeiten über Passivität, Elektrochemie und Nervenleitung etwa seit 1941. Dazwischen liegt eine deutliche Zäsur. Man könnte über diese Zäsur philosophieren, ebenso auch über die Häufung der Veröffentlichungen der ersten Periode in den Jahren 1933–1935. Wichtiger aber ist die Feststellung, daß die Arbeiten in der zweiten Periode durch die in der ersten erworbenen Erfahrungen und Erkenntnisse aus der Reaktionskinetik wesentlich befruchtet wurden und eben dadurch neues Leben in alte Gebiete bringen konnten.

Die Photochemie hat Bonhoeffer seit seiner Doktorarbeit beschäftigt. Von ihm stammt der Mechanismus der Jodwasserstoffspaltung über Wasserstoffatome, von ihm aber vor allem die Auffassung gewisser photochemischer Primärvorgänge (Ammoniakspaltung) als Augereffekte, d. h. strahlungslose Übergänge in einen Dissoziationsterm. Heute noch gültig ist seine Diskussion des photochemischen Zerfalls organischer Molekeln (1933). Die meisten und die bedeutsamsten Arbeiten der ersten Periode gruppieren sich um das einfachste der Elemente: die Gruppe atomarer Wasserstoff, Parawasserstoff, schwerer Wasserstoff. Es ist erstaunlich, was Bonhoeffer und seine Mitarbeiter an Geheimnissen dem Wasserstoff entlockt haben. An die Beobachtungen Woods über das Auftreten des Balmer-Spektrums in Niederdruckentladungen knüpfte sich die berühmte Untersuchung über die Isolierung und die chemischen Eigenschaften des atomaren Wasserstoffs, die übrigens bereits die Ansätze für die Deutung der Überspannung durch mangelnde Elektrodenkatalyse vorwegnahm. Die Entdeckung des Parawasserstoffs gemeinsam mit Harteck und gleichzeitig mit Eucken und Hiller löste nicht nur ein altes Rätsel der Thermodynamik, sondern gab dem Chemiker ein machtvolles Hilfsmittel für die Magnetochemie, die Radikalchemie und die Kettenkinetik in die Hand. Die bedeutsame Verwendung der Parawasserstoffumwandlung zur Erforschung der heterogenen Katalyse hat Bonhoeffer selbst

bereits eingeleitet. Als Urey den schweren Wasserstoff, das Deuterium, entdeckte, erkannte Bonhoeffer sofort die Wichtigkeit dieses Isotopes als Indikator für die Aufklärung einfacher chemischer und verwickelter biologischer Reaktionen und führte in rascher Folge eine große Zahl von Austauschreaktionen und Isotopeneffekten durch, von denen besonders seine direkte Stütze des Zwischenkomplexmechanismus der enzymatischen Hydrolyse genannt sei. Aus dieser ersten Periode sind auch noch bemerkenswert der Nachweis des freien Hydroxyl-Radikals in der Knallgasflamme und im erhitzten Wasserdampf, der den Auftakt zu der modernen Flammen- und Explosionstheorie bildete, und der Nachweis der Löslichkeit von Quecksilber in Wasser.

Auf diese Zeit des Vorwärtstürens folgte eine Periode der inneren Sammlung, wohl durch die endogene Entwicklung der Forscher-Persönlichkeit diktiert, aber akzentuiert dadurch, daß Bonhoeffer verletzt und verstört durch das Treiben des Nationalsozialismus sich in sich selbst zurückzog und die Nutzenanwendung seiner Erkenntnisse für weitere Gebiete der Wissenschaft suchte. In einer tiefgründigen Untersuchung zeigte er, daß ein rhythmischer Ablauf chemischer Reaktionen und allgemein physikalisch-chemischer Prozesse daran geknüpft ist, daß der Zustand des Systems durch mindestens zwei variable Zustandsgrößen bestimmt ist, die durch simultane Differentialgleichungen von besonderen Eigenschaften von der Zeit abhängen. Dieser Gedanke, zunächst hervorgegangen aus Untersuchungen über Potential und Auflösungs geschwindigkeiten von Eisendraht in Salpetersäure, führte ihn unmittelbar zu dem schon gestreiften Jugendproblem der Nervenleitung. Die Erscheinungen der Reizschwelle, der Akkommodation, der Refraktivität und der Reizfortleitung fanden so eine zwar nicht mechanistische, aber mathematische und damit experimentell zugängliche Deutung. Das Experiment, das alle diese Erscheinungen an einem Eisendraht in Salpetersäure wiederfand, lieferte somit das erste wirklich rationale Modell des lebenden Nerven.

