

Die Solfatara.

Von A. RITTMANN, Neapel.

(Aus dem Vulkaninstitut IMMANUEL FRIEDLAENDER.)

Das einzige heute noch tätige Vulkangebiet des europäischen Festlandes umfaßt einen großen Teil Campaniens mit den Vesuv und den Phlegräischen Feldern, die ein Gewirr von über vierzig meistens völlig erloschenen Vulkanen darstellen. Die älteren derselben sind der Erosion oder späteren, benachbarten Ausbrüchen teilweise zum Opfer gefallen, so daß sie nur auf Grund eingehender geologischer Untersuchungen rekonstruiert werden können. Unter den jüngeren sind jedoch einige ausgezeichnet erhalten, so der Krater der Astroni, dessen bewaldeter Kessel eine der landschaftlich schönsten Stellen der näheren Umgebung Neapels ist, der mit einem düsteren See erfüllte Krater des Avernovulkans und der erst 1538 in wenigen Tagen entstandene Kegel des Monte Nuovo mit seinem tiefen, trichterförmigen Gipfelkrater. Zu den besterhaltenen Kratern gehört die Solfatara, die durch die Förderung von teilweise stark überhitztem Wasserdampf, dem etwas Schwefelwasserstoff und andere Gase beigemischt sind, unter allen campanischen Vulkanen eine Sonderstellung einnimmt. In außereuropäischen Gebieten gibt es jedoch zahlreiche Vulkane im „Solfataren-Zustand“, da dieser ganz allgemein für eine gewisse Phase der Ruhe oder des Erlöschens der feuerspeienden Berge kennzeichnend ist.

Die Lage und die Größenverhältnisse des Solfatarakraters ergeben sich aus den beiden Kartenskizzen (Fig. 1 und 2), die, um eine ermüdende Beschreibung der geographischen Verhältnisse zu vermeiden, beigefügt sind.

Durch ihre Lage in unmittelbarer Nähe des alten Puteoli am Golf von Baiae gehört die Solfatara zu den wenigen Vulkanen, die seit dem Altertum bekannt sind. Trotzdem gibt es nur wenige historische Dokumente, in denen sie erwähnt wird. Der Grund dürfte darin zu suchen sein, daß dieser scheinbar halberloschene Vulkan seit Beginn der historischen Zeit bis ins Jahr 1198 n. Chr. keine Eruption hatte, die, sei es wegen der Großartigkeit des Schauspiels, sei es wegen der angerichteten Verheerungen, den Chronisten erwähnenswert erschien.

Unter den Schriftstellern der römischen Kaiserzeit haben sich STRABON, PETRONIUS ARBITER und SILIUS ITALICUS über die Solfatara geäußert. Aus ihren Aufzeichnungen folgt mit Sicherheit, daß die damalige Tätigkeit eine ähnliche, wahrscheinlich aber etwas stärkere war, als die heutige.

Eine Unterbrechung dieses Zustandes verhältnismäßiger Ruhe durch eine plötzliche Erup-

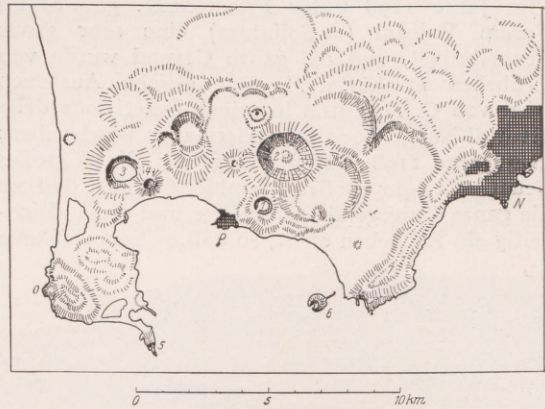


Fig. 1. Kartenskizze der Phlegräischen Felder. N Neapel, P Pozzuoli, 1 Solfatara, 2 Astroni-Krater, 3 Avernovulkan, 4 Monte Nuovo, 5 Kap Misenum, 6 Nisida, 7 Posillip.



Fig. 2. Kartenskizze des Solfatara-Kraters. E Eingang, B Bocca grande mit dem Observatorium des Vulkaninstituts I. FRIEDLAENDER, D Altes Dampfbad, S Schlamm-sprudel, P Piccola Solfatara, G Gasquellen (vgl. Fig. 4), M Monte Olibano.

tion scheint jedoch im Jahre 1198 n. Chr. stattgefunden zu haben. Leider wurden bis jetzt noch keine zeitgenössischen Dokumente über diesen Ausbruch bekannt, und man ist auf die Angaben zweier Schriftsteller des 17. Jahrhunderts angewiesen, die eine solche erwähnen, ohne die historischen Quellen anzugeben, aus denen sie ihre Kenntnisse geschöpft haben. G. C. CAPACCIO schreibt in seiner *Historiae Neapolitanae* 1674: „Im Jahre 1198 unter Friedrich II. gab es im Forum Vulcani (= Solfatara) eine sehr große Feuersbrunst, und die ganze Gegend wurde von Erdbeben erschüttert.“ Der gleiche Ausbruch wird von G. MORMILE in seiner *Descrizione della Città di Napoli* 1670 folgendermaßen beschrieben: „Im Jahre 1198 warf die Solfatara ein so großes Feuer mit sehr großen Steinblöcken aus, daß sie die ganze Umgegend beschädigte und diese gleichzeitig ein Erdbeben erlitt, so daß es kein Gebäude

Die Solfatara zeigt in groben Umrissen folgenden geologischen Aufbau: Die Kraterwände bestehen vorwiegend aus trachytischen Bimsstein- und Aschentuffen, die oft prachtvolle Pisolithen enthalten und denen 4 Trachytmassen ein- oder aufgelagert sind. Drei sind im unteren Teil der Kraterwände aufgeschlossen, die vierte, jüngste und mächtigste derselben bildet die Südwand in ihrer ganzen Höhe und hat sich in gewaltigen, sich überlagernden Strömen gegen Süden bis zum Meer hin ergossen, wo sie den Monte Olibano bildet (Fig. 3).

Der Ausbruch dieser Lavamasse muß in vorhistorischer Zeit erfolgt sein, da es nicht denkbar ist, daß ein solch eindrucksvolles Naturereignis keine, wenn auch nur sagenhafte Überlieferung hinterlassen haben soll. Außer diesen massigen Trachyten gibt es noch Trachytgänge, wovon einer unmittelbar neben der Bocca grande an-



Fig. 3. Die Solfatara vom SW-Kratertrand aus gesehen. In der Mitte die Aschenebene des ehemaligen Seegrundes. Rechts die Trachytmasse des Monte Olibano. Im Hintergrund die Bocca grande.

gab, das es nicht spürte, wovon alles übel zu gerichtet und beschädigt wurde.“

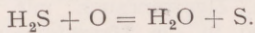
Diese spärlichen Überlieferungen haben viele Geologen veranlaßt, die erwähnte Eruption anzuzweifeln. Sie stützen sich dabei auf die Tatsache, daß es bis heute nicht mit Sicherheit gelungen ist, jugendliche Auswurfsmassen an der Solfatara festzustellen. Das kann allerdings auch davon herrühren, daß eine gründliche geologische Untersuchung dieses Gebietes bisher von niemand durchgeführt wurde. Es gibt in unmittelbarer Nähe des Kraters lose, bräunliche Trachyt-schlacken, die vielleicht ihre Entstehung diesem Ausbruch zu verdanken haben. Für dessen Existenz dürfte die Erwähnung von feurigen Massen durch PETRARCA sprechen, der im 14. Jahrhundert die Solfatara besuchte. Auch ELISIO erwähnt gegen Ende des 14. Jahrhunderts eine äußerst starke Fumarolentätigkeit und geysierartige Erscheinungen, die ebenfalls für eine ausklingende Eruptivphase sprechen.

steht. Der ebene Kraterboden besteht größtenteils aus eingeschwemmten, mehr oder weniger zersetzten vulkanischen Aschen, die so porös sind, daß der Boden beim Aufstampfen hohl klingt. Sie sind am Grunde eines ehemaligen Kratersees abgelagert worden, der wahrscheinlich im 16. Jahrhundert austrocknete. Dieser muß in nachrömischer Zeit entstanden sein, da ihn keiner der alten Schriftsteller erwähnt.

Daß die Magmamassen in der Tiefe noch nicht erkaltet sind beweisen die zahlreichen Dampfquellen, die überall im Krater zutage treten. Die Dämpfe der größten — Bocca grande — besitzen eine Temperatur von $162\frac{1}{2}^{\circ}\text{C}$. Sie brechen aus einer Spalte unter Zischen so heftig hervor, daß sie den über den Öffnungen liegenden Sand in eine tanzende Bewegung versetzen. E. SALVATORE hat sie im Auftrage des Vulkaninstituts analysiert und fand, abgesehen von dem weit vorherrschendem Wasserdampf, folgende Zusammensetzung der geförderten Gase als Mittel aus 4 Analysen:

CO ₂	99,19	%
H ₂ S	0,47	,,
CH ₄	0,0086	,,
H ₂	0,0682	,,
N	0,2599	,,
Ar + He	0,0021	,,
	<hr/>	
	99,9988	%

Die Gase wurden durch Bleiröhren aus dem Fumarenkanal in etwa 60 cm Tiefe abgeleitet, um die Oxydation durch den Luftsauerstoff zu vermeiden, daher wurde weder Schwefeldioxyd noch Sauerstoff gefunden. Rund um die Dampfquellen bilden sich Krystalle von Schwefel und in der Bocca grande auch von Realgar (AsS). Die Entstehung des Schwefels beruht auf der Oxydation des Schwefelwasserstoffs durch den Luftsauerstoff nach der Formel



Teilweise geht die Oxydation noch weiter bis zur Bildung von Schwefeldioxyd, das zersetzend auf die umgebenden Gesteine einwirkt und deren Zerfall und Bleichung herbeiführt. Die Wirkung der Solfataragase macht sich auch auf dem östlichen Außenhang des Vulkans geltend, der nach seinen weißverfärbten Gesteinen „Colli Leucogei“ — die weißen Hügel — genannt wird.

Außer der Bocca grande, die gegenwärtig die stärkste Dampf Förderung und die höchste Temperatur in der Solfatara zeigt, gibt es noch eine Reihe kleinerer Dampfquellen, die an den Kraterwänden oder im östlichen Teil des Kraterbodens zutage treten. Ihre Tätigkeit ist im Laufe der Zeit starken Schwankungen unterworfen. So war früher die Stelle stärkster Dampfentwicklung etwa 150 m nördlich der Bocca grande gelegen, wo heute noch die Ruinen eines Dampfbades zu sehen sind. Später kam es zu einer erhöhten Tätigkeit im südöstlichen Teil des Kraters, die aber bald wieder stark abnahm. Von Zeit zu Zeit brechen hier und da neue Dampfquellen plötzlich aus dem Kraterboden hervor und schleudern das hier angesammelte Grundwasser oft mehrere Meter hoch in die Luft, so daß geysierartige Erscheinungen entstehen, wie sie zuletzt im Jahre 1903 beobachtet wurden. Bricht sich eine kräftige Dampfquelle durch den aschenreichen Kraterboden Bahn, so bildet sich mit der Zeit eine kesselförmige Vertiefung, in der unter mächtigen Blasenwerfen ein schlammiger, schwärzlicher Brei brodelt. Dieser besteht aus feinsten, im Grundwasser aufgeschlemmten Aschenteilchen, wobei die andauernde Zufuhr überhitzten Wasserdampfes aus der Tiefe

den wässrigen Brei im Kochen erhält. Selbstverständlich hat diese sprudelnde Schlamm Masse nichts mit flüssiger Lava zu tun, wenn auch die Solfataraführer sie gern als solche bezeichnen, zum Teil um bei den Touristen Eindruck zu machen zum Teil wohl auch ohne berechnende Absicht, da in den vulkanischen Gegenden Italiens ganz allgemein jegliche breiartige Masse Lava genannt wird, so daß auch häufig Schlammströme als Laven angesprochen werden.

Die größeren Dampfquellen des Kraterbodens sind meist mit einem niederen Wall ausgeworfenen und erhärteten Schlammes umgeben, der bei späterer Austrocknung des Kesselinhaltes als Zeuge der Schlamm sprudelphase erhalten bleibt. Die ungemein zahlreichen kleinen und kleinsten Dampfquellen und Gasexhalationen, die aus allen Fugen des östlichen Kraterbodens hervorströmen,



Fig. 4. Gasquellen und Pfützen mit Kohlensäurebläschen auf der Aschenschlammebene.

entgehen im allgemeinen der Beobachtung. Nur nach längerem Regenwetter bilden sich in den flachen Depressionen der für Wasser fast undurchlässigen Aschenschlammebene große Pfützen, in denen massenhaft Kohlensäurebläschen aufsteigen, während die kleinen Mengen des dem Boden entströmenden Wasserdampfes sofort kondensiert werden und zur Erwärmung der Pfützen beitragen, so daß diese oft Temperaturen von 60° C und mehr erreichen. In dem aufgeweichten Schlamm bilden sich dann kleine, trichterförmige Löcher, die die Austrittsstellen der Gase kennzeichnen (Fig. 4).

Eine Erscheinung, die in der Solfatara gezeigt wird und oft verblüffend wirkt, ist die gewaltige Steigerung der Dampfmassen, die bei Annäherung einer brennenden Fackel an die Dampfquelle eintritt (Fig. 5 und 6). Dieses „Solfataraphänomen“ zeigen alle Dampfquellen der Welt, ist also nicht lokal begründet. Eine wirklich gründliche wissenschaftliche Unter-

suchung hat die Erscheinung noch nicht erfahren, aber aus Analogie mit Laboratoriumsversuchen und aus der Art des Auftretens des natürlichen Phänomens lassen sich mit ziemlicher Sicherheit Rückschlüsse auf die Natur des Vorganges ziehen.

Die Steigerung der Tätigkeit ist eine nur scheinbare, da die Quelle während des Versuchs

also nicht proportional zur Größe der Flamme oder des glimmenden Gegenstandes ist. Laboratoriumsversuche haben gezeigt, daß Rauch- oder Staubpartikel, in erhöhtem Maße jedoch elektrisch geladene Teilchen und Ionen als Kondensationskerne wirken und augenblicklich Tröpfchenbildung in gesättigten Dämpfen auslösen. Bei der An-



Fig. 5. Dampfquelle NE der Piccola Solfatara.



Fig. 6. Dieselbe Dampfquelle bei Annäherung eines brennenden Gegenstandes.

nicht mehr Dampf fördert als gewöhnlich, sondern die geförderte Dampfmasse lediglich zu erhöhter Tröpfchenbildung gereizt und dadurch besser sichtbar wird. Die Frage muß also nach der Ursache der gesteigerten Kondensation gestellt werden.

Die Erscheinung wird nicht nur von einer brennenden Fackel ausgelöst, sondern auch von glimmendem Zunder, brennenden Zigarren und Zigaretten, wobei die Wirkung fast gleich stark,

Bei der Annäherung eines rauchenden und brennenden Gegenstandes an die Dampfquelle von der Windseite her werden Rauchpartikel dem Dampf beigemengt, gleichzeitig wird aber auch die Luft in der Nähe der Flamme ionisiert, so daß die Wirkung durch die Gegenwart elektrisch geladener Teilchen wesentlich gesteigert wird (Fig. 5). Bläst man Zigarrenrauch mit dem Mund in die Dampfquelle — nachdem die Zigarre einige Meter weit entfernt weggelegt wurde —, so ist die Wirkung um ein Mehrfaches kleiner, als die der brennenden Zigarre selbst, obschon die Rauchmenge sicher größer ist. Die Hauptwirkung scheint daher auf der durch den glühenden Körper hervorgerufenen Ionisation zu beruhen. Auf die elektrische Natur des Phänomens weist auch der Umstand hin, daß fast augenblicklich die in einem Umkreis von mehreren Metern gelegenen Dampfquellen zu stärkerer Kondensation ihrer Dämpfe gereizt werden.

Eine andere Erklärung wurde schon vor neunzig Jahren durch PIRIA gegeben. Er ließ ein Gemenge von Wasserdampf, Luft und Schwefelwasserstoff aus einer engen Öffnung ausströmen und hielt ein Stück glimmenden Zunders dagegen. Sofort stellte sich erhöhte Tröpfchenbildung ein, die aber in diesem Falle von einer chemischen Reaktion begleitet war, die sich durch das Verschwinden des Schwefelwasserstoffgeruches bemerkbar machte, an dessen Stelle der stechende Geruch von Schwefeldioxyd trat. Der glimmende Zunder begünstigte also die Oxydation des Schwefelwasserstoffes, wobei als Zwischenstufe, wie weiter oben schon ausgeführt wurde, auch freier Schwefel entstand, dessen Partikel als Kondensationskerne wirkten. Möglich, daß auch dieser Vorgang am Zustandekommen des Solfatara-Phänomens teil hat, eine entscheidende Rolle kann er aber nicht spielen, sonst würde der

Versuch bei Dampfquellen, die absolut frei von Schwefelwasserstoff sind, ein negatives Resultat zeitigen. Dies trifft aber nicht zu, wie man sich an den nur Wasserdampf, Kohlensäure und Luft fördernden Dampfquellen des Monte Tabors, des Cotto und anderer Orte auf der benachbarten Insel Ischia überzeugen kann.

Über die Herkunft der in der Solfatara geförderten Gase und Dämpfe wurden mancherlei Meinungen geäußert. Sicher ist, daß wir als Ursache der ganzen Erscheinung einen noch nicht erkalteten Magmaherd in der Tiefe ansehen müssen, dessen Existenz durch historische Ausbrüche, bradisismische Bewegungen, verringerte geothermische Tiefenstufe usw. erwiesen ist. Der extremen Anschauung, daß dieser Herd nur durch Wärmeabgabe wirkt und daß die geförderten Dämpfe ausschließlich verdampfendes Grundwasser sind, kann nicht beigezogen werden. Wohl mag ein großer Teil des Wasserdampfes vadosen Ursprunges sein, aber die übrigen Gase und ein entsprechender Teil des Wassers selbst stammt höchstwahrscheinlich aus dem erstarrenden Magma der Tiefe. Beim Krystallisieren einer gashaltigen, kompliziert zusammengesetzten Silicatschmelze, wie sie das Magma darstellt, werden die gelösten Gase in der Restschmelze wie in einer Mutterlauge angereichert, da sie in den zuerst auskrystallisierenden Mineralien nicht gebunden werden können. Bei fortschreitender Abkühlung wird die Restschmelze immer gasreicher, und je nach den Druck- und Temperaturverhältnissen wird ein fraktioniertes Abdestillieren der aufgespeicherten Gasmassen — zu denen auch Wasserdampf gehört — einsetzen. Es ist hier nicht der Ort, auf die dabei möglichen Erscheinungen des

retrograden Siedens, der Störung physikalisch-chemischer Gleichgewichte usw. einzugehen. Es genüge der Hinweis, daß eine stichhaltige Erklärung der Entstehung vulkanischer Exhalationen von den heißen, trockenen Fumarolen über alle Stufen herunter bis zu den Solfataren, Moffetten und Thermalquellen mit Hilfe der physikalisch-chemischen Erscheinungen an erstarrenden Magmassen möglich ist, trotzdem im einzelnen noch ungeheuer viel Forscherarbeit geleistet werden muß, um die zum Teil außerordentlich komplizierten Verhältnisse der Krystallisationsdifferentiation und ihrer Begleiterscheinungen völlig zu erfassen.