Wohl an den Erfolgen dieser Untersuchungen hat Bonhoeffer selbst erkannt, wie befruchtend das Eindringen reaktionskinetischer Überlegungen auf die Elektrochemie wirken kann, die von der thermodynamischen Seite her zu einem gewissen Abschluß, ja einer Stagnation gelangt war. Alle Nichtgleichgewichtspotentiale, wie sie sich in Passivität oder Überspannung bemerkbar machen, und die man vor Le Blanc auf Konzentrationspolarisation zurückführte, mußten als Äußerungen gehemmter Reaktionen an den Elektrodenober-

flächen der Reaktionskinetik zugänglich sein. Bonhoeffer selbst mit seinen Mitarbeitern hat dies am passiven Eisen bis ins einzelne durchgeführt. Seine Bedeutung für die Kinetik der Elektrodenprozesse ist jedoch weit größer, als aus seinem eigenen Schriftenverzeichnis hervorgeht: Sie liegt in der schon geschilderten anregenden Wirkung, die er auf seine Umgebung ausübte. Es ist bezeichnend, daß fast die ganze moderne Schule der Elektrodenkinetik, die neues Leben in die Elektrochemie gebracht hat, von jüngeren Schülern Bonhoeffers getragen wird. Diese Wirkung ging dann noch über die Elektrodenkinetik hinaus, und Bonhoeffer selbst hat noch relativ kurz vor seinem Tode die neuen Erkenntnisse der Elektrochemie zusammengefaßt, die wir heute großenteils seinem anregenden Einfluß zuschreiben. Es sind dieses: Die absolute Geschwindigkeit der elektrolytischen Dissoziation, die Leitfähigkeitsanisotropie in strömenden Elektrolyten, die anomale Osmose, die Potentiale an Austauschermembranen, die sogenannten Öl-Potentiale, die Frage nach der Null-Elektrode, die Komplexsalzelektrolyse, die Polarisationstiteration. Auf all diesen Gebieten kann man sagen, daß Bonhoeffer gesät hat, daß er aber die Ernte selbstlos seinen jüngeren Mitarbeitern überlassen hat. Gerade das gibt uns aber auch die Gewißheit, daß sein Werk, dem er durch den Tod entrissen wurde, nicht abbricht, sondern weiter lebt, und dieses nicht nur, wie es natürlich wäre, in den von ihm erarbeiteten Erkenntnissen, sondern vor allem in dem lebendigen Fluß der Arbeit, den er eingeleitet hat. Man kann von ihm sagen, daß er am sausen Webstuhl der Zeit geschafft hat.

Bei einem Rückblick auf dieses Leben und dieses Lebenswerk mischt sich in den Schmerz über den allzu frühen Verlust dieses Menschen und Forschers die Genugtuung darüber, daß es ihn gegeben hat, daß es ihn in unserer Zeit geben konnte. Oft überkommt uns, die Altersgenossen Bonhoeffers, die Sorge, ob nicht die wachsende Spezialisierung nicht nur der Wissenschaft, sondern aller menschlichen Betätigungen überhaupt der Entstehung wahrhaft bedeutender Spitzen-Persönlichkeiten hinderlich sei. Bonhoeffer war ein Beweis dafür, daß ein wahrhaft begnadeter Forscher immer selbst aus der Enge seines Arbeitsgebietes hinausfindet und die Fäden zu ziehen weiß, die es mit weiteren und weiteren Gefilden verbinden. So haben wir Bonhoeffer nicht nur für seine physikalisch-chemischen Arbeiten zu danken, sondern auch und vor allem dafür, daß er das Bild eines großen Chemikers und Menschen wieder einmal in unsere Gegenwart gestellt hat.

G.-M. Schwab

Die Verletzung von Spiegelungs-Symmetrien in den Gesetzen der Atomphysik

Von W. PAULI, ETH, Zürich

I. Kategorien der Wechselwirkung Die Symmetrien C , P und T

Zur Diskussion der Symmetriegrade physikalischer Gesetze ist es zweckmässig, die Wechselwirkungen der Physik in drei Kategorien einzuteilen: die starken Wechselwirkungen, unter welche diejenigen zwischen Nukleonen und zwischen Nukleonen und Mesonen fallen, die mittelstarken elektromagnetischen Wechselwirkungen, die auch für die äussere Atomhülle verantwortlich sind, und die schwachen Wechselwirkungen, zu denen alle Erscheinungen der Betaradioaktivität gehören, die mit Emission oder Absorption von Neutrinos verbunden sind, sowie auch der Zerfall der A - und K -Mesonen, in welchem Neutrinos nicht vorkommen.