Unsere Kenntnisse dieser Erscheinungen wurden auch durch die Untersuchungen der Solfataraexhalationen gefördert. Dieser schlummernde Vulkan beschäftigt die Wissenschaft seit hunderten von Jahren, leider aber meistens nur vorübergehend, so daß eine Menge Einzelbeobachtungen vorliegen, die aber nicht genügen, um die Schwankungen der Temperatur, der Dampfmenge und der Zusammensetzung der Exhalationen in geschlossener zeitlicher Folge zu überblicken. Erst wenn dies der Fall sein wird, wird man über die quantitative Beteiligung vadosen Wassers, über die Variabilität der Förderung juveniler Gasmassen, über die Abhängigkeit der Solfataratätigkeit von meteorologischen und vielleicht auch astronomischen Einflüssen, über Zusammenhänge oder Unabhängigkeit der Solfatara von den übrigen vulkanischen und den bradisismischen Erscheinungen Campaniens endgültige Schlüsse ziehen können. Ein reiches Arbeitsgebiet für geduldige, aber wahrscheinlich ergebnisreiche Einzelforschung harret hier des Beobachters.

Über die Beeinflussung von Flüssigkeits- und Gasströmungen mit Hilfe der Grenzschicht. (Zusammenfassender Bericht.)

VON O. SCHRENK, Göttingen.

(Aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Strömungsforschung.)

I. Allgemeines.

Grenzschichten — im üblichen Sinne der Hydrodynamik — entstehen bei Strömungen mit großen REYNOLDSSchen Kennzahlen R^1 (1, 2, 3, 4)².

Physikalisch ist die Strömungsform mit Grenz-

¹ R ist $\frac{vl\rho}{\eta}$, worin v eine Geschwindigkeit, ρ die Dichte und η die Viscosität des strömenden Stoffes, und l eine von Fall zu Fall festzusetzende Längenabmessung der Anordnung ist. Die Bedeutung von R erhellt aus dem in weiten Gebieten der Hydrodynamik gültigen REYNOLDSSchen Ähnlichkeitsgesetz: zwei Strömungen in geometrisch ähnlichen Körperanordnungen müssen dann geometrisch ähnlich verlaufen, wenn

$$R_1 = R_2, \text{ d. h. } \frac{v_1 l_1 \rho_1}{\eta_1} = \frac{v_2 l_2 \rho_2}{\eta_2}$$

ist; v_1 und v_2 , l_1 und l_2 sind entsprechende Wertepaare der beiden Vorgänge.

² Die in Klammern angegebenen Nummern verweisen auf das Literaturverzeichnis am Schluß des Berichts.

schicht eigentlich nur ein Grenzfall ($R \rightarrow \infty$) aller überhaupt möglichen Strömungen; trotzdem gehören fast sämtliche Strömungen, die an Flugzeugen, Schiffen und hydraulischen Maschinen vorkommen, dieser Gruppe an.

Unter „Grenzschicht“ versteht man die wandnahe Schicht, in der die Strömungsgeschwindigkeit in steilem Abfall von einem durch Flüssigkeitsreibung nicht wesentlich beeinflussten Außenwerte auf den Wert Null — relativ zur Wand gemessen — herabgeht (vgl. Fig. 5); in der Grenzschicht sind im Gegensatz zur Außenströmung merkwürdige innere Reibungskräfte wirksam. Grenzschichten haben bei Propellerblättern eine Dicke von etwa 0,1–1 cm, bei Flugzeugtragflügeln die Größenordnung 1–10 cm, bei Luftschiffen und Schiffen 10–100 cm und mehr. Wie hier nur kurz bemerkt sein mag, unterscheiden sich Strömungen mit kleineren REYNOLDSSchen Zahlen von denen mit

großen dadurch, daß hier die von den festen Wänden herrührenden Reibungseinflüsse nicht auf eine dünne Schicht beschränkt sind, sondern weit ins ganze Strömungsfeld hineingreifen.

Es gehört zu den Hauptaussagen der *Grenzschichttheorie*, daß die an sich kaum bemerkbare Grenzschicht unter besonderen Bedingungen auf die Gestaltung der Außenströmung von maßgebendem Einfluß sein kann, indem sie die *Ablösung* der Außenströmung von ihrem Weg der Oberfläche entlang verursacht; die Ablösung wird durch die Entstehung von Totwasser- oder Windschattengebieten selbst dem Laien häufig spürbar. Bekanntlich werden diese Vorgänge ausgelöst durch eine Art von Steckenbleiben des Grenzschichtmaterials an der Ablösungsstelle (1, 3, 4, 18, 23, 24, 29, 30, 31).

Mit ähnlichen Erscheinungen hängen die nachstehend beschriebenen Effekte zusammen. Das Wesentliche dabei ist, daß die Ursache — der äußere Eingriff — sich fast durchweg auf die Beeinflussung der wandnahen Schicht beschränkt, die Wirkung dagegen sich auf einen großen Teil der Außenströmung erstreckt.

II. Das Diffusorprinzip.

Flugzeugtragflächen, Schiffsruder, Propellerblätter, ebenso Schiffe, Flugzeigrümpfe und Luftschiffe macht man mit Rücksicht auf die Widerstandsverringerung hinten schlank und spitz; ferner gibt man in Rohrleitungen den Diffusoren¹ d. h. Erweiterungsstücken, einen Erweiterungswinkel von nur wenigen Graden, um einen möglichst großen Teil der kinetischen Energie der Strömung in Druck umzusetzen und größere Energieverluste zu vermeiden.

Das entspricht so sehr dem (durch Erfahrung erworbenen) „natürlichen“ Gefühl, daß man sich über die Veranlassung zu diesen häufig unüblichen Bauformen meist nicht klar ist:

In einer gedachten Strömung *ohne* Grenzschicht, der reinen Potentialströmung, in der die äußersten Teilchen am festen Körper nicht haften, sondern reibungslos entlanggleiten, würde die dicke und hinten stumpfe Form (von Körpern mit scharfen Kanten abgesehen), ebensowenig einen Widerstand finden, wie die schlanke, und jeder beliebige Diffusor hätte einen Wirkungsgrad von 100 %.

Wenn die Wirklichkeit ganz anders aussieht, so ist daran die Grenzschicht schuld. Grenzschichten können bekanntlich keine beliebig steilen Druckanstiege entlang der Körperoberfläche überwinden, und die Schlankheit der Auftriebs- und Widerstandskörper hat ebenso wie die der Diffusoren nur den Zweck, den Grenzschichten Wege mit geringem Druckanstieg zu bereiten.

Wird ein steiler Druckanstieg von einer Grenzschicht verlangt, so bleibt sie infolge ihrer ver-

¹ Diffusoren sind konisch oder ähnlich ausgebildete Übergangsstücke, die einen engeren und einen erweiterten Rohrquerschnitt verbinden (vgl. die Skizze in Fig. 1).

minderten Energie „stecken“ und verursacht die Ablösung der ganzen Strömung von der Körperoberfläche. Der erwartete Druckanstieg, der ja eng mit den Geschwindigkeitsverhältnissen im ganzen Felde zusammenhängt, kommt nun nicht zustande oder wird auf ein für die Grenzschicht erträgliches Maß zurückgeführt.

Die Zusammengehörigkeit aller genannten Bauformen hinsichtlich der Druckanstiegsgefahr geht darauf zurück, daß jeder Körper im Wege einer Strömung eine Verengung des Strömungsquerschnitts mit anschließender Erweiterung bedeutet, von denen die letztere in diesem Zusammenhang von Bedeutung ist. Im Erweiterungsgebiet hat sich eine Umsetzung von kinetischer Energie in potentielle zu vollziehen, die genau der eines Diffusors entspricht. Der Druckanstieg wird beim *Auftrieb* erzeugenden Tragflügel noch größer als beim reinen Widerstandskörper, weil zur guten Auftriebserzeugung ein kräftiger Unterdruck am vorderen Ende der Flügeloberseite (daher „Saugseite“) gehört, der auf dem verjüngten anschließenden Flügelteil wieder rückgängig gemacht werden muß.

Eine Veränderung des Anstellwinkels ist in diesem Zusammenhang einer Veränderung des Diffusorwinkels gleichzusetzen, und wie beim Diffusor, so gibt es beim Tragflügel einen Grenzwinkel, oberhalb dessen der verlangte Druckanstieg zu steil wird. Der Auftrieb, d. h. die Tragfähigkeit des Flügels, verringert sich nach Überschreiten dieses Winkels erheblich (vgl. die Fig. 1 und 2). Auch der Flugzeugführer paßt sich dieser Eigenheit der Grenzschicht an, indem er das „Überziehen“ der Maschine vermeidet.

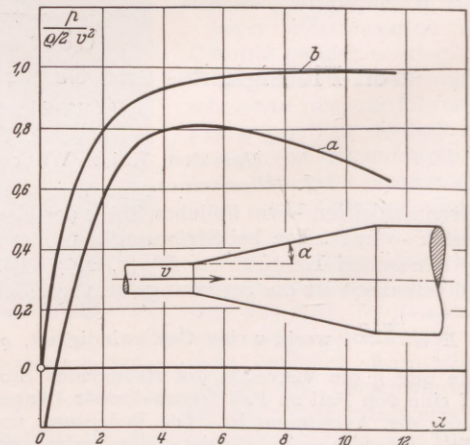


Fig. 1. Der Druckgewinn in einem Diffusor in Abhängigkeit vom Erweiterungswinkel bei konstanter Diffusorlänge. Der gewonnene Druck p ist bezogen auf die pro Volumeneinheit zur Verfügung stehende kinetische Energie $\frac{\rho}{2} v^2$ (Staudruck). a ist der tatsächliche Druckgewinn, b der nach der reibungslosen Theorie (verlustlose Strömung) zu erwartende. Der Diffusorwirkungsgrad η ist = tats. Wert/theor. Wert.