Die starken Wechselwirkungen haben einen noch höheren Symmetriegrad als die elektromagnetischen, doch ist es für den Zweck dieser Übersicht nicht nötig, hierauf näher einzugehen. Hierfür genügt es, darauf hinzuweisen, dass diese ersten beiden Kategorien, wie aus dem empirischen Material mit grosser Genauigkeit hervorgeht, gegenüber den folgenden drei Symmetrie-Operationen *einzelinvariant* sind. Jede dieser Operationen ordnet einen möglichen physikalischen Zustand oder Vorgang je einem andern zu, der ebenfalls mit den hierbei betrachteten Naturgesetzen verträglich ist.

1. *Die Teilchen-Antiteilchen-Konjugation (Ladungssymmetrie) C* ¹. Es ist ein allgemeiner Zug der die verschiedenen «Elementarteilchen» und ihre Wechselwirkung regulierenden Naturgesetze, dass zu jedem Teilchen ein Antiteilchen gehört. Sind diese elektrisch geladen, so hat diese Ladung für Teilchen und Antiteilchen entgegengesetztes Vorzeichen. Umgekehrt braucht nicht jedes ähnliche Teilchen entgegengesetzter Ladung wirklich das Antiteilchen zu sein. Und auch zu neutralen Teilchen kann es von ihm verschiedene Antiteilchen geben. So hat das nun experimentell ebenfalls nachgewiesene Antineutron bei gleicher Spinrichtung das entgegengesetzt gerichtete magnetische Moment wie das Neutron. Ob das dem Neutrino entsprechende Antineutrino von diesem experimentell unterscheidbar ist mit Hilfe eines Erhaltungssatzes für die Differenz

der Gesamtzahl der «leichten Teilchen» (Leptonen) minus der Gesamtzahl der «leichten Antiteilchen», ist eine noch offene Frage. Für die entsprechende Differenz von «schweren Teilchen» (Baryonen = Nukleonen und Hyperonen) gilt ein solcher Erhaltungssatz.

2. *Die räumliche Spiegelung oder Paritäts-Symmetrie P* . Diese ändert das Vorzeichen aller drei Raumkoordinaten, ordnet also jeder Rechtsschraube eine Linksschraube zu. Technisch unterscheidet diese räumliche Spiegelungsoperation die sogenannten «axialen Vektoren» von den «polaren Vektoren». Nur die letzteren sind eigentlich durch eine *Länge mit Richtung* charakterisiert, erstere aber durch eine *Fläche mit Umlaufsinn*. Die axialen Vektoren, auch Pseudovektoren genannt, ändern bei Spiegelungen ihr Vorzeichen nicht, die polaren Vektoren kehren es dagegen um. Eine Geschwindigkeit ist ein polarer Vektor, ein Impulsmoment, insbesondere jeder «Spin» ist ein axialer Vektor.

Die Zuordnung einer Richtung zu einem Pseudovektor ist daher nicht spiegel-invariant, sondern in ihrer Definition ist stets eine Linksschraube vor einer Rechtsschraube ausgezeichnet. Drehinvariant ist die Zuordnung der Normale zur Fläche mit Umlaufsinn, die den axialen Vektor darstellt. Welche der beiden Richtungen dieser Normalen aber gewählt werden soll, ist konventionell. Zu deren Festlegung dienen Ampèresche Schwimmerregeln oder äquivalente Vorschriften, wie: sei die Fläche die horizontale Ebene des Papiers, dann weise bei Umlauf im entgegengesetzten Sinne des Uhrzeigers die zugeordnete Normalrichtung auf den Leser zu, nach oben; umgekehrt bei Umlauf im Uhrzeigersinn nach unten. In diesem konventionellen Sinn sind Ausdrücke wie «Spin-Richtung» stets zu verstehen.

Während aus zwei gewöhnlichen (polaren) Vektoren der P -invariante Skalar (Produkt aus den Längen der Vektoren und dem Cosinus ihres Zwischenwinkels) gebildet werden kann, lässt sich aus einem polaren und axialen Vektor nur ein *Pseudoskalar* als Produkt beider definieren, der zwar bei Drehungen des Koordinatensystems invariant ist, bei Raumspiegelung aber das Vorzeichen ändert. Um dieses pseudoskalare Produkt einschliesslich Vorzeichen bilden zu können, muss man nämlich dem axialen Vektor (Fläche mit Umlaufsinn)

¹ Der Buchstabe C bedeutet «charge».

mit Hilfe der eben genannten Konvention eine Richtung der Normalen zuordnen. Das pseudoskalare Produkt ist dann das Produkt der Grösse der Fläche, der Länge des polaren Vektors und des Cosinus des Winkels zwischen dessen Richtung und der konventionellen, (nichtspiegel-invariant) gewählten Normalrichtung zur Fläche des axialen Vektors.