III. Das künstliche Turbulentmachen der Grenzschicht.

An einer Kugel von 200 mm Durchmesser ist folgende Beobachtung gemacht worden (5, 6, 7): Bei einer Windgeschwindigkeit von etwa 10 m/sk ergab der gemessene Widerstand einen dimensionslosen Beiwert-

$$c_w = \frac{W}{\frac{\rho}{2} v^2 r^2 \pi} = 0,48.$$

Legte man nun auf der Vorderseite parallel zum Äquator¹ einen etwas engeren kreisförmigen Draht-ring mit einer Drahtstärke zwischen 0,2 und 1 mm auf die Kugel auf, so ging der Widerstand auf ungefähr 0,15 herunter. Die überraschende Tatsache, daß ein scheinbares Hindernis eine solche Widerstandsverminderung hervorruft, erklärt sich aus den Vorgängen in der Grenzschicht.

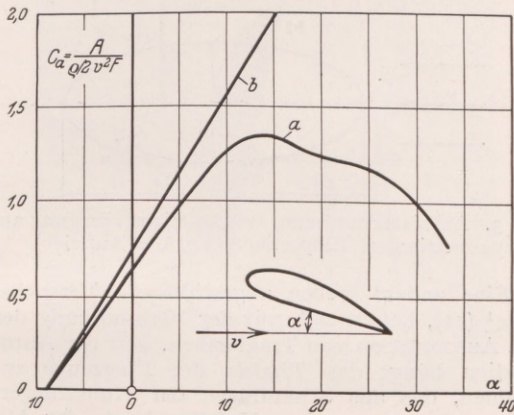


Fig. 2. Der Auftrieb einer Flugzeugtragfläche (Seitenverhältnis = $\frac{1}{5}$) in Abhängigkeit vom Anstellwinkel. Der Auftrieb A ist wie üblich auf dem Windstaudruck $\frac{\rho}{2} v^2$ und die Flügelfläche F bezogen. a ist die tatsächliche Auftriebskurve, b die bei reibungsloser Strömung zu erwartende.

Bisher ist nämlich nicht erwähnt worden, daß es 2 Arten von Grenzschichten gibt, solche mit laminarer² und solche mit turbulenter² Strömung (2, 3, 4, 5). Laminare Grenzschichten sind bei den etwas niedrigeren Reynoldsschen Zahlen (R , vgl. Abschn. I, Fußnote 1) vorhanden; mit Anwachsen von R , also beispielsweise bei größer werdender Geschwindigkeit, gehen sie — meist sprunghaft — in turbulente über, die man bei den sehr großen R -Werten fast ausschließlich¹ trifft. Daß auch unter der turbulenten Grenzschicht noch eine sehr viel dünnere laminare steckt, sei hier nur erwähnt. Zwischen dem Verhalten beider Typen be-

¹ Mit Äquator sei der senkrecht zur Stromrichtung stehende Großkreis bezeichnet.

² Laminar heißt eine Strömung mit lauter glatt nebeneinander verlaufenden Stromfäden, turbulent eine solche, bei der sich die Bahnen der einzelnen Teilchen in unregelmäßiger Weise durchflechten.

stehen weithin Analogien, andererseits aber auch ausgeprägte Unterschiede. Vor allem hinsichtlich der Kraftübertragung von Schicht zu Schicht unterscheiden sich beide Typen; in der laminaren Grenzschicht werden die Tangentialkräfte zwischen den parallel nebeneinander mit verschiedener Geschwindigkeit strömenden Schichten nur durch die innere Reibung vermittelt, in der turbulenten dagegen tritt dazu ein lebhafter Austausch von Massenteilchen, die den Impuls ihrer jeweiligen Ausgangsschicht in neue Schichten mitbringen, und so eine „scheinbare innere Reibung“ bewirken, die viel größer ist als die wirkliche. Aus der auf diese Weise stark vergrößerten Schleppwirkung innerhalb der turbulenten Strömung läßt es sich verstehen, daß turbulente Grenzschichten durch den Antrieb von Seiten der freien Strömung wesentlich mehr Druckanstieg überwinden können als laminare, ohne dabei zu erlahmen und eine Ablösung der Gesamtströmung hervorzurufen.

Während so bei der Kugel im unterkritischen Gebiet, d. h. im R -Bereich der laminaren Grenzschicht, die Ablösung schon in der Gegend des Äquators eintritt, legt sich die Strömung überkritisch, allerdings mit verdickter Grenzschicht, noch ein Stück auf der Strömungsrückseite an die Oberfläche an und bewirkt damit die geringere Größe des Wirbelgebietes und auch des Widerstands.

Wenn man nun in dem angeführten Falle der Kugel noch bedenkt, daß bei einer etwas höheren Geschwindigkeit, ungefähr 15 m/sk, der freiwillige Umschlag von laminarer zu turbulenter Grenzschicht eintritt, wobei derselbe Widerstandsabfall ohne Drahtring eintritt, so sieht man sofort, daß der Drahtring nichts weiter als ein Turbulenzerzeuger ist. Eine ähnliche Wirkung wird auch durch einen dünnen Draht erreicht, der vor der Kugel im Winde ausgespannt wird.

Theoretisch sind diese Versuche von großer Bedeutung, weil sie die Auslösungs- oder Relaiswirkung der Grenzschichtströmung zeigen. Ihre praktische Anwendung ist schon mehrfach erwogen worden, einerseits zur Widerstandsverringerung in geeigneten Fällen, andererseits um einen nach Möglichkeit gleichförmigen Strömungszustand — in diesem Fall den mit turbulenter Grenzschicht — über einen weiten Bereich von REYNOLDSSchen Zahlen zu erreichen (Beispiel: Konstanthaltung der Durchflußziffern von Mengenmeßdüsen). Bei den meisten technischen Strömungsvorgängen hat man übrigens von vornherein turbulente Grenzschicht, so daß der Effekt nicht weiter in Frage kommt.

IV. Strömungsverschlechterung durch Rauigkeits-erhebungen.

Durch Turbulentmachen der Grenzschicht kann man, wie gezeigt, unter gewissen Umständen Strömungen „verbessern“ („Verbessern“ = Annähern an die der Oberfläche völlig angeschmiegte Potentialströmung). In fast allen anderen Fällen wirken Rauigkeiten strömungsverschlechternd.

So haben sich wiederum an Kugeln folgende Erfahrungen ergeben: Fast jeder Beobachter hat andere Widerstandswerte erhalten, und es hat sich gezeigt, daß deren Größe unter anderem von der Art der Aufhängung der Kugel stark abhängt; am besten ist die Befestigung mittels eines Stieles, der am rückwärtigen Staupunkt angreift (7). Wie groß der Einfluß anderer Aufhängungen sein kann, sieht man etwa an folgendem Versuch: Steckt man bei einer richtig am hinteren Staupunkt befestigten Kugel von 20 cm Durchmesser zwei dünne Drähtchen von 0,8 mm Dicke und 110 mm Länge in der Äquatorgegend in die Oberfläche, so kann sich dadurch der ganze Widerstand um 100% und mehr vergrößern, obwohl der zusätzliche Widerstand des Drähtchens selbst überhaupt nicht ins Gewicht fällt. Voraussetzung für diese Widerstandsvergrößerung ist allerdings, daß schon vorher Turbulenz vorhanden war (vgl. Abschn. III). Beobachtungen, die zwar nicht ganz so auffällig, aber von größerer technischer Bedeutung sind, sind an Tragflächen gemacht worden (8, 9). Auf der Saugseite eines aerodynamischen guten Modellflügels von 30 cm Tiefe ist in der Nähe der Profilnase ein Drahtsiebstreifen von 4 cm Breite über der ganzen Flügellänge aufgespannt worden. Die höchsten Erhebungen des Gitters waren etwa 1 mm. Das erreichbare Auftriebsmaximum wurde dadurch von $c_a = 1,2$ auf $c_a = 0,6$ herabgedrückt. Gleichzeitig stiegen die Profilwiderstände bei gleichem Anstellwinkel auf ein Vielfaches des früheren Wertes.

Eine einseitige Strömungverschlechterung an einem symmetrischen Körper kann auch zur Auftriebserzeugung dienen; dies hat ein Versuch mit einem elliptisch profilierten Zylinder (Achsenverhältnis 2 : 5) gezeigt, dessen längere Ellipsenachse ohne Anstellwinkel in Windrichtung stand (10). Ein an geeigneter Stelle (dort, wo für andere Versuche der in Fig. 3 ersichtliche Schlitz angebracht wurde) parallel der Zylinderachse über das Profil gespannte Draht bewirkte einen Auftrieb $c_a = 0,4$, was etwa dem Zustand schwach belasteter und schnellfliegender Flugzeugflächen entspricht. Die Grenzschichtdicke ohne Draht war dabei ebenfalls etwa 2 mm. Die Erklärung ist die, daß sich die Stromlinien auf der gestörten Seite infolge einer gewissen Grenzschichtverdickung nicht mehr so eng an die Rundung des Profils anschmiegen, um so besser aber die der gegenüberliegenden, ungestörten Seite, die nun am hinteren Profilende einen „geschwächten Konkurrenten“ antreffen, der sich leichter wegdrängen läßt. Auf diese Weise entsteht eine unsymmetrische und Auftrieb erzeugende Strömung um das Profil.

V. Strömungverschlechterung durch Ausblasen.

Geringe Mengen austretender Luft wirken ganz ähnlich wie Rauigkeiten. Der Flugzeugkonstrukteur richtet sich danach und vermeidet im allgemeinen undichte Stellen auf der Saugseite seines Tragflügels.