Die Naturgesetze einer räumlich spiegel-invarianten (P -invarianten) Theorie dürfen daher ihre Form nicht ändern, wenn diese Pseudoskalare ihr Vorzeichen ändern; zu jedem Vorgang gibt es in dieser einen andern gleichberechtigten, in dem das Vorzeichen der Pseudoskalare das umgekehrte ist.

Das Wort *Parität* (englisch: parity, französisch: parité) bedeutet bei einer ganzen Zahl deren Unterscheidung nach gerade und ungerade. Die Anwendung dieses Begriffes auf die Raumspiegelungen ergibt sich daraus, dass im Falle der Raumspiegelungs-Invarianz aller Wechselwirkungen gemäss der Wellenmechanik die Eigenzustände in «gerade» und «ungerade» zerfallen, so dass die Wellenfunktionen der geraden Zustände bei der Vorzeichenänderung aller Raumkoordinaten (Spiegelung) unverändert bleiben, während die Wellenfunktionen der ungeraden Zustände hierbei ihr Vorzeichen umkehren. Das so definierte Vorzeichen, $+1$ bei geraden und -1 bei ungeraden Zuständen, heisst die *Parität* des Zustandes.

Für Wechselwirkungen, die nicht P -invariant sind, braucht die Parität der Energiezustände gar nicht zu existieren, indem dann die Wellenfunktionen bei räumlicher Spiegelung kein so einfaches Verhalten mehr aufzuweisen brauchen.

Nach der üblichen Auffassung (Konvention) ändert bei der Operation P die elektrische Ladung ihr Vorzeichen nicht, so dass die elektrische Feldstärke ein polarer, die magnetische Feldstärke ein axialer Vektor ist.

3. *Die Zeitumkehr T* . Diese ist so definiert, dass die Raumkoordinaten, ebenso wie die elektrische Ladung ihr Vorzeichen behalten. Man kann daher diese Operation T präziser als «Umkehr der Bewegungsrichtung» aller Vorgänge definieren. Als Beispiel sei angeführt, dass die Bewegung eines geladenen Massenpunktes in einem äusseren Magnetfeld nur dann T -invariant ist, wenn hierbei die äussere magnetische Feldstärke zugleich ihr Vorzeichen wechselt.

Eine wichtige Konsequenz der T -Invarianz ist das Verschwinden des elektrischen Dipolmomentes der Nukleonen (das analog ist zu dessen Verschwinden bei Molekülen in einem bestimmten Energiezustand ihrer Rotation). Die schwachen Wechselwirkungen sind hierfür übrigens praktisch vernachlässigbar.

Durch neuere experimentelle und theoretische Untersuchungen ist die Frage des Umfanges der Symmetrie der Naturgesetze wieder in den Vordergrund des Interesses gerückt. Es war die mit dem Nobelpreis für Physik von 1957 gekrönte Leistung von LEE und

YANG², nachdrücklich darauf hingewiesen zu haben, dass bei den schwachen Wechselwirkungen (3. Kategorie) die experimentelle Evidenz für die Gültigkeit dieser drei Symmetrieoperationen völlig ungenügend war. Ferner gaben sie Experimente an, wie gerade bei diesen schwachen Wechselwirkungen diese Symmetrie geprüft werden kann.

Diese und ähnliche Experimente wurden inzwischen vielfach durchgeführt und ergaben endgültig eine Verletzung der C - und der P -Symmetrie bei schwachen Wechselwirkungen. Dies wird im folgenden Abschnitt II noch näher erläutert. Hier sei bereits bemerkt, dass die Frage der Gültigkeit der T -Invarianz bei schwachen Wechselwirkungen experimentell noch unentschieden ist. Theoretisch ist diese äquivalent zur Frage der Gültigkeit der kombinierten Operation CP (oder in umgekehrter Reihenfolge PC). Unter sehr allgemeinen und wohlbegründeten Voraussetzungen, zu denen die für die spezielle Relativitätstheorie charakteristische Lorentz-Invarianz gehört, gilt nämlich das sogenannte CPT -Theorem. Dieses sagt aus, dass aus diesen allgemeinen Voraussetzungen – wir verweisen für Einzelheiten hier auf die Literatur³ – die Invarianz der Theorie für die Zusammensetzung (Produkt) aller drei Operationen C , P und T (in irgend einer Reihenfolge) bereits folgt.

Dieses hat unter anderem zur Folge, dass die Massen von Teilchen und Antiteilchen (allgemeiner die Energiewerte eines Systems von Teilchen und die der zu ihnen C -konjugierten Teilchen) einander gleich sein müssen.

II. Experimentelle Evidenz für Verletzung der Links-Rechts-Symmetrie (P) und der Ladungssymmetrie (C)

Wir können hier nur über die qualitative Seite der Experimente kurz referieren und müssen für die noch im Fluss befindlichen quantitativen Fragen auf die Literatur verweisen.

Das erste, wenn auch keineswegs das einfachste Experiment besteht in der Orientierung der Spins beta-radioaktiver Kerne, wofür eine besondere Technik mit Hilfe von Magnetfeldern bei tiefen Temperaturen bereits entwickelt vorlag. Man untersucht sodann die Frage, ob relativ zur (Spiegel-invarianten) Ebene des Kernspins (konventionell normal zu dieser liegt der Vektor \vec{I}) eine Asymmetrie der Emissionsrichtung der Elektronen (Negatonen e_- oder Positonen e_+) vorhanden ist. Mit anderen Worten, man untersucht die Verteilung des Pseudoskalars $(\vec{I} \vec{p}_e) = I p_e \cos \Theta$, worin \vec{p}_e

² T. D. LEE und C. N. YANG, Phys. Rev. 104, 254 (1956).

³ Das CPT -Theorem wurde zuerst von G. LÜDERS, Dan. Mat. Fys. Medd. 28, Nr. 5 (1954), klar erkannt. S. auch Ann. Physics 2, 1 (1957). – Ferner: J. SCHWINGER, Phys. Rev. 82, 914 (1951). – W. PAULI in Niels Bohr and the Development of Physics (Pergamon Press, London 1955), p. 30. – Für nicht lokale Theorien gab R. JOST, Helv. phys. Acta 30, 409 (1957), eine dem CPT -Theorem äquivalente Bedingung, die für lokale Theorien identisch erfüllt ist. – Weitere Anwendungen s. T. D. LEE, R. OEHME und C. N. YANG, Phys. Rev. 106, 340 (1957).

den Vektor des Impulses der emittierten Elektronen und $\Theta = \nabla \cdot (\vec{I}, \vec{p}_e)$ bedeutet. Diese Verteilung müsste bei Spiegelinvarianz der Theorie symmetrisch zu 0 sein, das heisst es müsste relativ zur Spinebene gleichviel Elektronen in eine Richtung Θ nach vorne und in die Richtung $\pi - \Theta$ nach rückwärts laufen. Die für Co^{60} (e_-) und für Co^{58} (e_+) ausgeführten Experimente⁴ ergaben eine starke Asymmetrie, und zwar im Mittel $(\vec{I} \vec{p}_e) < 0$ für e_- -Zerfall ($(\vec{I} \vec{p}_e) > 0$ für e_+ -Zerfall.

Eine nähere Diskussion⁵ zeigt, dass hieraus bereits auch eine Verletzung der C -Symmetrie folgt. In einer C -invarianten Theorie muss dieser Effekt nämlich 0 sein, solange die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Kern und emittiertem Elektron vernachlässigt wird. Bei der Kernladungszahl 27 von Co ist überdies der Einfluss der Coulomb-Wechselwirkung noch viel zu klein, um allein den beobachteten Asymmetrie-Effekt erklären zu können.

Ein verwandtes, einfacheres Experiment ist die Messung der Polarisation der beim Betazerfall emittierten Elektronen gegebener Richtung. Die Polarisation ist hierbei bestimmt durch die (im Ruhesystem des Elektrons definierte) Ebene mit Umlaufsinn des Elektronen-Spins (die zugehörige konventionelle Richtung des Vektors $\vec{\sigma}_e$ bildet, vom Teilchen aus gesehen, mit dieser Ebene eine Rechtsschraube), und man misst den Pseudoskalar $(\vec{\sigma}_e \vec{p}_e)$.

Die Experimente haben eine starke Polarisation ergeben⁶, in dem Sinne, dass für e_- -Zerfall im Mittel $(\vec{\sigma}_e \vec{p}_e) < 0$, das heisst axialer Vektor $\vec{\sigma}_e$ und \vec{p}_e bilden eine Linksschraube; für e_+ -Zerfall im Mittel $(\vec{\sigma}_e \vec{p}_e) > 0$, das heisst axialer Vektor $\vec{\sigma}_e$ und \vec{p}_e bilden eine Rechtsschraube.