Auch die im vorigen Abschnitt gezeigte Möglichkeit der Auftriebserzeugung an einem symmetrischen Körper läßt sich mit etwas Blaslufte an Stelle des Drahtes wiederholen (10). Dabei hat es sich als praktisch erwiesen, der Blaslufte einen *Gegenimpuls* gegen die Strömungsrichtung mitzugeben, d. h. Schlitzformen zu wählen, die der Fig. 3 entsprechen. Der Auftriebsbeiwert $c_a = 0,4$ z. B. wird erreicht mit Blasmengen, die, wenn man sie beim Abströmen unvermengt auf volle Geschwindigkeit brächte, eine Schichtdicke von $\frac{1}{2}\%$ der Länge der größeren Ellipsenachse hätten; das ist etwa die Hälfte der schon vorher in der Grenzschicht strömenden Luftmenge.

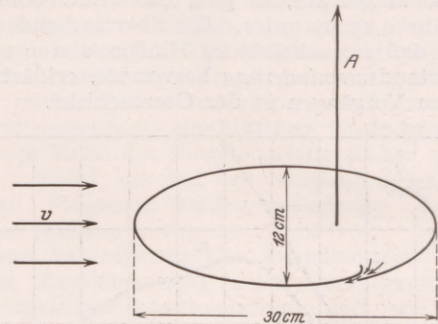


Fig. 3. Ausblaseanordnung zur Auftriebserzeugung am symmetrischen Ellipsenkörper ($A =$ Auftrieb).

Eine andere soeben abgeschlossene Versuchsreihe¹ (11), befaßt sich mit der Verhinderung der sog. Autorotation von Tragflächen. Mit der Autorotation hängt das *Trudeln* der Flugzeuge zusammen, das aus Schauflügen der Kunstflieger, aber auch von manchen Unfällen heute der Allgemeinheit nicht mehr fremd ist. Die Neigung zum Trudeln ist eine für viele Flugzeuge unerwünschte Eigenschaft, deren Auftreten sich bei der Konstruktion häufig noch nicht sicher verhüten läßt.

Trudeln entsteht durch Zusammenwirken von verschiedenen aerodynamischen und dynamischen Bedingungen. Eine davon ist die Autorotation, die man im Modellversuch für sich allein beobachten kann, etwa in einer Anordnung wie in Fig. 4. Eine Tragfläche wird auf einer in Windrichtung aufgehängten, gut gelagerten Drehachse befestigt, wobei die langen Flügelkanten senkrecht zum Wind stehen und der Anstellwinkel zwischen etwa 10 und 40° veränderlich ist. Trotz der Symmetrie der Anordnung gibt es in gewissen Anstellwinkeln stationäre Umlaufgeschwindigkeiten, mit denen die Anordnung ohne äußeren Antrieb wie eine Windmühle rotiert.

Dieser Vorgang ließ sich nun nach den erwähnten Versuchen unterdrücken oder mindestens auf 25–35% des ursprünglichen Wertes herabsetzen, indem man entsprechend Fig. 4 zwei symmetrische Schlitzlöcher auf der Saugseite anbrachte, die im Innern miteinander in Verbindung standen. In

¹ Vorschlag von Prof. BETZ.

einer solchen Anordnung entsteht infolge der bei einem Flügel mit Autorotation vorhandenen besonderen aerodynamischen Druckverhältnisse eine Strömung durch die Schlitzte, die an der herabgehenden Flügelhälfte in das Innere des Flügels gerichtet ist und am hochgehenden Ende wieder austritt. Dieser Vorgang hat zur Folge, daß die — vorher *abgerissene* — Außenströmung am abwärtsgehenden Ende durch Absaugung (vgl. Abschn. VIII) vielleicht etwas *verbessert*, und vor allem die vorher *anliegende* am anderen Ende durch ausgeblasene Luft stark *verschlechtert* wird. Dabei ändern sich die Auftriebskräfte beider Flügelhälften in dem Sinne, daß sich eine wesentlich kleinere stationäre Autorotationsdrehzahl einstellt.

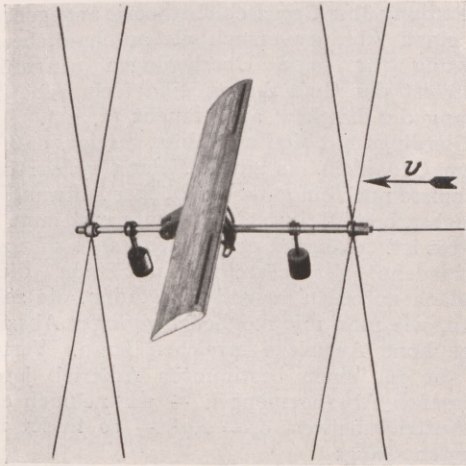


Fig. 4. Anordnung zur Beobachtung der Autorotation von Tragflächen; die Längsschlitzte auf dem Flügel dienen zur Unterdrückung der Autorotation, die Gewichte zum Schwerpunktausgleich.

VI. Strömungsverbesserung durch Ausblasen von Luft.

Wir haben festgestellt, daß das Ausblasen von Luft im allgemeinen eine Strömung verdirbt. In einem Falle aber kann genau das Gegenteil erreicht werden, die *Verhinderung* einer Ablösung, nämlich dann, wenn eine Luftschicht in *Strömungsrichtung* mit kräftiger Geschwindigkeit austritt und dadurch einer erlahmenden Grenzschicht neuen Vorwärtsimpuls zuführt¹. Schematisch deuten die Fig. 5a und 5b den Vorgang an. In Fig. 5a tritt Ablösung ein (Umkehr der Strömungsrichtung = Ablösung), in Fig. 5b ist sie vermieden; der Vorgang spielt sich in einer verzögerten und daher mit Druckanstieg behafteten Strömung ab.

Zu einer technischen Anwendung ist es bis heute noch nicht gekommen. Wohl sind an verschiedenen Stellen Versuche ausgeführt worden

¹ Patent des verstorbenen Prof. A. BAUMANN in Stuttgart.

(12, 13), so auch eine größere Reihe im Auftrag von Prof. BAUMANN in der Göttinger Versuchsanstalt¹, doch sind die bisher gemessenen Ausblaseleistungen durchweg noch zu groß für die Anwendung im wirklichen Flugzeug; dieser Mangel ist indessen nicht dem Prinzip, sondern den besonderen Schwierigkeiten solcher Versuche zuzuschreiben; günstigere Ergebnisse können bei weiterer Bearbeitung der Frage mit Recht erwartet werden.

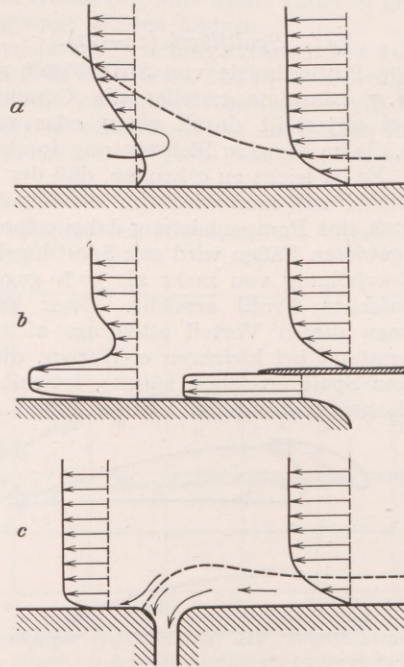


Fig. 5. (Schematisch, Grenzschichtdicken überhöht gezeichnet.) Entwicklung einer Grenzschicht in einem Gebiet mit kräftigem Druckanstieg längs der Körperoberfläche,

- a) ohne besondere Vorkehrungen (Ablösung),
- b) Verhinderung der Ablösung durch Blaswirkung,
- c) Verhinderung der Ablösung durch Absaugung.

Bei den Versuchen ging es darum, den Bereich der brauchbaren Profilanstellwinkel (vgl. Abschn. II vor allem Fig. 2) nach oben hin auszudehnen und so die Gefahr eines Überziehens der Maschine herabzusetzen. Eine Ausdehnung des Anstellwinkelbereichs nach oben hin ist insbesondere für das Starten und Landen wichtig, weil hier mit möglichst geringer Geschwindigkeit die Tragfähigkeit des Flugzeuges aufrecht erhalten werden muß.

Mit einem Flügel nach Fig. 6 (Flügeltiefe 200 mm, Schlitzbreite 5 mm) ist beispielsweise ein Auftriebsbeiwert $c_a = 1,95$ im Maximum erreicht worden, gegenüber einem Wert 1,27 für das glatte Profil ohne Ausblasen. Die Ausblasegeschwindigkeit war dabei etwa doppelt so groß wie die Wind-

¹ Veröffentlichung der Ergebnisse steht bevor (Bearbeiter: R. LANGER).

geschwindigkeit, der innere Ausblasedruck gleich dem dreifachen Windstaudruck. Durch weitere Steigerungen der Ausblasegeschwindigkeit konnte der maximale c_a -Wert weit über 2 gebracht werden.

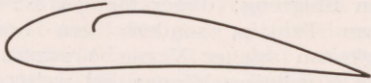


Fig. 6. Blasflügel.

VII. Spaltflügel (14-21).

Einige Profilschnitte von Spaltflügeln sind in der Fig. 7 zusammengestellt; die Gesamtfläche ist dabei unterteilt durch einen oder mehrere Schlitz, die im Fluge in Pfeilrichtung durchströmt werden. Es ist leicht zu erkennen, daß der Effekt ein ähnlicher sein muß wie beim Blasflügel, ohne daß jedoch eine Pumpenleistung dabei erforderlich ist. In gewissen Fällen wird mit Spaltflügeln eine Auftriebserhöhung von mehr als 50% gegenüber dem einfachen Profil erreicht. Ganz umsonst erhält man diesen Vorteil allerdings nicht; der Luftwiderstand bei kleineren c_a -Werten, die man auch ohne Spalt erreichen könnte, ist mit Spalt erheblich größer als beim glatten Flügel. Eine

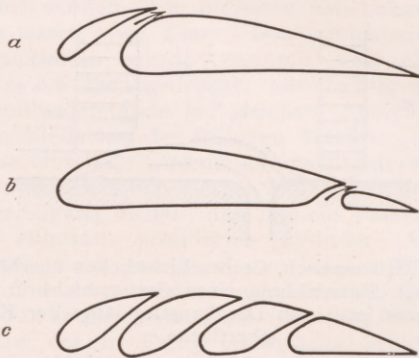


Fig. 7. Spaltflügel.

englische Ausführung (HANDLEY-PAGE) vermeidet dies durch Verwendung eines Spaltes ähnlich wie in Fig. 7a, der nur bei den größeren Winkeln geöffnet wird, indem sich der kleine Vorderflügel vom Hauptflügel selbsttätig abhebt; das Profil ist in diesem Falle bei kleinen Anstellwinkeln geschlossen und hat annähernd die aerodynamischen Eigenschaften des glatten Flügels.

Das Spaltflügelprinzip hat seit Jahren in der Flugtechnik Eingang gefunden, vor allem in der Ausführung von HANDLEY-PAGE. Doch hat es sich nicht allgemein durchsetzen können, vor allem wohl, weil die Flugzeugkonstrukteure das Versagen der nicht ganz einfachen Aufklappvorrichtung fürchten.

Die Erklärung der Spaltflügelwirkung ergibt sich im Anschluß an die Fig. 5b, wobei die Blasluft hier nicht aus dem Flügelinnern, sondern durch den Spalt von der gegenüberliegenden Seite des

Profils kommt. Ein Unterschied besteht nur insofern, als nach einer einfachen Überlegung (BERNOULLISCHES Gesetz) die Geschwindigkeit der zugeführten Luft nicht größer sein kann, als die an der betreffenden Stelle außerhalb der Grenzschicht vorhandene. Man kann also auf diese Weise der Grenzschicht nicht Impuls in beliebigen Mengen durch einen einzigen Spalt zuführen.

VIII. Grenzschichtabsaugung (I, 3, 4, 22-25).

Zur Verhinderung der Ablösung gibt es auch die Möglichkeit, die Schicht in Wandnähe, deren Vorwärtsimpuls vermindert ist, einfach wegzunehmen, indem man sie in das Innere des Körpers wegsaugt (Fig. 5c). PRANDTL hat das Prinzip der Grenzschichtabsaugung schon 1904 in seiner ersten Abhandlung über Grenzschichttheorie angegeben (1) und einen Absaugeversuch als anschauliche Bestätigung für seine Überlegungen ausgeführt. Später ist der Gedanke an eine technische Verwertung des Effektes aufgetaucht (3, 23).

Allerdings hat sich auch hier gezeigt, daß von diesem Gedanken bis zur Erzielung verwertbarer Ergebnisse noch ein ganz erheblicher Aufwand von Versuchsarbeit nötig ist, der heute erst zum Teil geleistet ist. Während der letzten Jahre sind z. B. verschiedene Versuchsreihen mit sehr dicken Tragflächenprofilen ausgeführt worden, die zeigen sollten, wie man mit möglichst geringer Absaugemenge hohe Auftriebe erreichen kann. Verfolgt man die für einen bestimmten Auftrieb jeweils gemessenen Absaugemengen — wir nehmen etwa den Auftriebsbeiwert $c_a = 2,7^1$ — so findet man folgenden Gang:

Jahr:	1924-1925	1925	1927	1929
c_q	0,05	0,024	0,020	0,014

c_q ist dabei ein der Absaugemenge proportionaler dimensionsloser Mengenbeiwert². Von diesen Zahlen sind die 3 ersten einer früheren Veröffentlichung (25), die letzten noch unvollendeten Versuchen des Verfassers entnommen. Es besteht Grund zu der Annahme, daß auch der letzte Wert noch nicht das erreichbare Minimum ist. Die Schwierigkeiten liegen zum Teil in der Versuchstechnik, die erst allmählich ausgebildet werden muß, zum Teil auch in der Fülle der Variationsmöglichkeiten, die die Ergebnisse beeinflussen können und eine systematische Untersuchung fast unmöglich machen. Prinzipiell sind vor allem die Fragen wichtig: Wie weit ist die wirkliche Absaugemenge noch von dem Minimum entfernt, das nach gewissen theoretischen Überlegungen hinreichen müßte, und warum ist bisher eine größere Menge nötig? Man könnte ja zunächst annehmen, daß das Absaugen des wand nächsten Teils der Grenzschicht, der am wenigsten Energie besitzt und außerdem,

¹ Etwa das Doppelte des mit gewöhnlichen Tragflächen ohne Absaugung erreichbaren Höchstwertes (vgl. Abb. 2).

² Bei einer Windgeschwindigkeit v und einer Flügelfläche F ist die Absaugemenge $Q = c_q \cdot v \cdot F$.

wie früher erwähnt, stets eine laminare Strömungsform hat, zur Verhinderung der Ablösung hinreicht. Versuche der nächsten Zeit werden, wie zu hoffen ist, darüber eine Aufklärung geben.

Außer den Versuchen mit Tragflügeln sind auch solche über die Verbesserung des Wirkungsgrades von Diffusoren bzw. über die Verringerung ihrer Baulänge (größere Erweiterungswinkel), ferner einige über Widerstandsverminderung von Körpern ausgeführt worden (23, 24).

Es mag an dieser Stelle erwähnt werden, daß auch Kombinationen verschiedener von den in diesem Berichte genannten Effekte vielleicht auf günstige praktische Anwendungsmöglichkeiten führen werden. Auch in dieser Richtung sind Versuche beabsichtigt.

IX. Der Magnuseffekt (26–31).

Der MAGNUS-Effekt am rotierenden Zylinder hat vor einigen Jahren als das erste Rotorschiff entstand, eine allgemeine Beachtung gefunden (28–31); es genügt daher hier die Feststellung, daß die Rotation auf der Mitwindseite die Ablösung verzögert, auf der Gegenwindseite aber fördert, wodurch eine unsymmetrische, auftriebserzeugende Gesamtströmung entsteht.

Wichtig ist in unserem Zusammenhang vor allem, daß die Rotation des Zylinders *nur* zur Bedienung des „Relais“, nämlich der Grenzschicht des umströmenden Windes dient, das seinerseits die Außenströmung so steuert, daß sie eine aerodynamische Kraft mit einer Komponente in der erwünschten Richtung erzeugt; unmittelbar mit der Vortriebsleistung eines Rotorfahrzeugs hat die für die Rotation aufgewandte Leistung nichts zu tun.

Frühere Versuche, den MAGNUS-Effekt durch unmittelbare Einwirkung der Rotation auf das ganze Feld ohne das Zwischenglied der Grenzschicht zu erklären, haben zu keinen quantitativ brauchbaren Ergebnissen geführt. Denn es ist nicht ganz klar, woher durch unmittelbare Reibungs- und evtl. damit verknüpfte Mischungseinfluß eine so große Unsymmetrie in das ganze Geschwindigkeitsfeld kommen soll, die zur Erklärung der Auftriebserzeugung nötig ist; vermag doch selbst in ruhender Luft der Zylinder nur eine sehr dünne Schicht um sich herum in merkliche Rotation zu versetzen. Auch daß die Außenluft — nach der Größe des erzielbaren Auftriebs zu schließen — auf einen größeren Teil der Mitwindseite rascher strömt als der Zylinder selbst, zeigt, daß von einer Strömungsbeeinflussung durch Mitschleppen keine Rede sein kann.

Die Weiterentwicklung des Rotorprinzips zum Antrieb von Schiffen scheint, soweit man die Verhältnisse überblicken kann, gegenwärtig vor allem darum ins Stocken geraten zu sein, weil die Segel-

schifffahrt überhaupt zur Zeit einen schweren Stand hat, und andererseits die Anlage- und Betriebskosten der ersten Rotorschiffe noch nicht ausgereicht haben, um den Windkraftantrieb wieder mit dem Maschinenantrieb konkurrenzfähig zu machen. Weiter ist die Entwicklung auch wohl dadurch gehemmt, daß es sich beim Rotorschiff um einen Versuchsgegenstand handelt, dessen Kosten ganz erheblich sind, so daß Großversuche mit dem Risiko des Mißlingens kaum in größerem Maße gewagt werden können.

Versuche zur Erzielung extrem hoher Auftriebswerte sind in der letzten Zeit in der Göttinger Versuchsanstalt ausgeführt worden¹. Zylinder von einem Seitenverhältnis 1 : 12 mit großen seitlichen Scheiben haben c_a -Werte bis 16,5 erreicht, bei einem Verhältnis $\frac{u}{v} = 13$, (u ist die Umfangsgeschwindigkeit des Körpers, v die Windgeschwindigkeit).

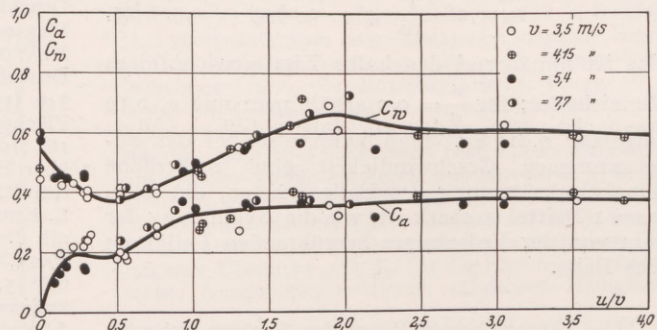


Fig. 8. Versuchsmäßige Bestimmung des Magnuseffektes an einer rotierenden Kugel: u ist die Umfangsgeschwindigkeit des

Balles, v die Windgeschwindigkeit, $c_a = \frac{A}{\frac{\rho}{2} v^2 \cdot R^2 \pi}$ der dimen-

sionslose Beiwert des Auftriebs (Quertriebs), $c_w = \frac{W}{\frac{\rho}{2} v^2 \cdot r^2 \pi}$

der des Widerstandes (Rücktriebes).