Von ähnlicher Art ist die Messung des Sinnes der Zirkular-Polarisation von Photonen, deren Emission in einem zweiten Prozess der Emission der Elektronen (Betazerfall in angeregten Kern) nachfolgt. Man misst

hierbei den Pseudoskalar $(\vec{p}_e \vec{\sigma}_\gamma)$. Auch dieses Experiment war positiv⁷.

Wir kommen sodann zu dem wichtigen, ebenfalls auf Veranlassung von LEE und YANG ausgeführten Experiment über den Zerfall des μ -Mesons, das etwa gleichzeitig mit dem ersten Experiment mit gerichteten Kernspins ein positives Resultat ergab⁸.

Man betrachtet π -Mesonen, die gemäss

$$\pi \rightarrow \mu + \nu$$

in μ -Meson und Neutrino zerfallen, worauf dann das μ -Meson weiter in zwei Neutrinos (genauer in ein Neutrino ν und ein Antineutrino $\bar{\nu}$) sowie ein Elektron zerfällt.

$$\mu \rightarrow e + \bar{\nu} + \nu$$

Die erste Reaktion ist der Polarisator des μ -Mesons, die zweite der Analysator. Die beobachtete Unsymmetrie der Elektronenemission, relativ zur Ebene, senkrecht zur Flugrichtung der μ -Mesonen, beweist, dass bei beiden Reaktionen die Spiegelungssymmetrie verletzt ist. Als ein Nebenresultat der starken Polarisation der hierbei entstehenden μ -Mesonen in bezug auf ihre Flugrichtung ergab sich die Möglichkeit einer genauen Messung ihres magnetischen Momentes. Weitere Versuche zur Vorzeichen-Bestimmung des Pseudoskalars $(\vec{\sigma}_\mu \vec{p}_\mu)$ sind im Gange.

Alle hier angeführten Experimente sind im Einklang mit einem speziellen Modell für das Neutrino, das von verschiedenen Autoren unabhängig vorgeschlagen wurde⁹. Es wird gewöhnlich etwas ungenau als «Zwei-Komponententheorie» bezeichnet, doch möchte ich es in seinen zwei Varianten kurz « R -Modell» bzw. « L -Modell» nennen. Das « R -Modell» ist dadurch gekennzeichnet, dass nur dasjenige Neutrino, für welches Spin und Bewegungsrichtung eine Rechtsschraube bilden, sowie das zugehörige Antineutrino, bei welchem dann Spin und Impuls notwendig umgekehrt eine Linksschraube bilden, existieren soll. Das bedeutet also, dass beim Neutrino nur für $(\vec{\sigma}_\nu \vec{p}_\nu) > 0$, beim Antineutrino nur für $(\vec{\sigma}_\nu \vec{p}_\nu) < 0$ irgend eine Wechselwirkung mit andern Teilchen stattfindet. Für ein solches Modell sind die C - und die P -Invarianz notwendig verletzt, die CP - und T -Invarianz sind möglich, aber nicht notwendig, und es gilt ein Erhaltungssatz für die Differenz der Teilchen- und Antiteilchenzahlen für die Leptonen. Die bis jetzt vorliegenden Experimente reichen jedoch nicht aus, um die Richtigkeit dieses speziellen Modells

⁴ C. S. WU, E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPES und R. P. HUDSON, Phys. Rev. 105, 1413 (1957); Co^{60} . - H. POSTMA, W. J. HUISKAMP, A. R. MIEDEMA, M. J. STEENLAMD, H. A. TOLHOEK und C. J. GORTER, Physica 23, 259 (1957); Co^{58} . - E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPES, R. P. HUDSON und C. S. WU, Phys. Rev. 106, 1361 (1957); Co^{60} , Co^{58} . - Analoges Experiment mit polarisierten Neutronen: M. T. BURGY, R. J. EPSTEIN, V. E. KROHN, T. B. NOVAY, S. RABOY, G. R. RINGO und V. L. TELEGGI, Phys. Rev. 107, 1731 (1957).

⁵ T. D. LEE und C. N. YANG, Phys. Rev. 104, 254 (1956). - T. D. LEE, R. OEHME und C. N. YANG, Phys. Rev. 106, 340 (1957).

⁶ Zuerst ausgeführt von H. FRAUENFELDER, R. BOBONE, E. VON GOELER, N. LEVINE, H. R. LEWIS, R. N. PEACOCK, A. ROSSI und G. DE PASQUALI, Phys. Rev. 106, 386 (1957); Co^{60} . - Sodann M. GOLDBABER, L. GRODZINS und A. W. SUNYAR, Phys. Rev. 106, 826 (1957); Bremsstrahlung. - S. S. HANNA, R. S. PRESTON, Phys. Rev. 106, 1363 (1957); Cu^{64} . - H. FRAUENFELDER, A. O. HANSON, N. LEVINE, A. ROSSI und G. DE PASQUALI, Phys. Rev. 107, 643 (1957); Møller-Streuung. - M. DEUTSCH, B. GITTELMAN, R. W. BAUER, L. GRODZINS und A. W. SUNYAR, Phys. Rev. 107, 1733 (1957); Ga^{66} , Cl^{34} . - A. DE SHALIT, S. KUPERMAN, H. J. LIPKIN und T. ROTHEN, Phys. Rev. 107, 1459 (1957); Doppelstreuung. - F. BOEHM, T. B. NOVAY, G. A. BARNES und B. STECH, Phys. Rev. (im Druck): N¹³.

⁷ H. SCHOPPER, Phil. Mag. 2, 710 (1957). - H. APPEL und H. SCHOPPER, Z. Phys. 149, 103 (1957). - F. BOEHM und A. H. WAPSTRA, Phys. Rev. 106, 1364 (1957); 107, 1202 und 1462 (1957).

⁸ R. L. GARWIN, L. M. LEDERMANN und M. WEINRICH, Phys. Rev. 105, 1415 (1957); Cyclotron. - J. I. FRIEDMAN und V. L. TELEGGI, Phys. Rev. 105, 1681 (1957); Photoplatten. - S. auch D. BERLEY, T. COFFIN, R. L. GARWIN, L. M. LEDERMAN, M. WEINRICH, Phys. Rev. 106, 835 (1957).

⁹ R. SALAM, Nuovo Cim. 5, 229 (1957). - T. D. LEE, C. N. YANG, Phys. Rev. 105, 1671 (1957). - L. LANDAU, Nuclear Physics 3, 127 (1957).

sicherzustellen. Um in der allgemeinsten Wechselwirkung des Betazerfalls ohne P - und C -Symmetrie die Konstanten festzulegen, sind nämlich weitere Experimente notwendig, die an sich nichts mit Parität zu tun haben und die Richtungskorrelation von Elektron und Neutrino bei der Emission bestimmen. Diese kann man nicht direkt messen, doch ist der Rückstoss der entstehenden schweren Teilchen (der Kerne; beim Zerfall des freien Neutrons: der Protonen) der Messung zugänglich. Aus diesem kann sodann mit Hilfe des Impulssatzes auf die Richtung und Grösse des Neutrinoimpulses zurückgeschlossen werden. Obwohl diese Messungen durch die in den Uranreaktoren zur Verfügung stehenden starken radioaktiven Quellen nunmehr wesentlich erleichtert sind, befinden sie sich immer noch in einem konfusen, einander widersprechenden Zustand, und ihre weitere Entwicklung muss abgewartet werden.

Selbst wenn das spezielle R -bzw. L -Modell für das Neutrino sich bei allen seinen Reaktionen als richtig erweisen sollte, dürfte dies kaum eine genügende Erklärung für die Verletzung der P -Symmetrie bei schwachen Wechselwirkungen im allgemeinen liefern. Denn, wie LEE und YANG bereits in ihrer ersten Arbeit² bemerkt haben, gibt es mit einiger Sicherheit auch paritätsverletzende Wechselwirkungen, in welche das Neutrino gar nicht eingeht. Bei dem sogenannten « θ - τ -puzzle» führt nämlich die Annahme der P -Invarianz (Erhaltung der Parität bei den betreffenden Reaktionen) zur Notwendigkeit, verschiedene Teilchen mit in guter Näherung gleichen Massen und Lebensdauern anzunehmen¹⁰. Hierfür liess sich keine auch nur einigermaßen plausible Erklärung finden. Bei Annahme von Paritätsverletzung genügt es jedoch, bei diesen verschiedenen Zerfallsreaktionen *ein und dasselbe Teilchen* (K -Meson) anzunehmen, dem dann keine Parität zukommen muss.