Auf das Auftreten eines MAGNUS-Effektes bei Ballspielen (Tennis, Schlagball) ist schon mehrfach hingewiesen worden. Ein Ball mit großer Geschwindigkeit und gleichzeitigem kräftigen Drall kann merkliche senkrechte oder waagerechte Ablenkungen gegenüber seiner normalen Bahn erfahren. Der Tennisspieler macht davon Gebrauch, indem er den Ball „schneidet“, der Schlagballspieler, indem er ihn exzentrisch schlägt. Um von den auftretenden Kräften eine genauere Vorstellung zu gewinnen, sind vom Verfasser einige Versuche mit einer rotierenden Kugel ausgeführt worden. Die Kugel von 20 cm Durchmesser hing an einem dünnen, oben angetriebenen Draht im 1,2 m-Windkanal; die Kräfte, der Rücktrieb

¹ Veröffentlichung (Bearbeiter A. BUSEMANN) in der im nächsten Jahre erscheinenden IV. Lieferung der „Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt“.

(Widerstand), der Auftrieb quer zur Strömung, wurden aus dem Schrägstand des Drahtes ermittelt. Dabei wurden ungefähr die Reynoldsschen Zahlen (vgl. Fußnote 1 von S. 663) der Tennisball- und Schlagballbewegung eingehalten. Die Anordnung war sehr einfach und konnte darum keine sehr genauen Ergebnisse liefern, doch ist die Größenordnung der Wirkung im Kurvenblatt der Ergebnisse sehr deutlich zu erkennen¹. Die

bei den Ballspielen auftretenden Werte von $\frac{u}{v}$ kann man abschätzen; nach einer Betrachtung über Impuls und Drehimpuls bewegt sich $\frac{u}{v}$ zwischen 0 und ungefähr 1,5. Es ergibt z. B. ein Drall $\frac{u}{v} = 0,8$ bei einer Flugeschwindigkeit von 22 m/sk eine Auftriebskraft

$$A = c_a \cdot \frac{\rho}{2} v^2 \cdot R^2 \pi$$

$$\approx 0,28 \cdot \frac{1}{16} \cdot 484 \cdot 0,0033 \approx 0,028 \text{ kg,}$$

das ist annähernd das halbe Eigengewicht eines Tennisballes; für $\frac{u}{v} = 0,2$ erhält man mit c_a 0,19 ungefähr 0,019 kg. Man kann also bei der angenommenen Geschwindigkeit eine zusätzliche Flugbahnkrümmung des Balls erzielen, die halb, bzw. 1 Drittel so stark ist, wie die Krümmung der rein von der Erdschwere herrührenden Fallkurve des Balls.

Die beschriebenen Wege der Strömungsbeeinflussung haben alle den Grundgedanken, die *Grenzschicht* als *Relais* zur *Steuerung* eines größeren *Strömungsgebietes* zu verwenden. In dieser Hinsicht gehören sie theoretisch zusammen und bilden ein umfangreiches Anschauungs- und Beweismaterial zur Theorie der Flüssigkeitsbewegungen mit verschwindender Reibung (*Grenzschichttheorie* (1)).

Daneben sind einige der Verfahren auch in den Dienst der Technik getreten; nach Überwindung gewisser Entwicklungsschwierigkeiten werden sich diesen wohl noch weitere anschließen, die bisher nur ein mehr theoretisches Interesse besaßen.

Literatur.

1. L. PRANDTL, Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung, Verh. d. III. Internat. Math. Kongr., Heidelberg 1904, 484. Verlag Teubner, Leipzig 1905. Neudruck in „Vier Abhandlungen zur Hydrodynamik und Ärodynamik“, Göttingen 1927. (Rechnerische Ausführungen dazu in verschiedenen Göttinger Dissertationen.) — 2. TH. v. KARMAN, Über laminare und turbulente Reibung. Z. f. angew. Math. u. Mech. 1,

¹ Die Durchführung einer genauen Messung (Wägung der Kräfte) mit einer weniger primitiven Anordnung ist beabsichtigt; ähnliche Messungen unter etwas anderen Versuchsbedingungen sind auch in England ausgeführt worden.

233 (1921). — 3. A. BETZ, Wirbelschichten und ihre Bedeutung für Strömungsvorgänge. Naturwiss. 14, 1228 (1926). — 4. L. PRANDTL, Über die Entstehung von Wirbeln in einer Flüssigkeit mit kleiner Reibung. Z. f. Flugtechnik u. Motorluftfahrt 20, 489 (1927). — 5. L. PRANDTL, Der Luftwiderstand von Kugeln. Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-physik. Kl. 1914. — 6. C. WIESELSBERGER, Der Luftwiderstand von Kugeln. Z. f. Flugtechnik u. Motorluftfahrt 5, 141 (1914). — 7. O. FLACHSBART, Neue Untersuchungen über den Luftwiderstand von Kugeln. Physik. Z. 28, 461 (1927). — 8. O. SCHRENK, Oberflächenrauigkeiten auf Tragflächen. Vorl. Mitt. d. Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen 4 (1926). — 9. „Rauigkeitseinflüsse an Tragflächen.“ Erg. d. Aerodyn. Versuchsanstalt zu Göttingen, III. Lieferung, 1927, 112. — 10. O. SCHRENK, Versuche über Auftriebserzeugung ohne Zuhilfenahme des Anstellwinkels. Erscheint in der Z. f. Flugtechnik u. Motorluftfahrt. — 11. O. SCHRENK, Eine Möglichkeit zur Unterdrückung der Autorotation von Tragflächen. Erscheint in der Z. f. Flugtechnik u. Motorluftfahrt — 12. F. SEEWALD, Die Erhöhung des Auftriebs durch Ausblasen von Druckluft an der Saugseite eines Tragflügels. Z. f. Flugtechnik u. Motorluftfahrt 18, 350 (1927). — 13. K. WIELAND, Untersuchungen an einem neuartigen Düsenflügel. Z. f. Flugtechnik u. Motorluftfahrt 18, 346 (1927). — 14. G. LACHMANN, Das unterteilte Flächenprofil. Z. f. Flugtechnik u. Motorluftfahrt 12, 165 (1921). — 15. C. WIESELSBERGER, Untersuchungen über Handley-Page-Flügel. Z. f. Flugtechnik u. Motorluftfahrt 12, 161 (1921). — 16. R. KATZMAYR und L. KIRSTE, Versuche mit Spaltflügeln. Z. f. Flugtechnik u. Motorluftfahrt 12, 170 (1921). — 17. HANDLEY-PAGE, The Handley-Page Wing. Aeronautical Journal 25, 363. London 1921. — 18. A. BETZ, Die Wirkungsweise von unterteilten Flügelprofilen. Ber. u. Abh. d. Wiss. Ges. f. Luftfahrt 1922, H. 6, 23. — 19. H. GLAUERT, The Handley Page Slotted Wing. Techn. Rep. of the Aer. Research Comm. for the year 1922/23. Rep. and Mem. 834. London 1924. — 20. „Untersuchungen über Tragflügel mit unterteiltem Profil.“ Erg. d. Aerodyn. Vers.-Anst., II. Lieferung 1923, 55. — 21. G. LACHMANN, Neue Versuchsergebnisse mit Spaltflügeln. Z. f. Flugtechnik u. Motorluftfahrt 15, 109 (1924). — 22. J. ACKERET, A. BETZ und O. SCHRENK, Versuche an einem Tragflügel mit Grenzschichtabsaugung. Vorl. Mitt. d. Aerodyn. Vers.-Anst. 4 (1925). — 23. J. ACKERET, Grenzschichtabsaugung. Z. d. Ver. dtsh. Ing. 70, 1153 (1926). — 24. O. SCHRENK, Versuche an einer Kugel mit Grenzschichtabsaugung. Z. f. Flugtechnik u. Motorluftfahrt 19, 366 (1926). — 25. O. SCHRENK, Tragflügel mit Grenzschichtabsaugung. Luftfahrtforschg 2, H. 2, 49 (1928). — 26. G. MAGNUS, Über die Abweichung der Geschosse. Abh. d. Kgl. Akad. d. Wiss. zu Berlin 1852 — Pogg. Ann. 88, 1 (1853). — 27. LAFAY, Contribution experimentale a l'aerodynamique du cylindre. Revue Mecanique 30, 431 (1912). — 28. A. FLETTNER, Die Anwendung der Erkenntnisse der Aerodynamik zum Windantrieb von Schiffen. Werft, Reederei, Hafen 5, 657 (1924). — 29. J. ACKERET, Das Rotorschiff und seine physikalischen Grundlagen. Göttingen 1925. — 30. A. BETZ, Der Magnuseffekt, die Grundlage des Flettnerrotors. Z. d. Ver. dtsh. Ing. 69, 9 (1925). — 31. L. PRANDTL, Magnuseffekt und Windkraftschiff. Naturwiss. 13, 93 (1925). — 32. JOHN W. MACCOLL, Aerodynamics of a spinning sphere. J. of the Roy. Aer. Soc., London 777 (1928).

Zuschriften.

Der Herausgeber bittet, 1. im Manuskript der *Zuschriften* oder in einem Begleitschreiben die Notwendigkeit einer raschen Veröffentlichung an dieser Stelle zu *begründen*, 2. die Mitteilungen 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.

Über den Wirkungsquerschnitt der schweren Edelgase gegenüber Elektronen unterhalb 1 Volt.