III. Ausblick auf theoretische Probleme

Die tieferen ungelösten Schwierigkeiten der quantisierten Feldtheorien, die sich in mathematischen Divergenzen äussern, treten bei den schwachen Wechselwirkungen nicht zutage, da man sich mit den niedrigsten Näherungen der Störungstheorie begnügen kann. Ebensovienig macht sich bei einem rein phänomenologischen Standpunkt der Theorie gegenüber den neuen Phänomenen das Nichtvorhandensein einer theoretischen Herleitung und Deutung der Massen- und Spinwerte der Teilchen in der Natur unmittelbar geltend. Beim jetzigen Stand der Theorie scheint sich daher gegenüber der empirischen Verletzung der C - und P -Symmetrien eher ein Überfluss von formalen Möglichkeiten als eine formale Unerklärbarkeit zu zeigen.

¹⁰ Siehe hierzu R. DALITZ, Phil. Mag. 44, 1068 (1953). – E. FABRI, Nuovo Cim. 11, 479 (1954). – Ferner Proceedings of the sixth Rochester Conference (1956).

Wenn es sich aber auch diesmal als methodisch richtig erwiesen hat, erst einmal die Frage nach dem *Wie* aufzuwerfen und die tiefere Frage nach dem *Warum* zurückzustellen, so ist diese doch unbeantwortet vorhanden und dürfte in Zukunft noch weiter ihre Berechtigung geltend machen. Ich halte es für verfehlt, sich davor in eine mir oberflächlich scheinende, opportunistische «Beschwichtigungsphilosophie» (dies Wort stammt von P. EHRENFEST) oder in zu einfache «Patentlösungen» zu flüchten.

Man kann von hier in zwei Richtungen weitergehen. Erstens kann man die Frage, warum die schwachen Wechselwirkungen die C - und P -Symmetrien verletzen, durch die andere Frage ersetzen, warum bei den starken und den elektromagnetischen Wechselwirkungen diese Symmetrien vorhanden sind. Man kann versuchen, diese Symmetrien auf andere speziellere Eigenschaften dieser Wechselwirkungen zurückzuführen.

Zweitens kann man versuchen, einen Zusammenhang der Symmetrieverletzungen im Kleinen mit Eigenschaften des Universums im Grossen aufzufinden und zu begründen¹¹. Dies überschreitet aber die Möglichkeiten der jetzt bekannten Theorien der Gravitation. Die Gravitationswirkungen, die in den anfangs angeführten drei Kategorien der Wechselwirkungen nicht enthalten sind, müssen zwar als noch viel schwächer als die «schwachen Wechselwirkungen» bezeichnet werden. Nach der Gravitationstheorie von EINSTEIN, der keine bekannten Phänomene widersprechen, erfüllen die Gravitationswirkungen jedoch alle Symmetrien C , P und T . Auch sind die direkten Einflüsse des Schwerfeldes auf die besprochenen atomaren Phänomene praktisch völlig vernachlässigbar.

Um bei der Frage des Zusammenhanges zwischen dem Kleinen und dem Grossen über vage Spekulationen hinauszugelangen, fehlen daher noch wesentlich neue Ideen. Hiermit soll jedoch nicht die Unmöglichkeit eines solchen Zusammenhanges bestimmt behauptet werden.

So führen uns die hier besprochenen neuen empirischen Ergebnisse in Probleme, deren Lösung vielleicht noch in ferner Zukunft liegt.

Summary

The reflections of charge (C), space-coordinates (P) and time (T) and, particularly in connection with the space reflection, the distinction between polar vector and axial vector, scalar and pseudoscalar products are explained. The three different kinds of strong, medium (electromagnetic) and weak interactions are introduced. While the first two of them fulfil all reflection invariances mentioned separately, LEE and YANG showed (1956) that for the weak interactions no sufficient empirical evidence existed for the reflection invariances, and they also suggested experiments for checking them.

¹¹ T. D. LEE, *Weak interaction*, in Proceedings of the seventh Rochester Conference (1957), Abschnitt über *Mach's principle*. – Für die allgemeine Diskussion s. auch E. P. WIGNER, Revs. Modern Phys. 29, 255 (1957).

The qualitative aspect of the experimental results available in November 1957, which show the violation of the C - and the P -invariance for weak interactions, is reviewed. The methods hereby applied are betadecay of oriented nuclei, polarisation of emitted electrons in beta-decay, beta-gamma-correlation, asymmetry in the decay of μ -mesons generated by π -meson-decay. The solu-

tion of the θ - τ -puzzle by the assumption of a single particle (K -meson) without defined parity is mentioned.

In the concluding section, some aspects of the unsolved theoretical problems of the deeper reasons for the symmetry violations of the weak interactions are briefly discussed which will possibly also lead into open cosmological questions.