An verschiedenen Stellen wird zur Zeit daran gearbeitet, das eigentümliche Verhalten der schweren Edelgase gegenüber langsamen Elektronen theoretisch zu erklären. Für den Ausbau einer solchen Theorie ist das bisher noch nicht genügend erforschte Gebiet zwischen 1 und 0 Volt von besonderer Bedeutung. Wir halten es daher für angebracht, die Hauptergeb-

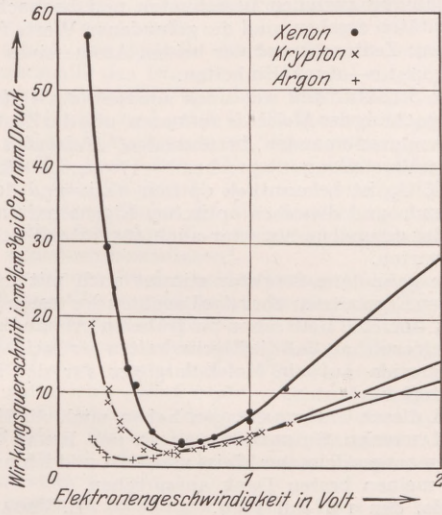


Fig. 1.

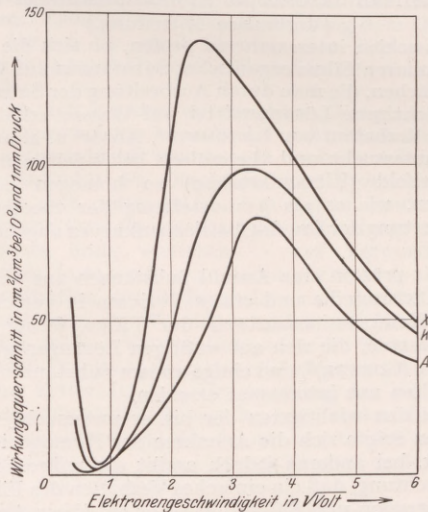


Fig. 2.

nisse einer längeren Experimentaluntersuchung, deren ausführliche Darstellung noch einige Zeit in Anspruch nehmen wird, schon jetzt an dieser Stelle zu veröffentlichen.

Wir machen darauf aufmerksam, daß die Abszissen der Fig. 1 zur besseren Darstellung der experimentellen Einzelheiten in Volt, die Abszissen der Fig. 2 im Anschluß an den bisher bekannten Kurvenverlauf in $\sqrt{\text{Volt}}$ gegeben sind.

Berlin-Reinickendorf, Forschungs-Institut der AEG., den 12. Juli 1929. C. RAMSAUER. R. KOLLATH.

Die Helligkeitsabnahme der Zwergsterne.

In dem Helligkeitsverzeichnis von 2373 Sternen bis zur Größe 5 · 50 (Veröffentlichungen der Remeis-Sternwarte zu Bamberg, Band II; Besprechung in dieser Zeitschrift 16, 159) wurde ein für 1894 gültiges Normalsystem der Helligkeiten der helleren Sterne aufgestellt und außerdem die Beobachtungen des Ptolemaios vom Jahre 137 n. Chr. und des Sufi vom Jahre 964 n. Chr. auf dieses System umgerechnet, so daß sich große Helligkeitszunahmen oder -abnahmen einzelner Sterne in dem Zeitraum von 1757 bzw. 930 Jahren damit berechnen lassen. Zur Entscheidung der Frage, ob es den Riesen- oder Zwergsternen eigentümliche Helligkeitsänderungen gibt, wurde mit Hilfe der trigonometrisch oder spektroskopisch bestimmten Parallaxen die absolute Größe m_{π} der Sterne berechnet. Die Abgrenzung zwischen Riesen- und Zwergsternen liegt für die G- und K-Sterne, vielleicht auch für die F-Sterne, bei 3^m0 und ist für die A-Sterne kaum zu ziehen. Die folgende Übersicht gibt die für die Riesen- und Zwergsterne berechneten mittleren, jährlichen Helligkeits-

änderungen a , in 0,0001 als Einheit, unter Berücksichtigung der für jede Spektralgruppe geltenden Korrekturen, ferner den zugehörigen mittleren Fehler und die Zahl Z der benutzten Sterne.

Beobachter .	A				F			
	$m_{\pi} < 2.0$		≥ 2.0		$m_{\pi} < 3.0$		≥ 3.0	
	a	m F Z	a	m F Z	a	m F Z	a	m F Z
Ptolemaios .	- 6 ± 4	96	+ 3 ± 5	19	- 2 ± 4	63	+ 4 ± 6	25
Sufi	- 11 ± 4	100	+ 11 ± 9	20	- 3 ± 6	71	+ 11 ± 9	25

Beobachter .	G				K			
	$m_{\pi} < 3.0$		≥ 3.0		$m_{\pi} < 3.0$		≥ 3.0	
	a	m F Z	a	m F Z	a	m F Z	a	m F Z
Ptolemaios .	- 3 ± 5	43	+ 5 ± 8	16	- 3 ± 3	161	+ 14 ± 9	9
Sufi	- 4 ± 8	43	+ 7 ± 11	16	- 4 ± 4	173	+ 19 ± 14	9

Für die A-Sterne wurde die Grenze bei $m_{\pi} = 2.0$ gelegt, da nur 1 Stern mit m_{π} größer als 3.0 bekannt ist. Die Übersicht zeigt für beide Beobachter und für alle Spektralgruppen ein verschiedenes Verhalten der Riesen- und der Zwergsterne. Für die Zwergsterne ist für die A-Sterne, noch mehr aber für die F- und G-Sterne, eine Helligkeitsabnahme angedeutet und für die K-Sterne kennzeichnend. Die aus den Beobachtungen Sufis folgenden Zahlen sind eine wichtige Bestätigung der ptolemaischen Zahlen, unter gleichzeitiger Vergrößerung, da Sufi wohl verschiedene Größenangaben des PTOLEMAIOS berichtigte, aber dessen Größenordnung beibehielt. Wichtig für die Größe der Helligkeitsabnahme der Zwergsterne sind die aus den Beobachtungen des PTOLEMAIOS abgeleiteten Zahlen. Sie würden sich entsprechend auf 1757/2022 verkleinern, wenn nicht PTOLEMAIOS, sondern der um 128 v. Chr. beobachtende HIPPARCH die Größen der Sterne bestimmt hätte.

Die Helligkeitsänderungen der Riesensterne übersteigen nur für die A-Sterne den m. F. und scheinen eine Helligkeitszunahme der weißen Riesensterne anzudeuten; jedoch ist dies weniger sicher als die Helligkeitsabnahme der Zwergsterne.

Eine ausführliche Mitteilung mit Druckfehlerliste erscheint in den Astronomischen Nachrichten.

Bamberg, Reemis-Sternwarte, den 14. Juli 1929.
E. ZINNER.

Über neue Funktionen von Pankreas und Lymphdrüsen.

Wir haben vor einiger Zeit ein neues Kreislaufhormon beschrieben¹, das von der Niere unverändert ausgeschieden wird, und dessen Wirkung in einer vermehrten Durchblutung von Lunge, Gehirn, Haut und Muskulatur und in einer Herabsetzung des Blutdruckes bei gleichbleibendem oder vermehrtem Schlagvolumen besteht. Als Quelle dieses Hormons haben wir jetzt die Pankreasdrüse aufgefunden. Exstirpation der Pankreasdrüse läßt in Kürze den Hormongehalt des Harns um $\frac{4}{5}$ absinken. Extrakte aus frischen oder getrockneten Pankreasdrüsen enthalten große Mengen des Hormons. Wir haben als Einheit die in 5 ccm normalem, menschlichem Harn durchschnittlich vorhandene Hormonmenge angenommen. Aus einer Rinerpankreasdrüse von 300 g Gewicht erhielten wir z. B. 5000 solcher Einheiten. Auf die Beimischung dieses Hormons ist wohl die bekannte Blutdrucksenkung durch manche Insulinpräparate zurückzuführen.

Im Blute befindet sich nach unseren früheren Beobachtungen das Hormon in der Hauptsache nicht in aktivem Zustand, sondern reversibel gebunden an einen Stoff, der seine Wirkung aufhebt. Dieser Inaktivator des Kreislaufhormons kommt in so großen Mengen in den Lymphdrüsen vor, daß diese mit Wahrscheinlichkeit als Ort seiner Entstehung angesehen werden können. Die Extrakte aus 0,5 mg getrockneter Lymphdrüsen waren z. B. imstande, die Wirksamkeit einer Hormoneinheit aufzuheben. Die inaktiven Verbindungen des Hormons (aus Harn und aus Pankreas) mit dem Inaktivator (aus Serum oder aus Lymphdrüsen) lassen sich durch Behandeln mit Mineralsäuren oder proteolytischen Enzymen wieder zerlegen.

Berlin und Dortmund, den 15. Juli 1929.
E. BAUER, E. K. FREY, H. KRAUT, F. SCHULTZ,
E. WERLE.

Die Kristallstruktur von festem Stickstoff.

In einer neulich veröffentlichten Note habe ich angegeben, daß die Lage der Linien auf den erhaltenen Röntgendiagrammen mit Hilfe einer kubischen Elementarzelle mit Seitenlänge $11,3 \text{ \AA}$ zu deuten ist. Diese große Elementarzelle würde 64 Atome enthalten. Die Notwendigkeit, eine so große Elementarzelle zu verwenden, war durch das Auftreten von ein paar Linien geringer Ablenkungswinkel begründet. Es zeigt sich indessen, daß diese Linien nicht reell sind, sondern sie sind als falsche Doppellinien, welche durch die angewandte Apparatur für geringe Ablenkungswinkel entstehen, aufzufassen. Das hat zur Folge, daß man sämtliche Röntgenlinien mit einer Elementarzelle von der halben Seitenlänge von $5,65 \text{ \AA}$ interpretieren kann, und die Zahl der Atome, welche die Zelle absorbiert, reduziert sich auf 8.

Trotz dieser geringen Atomzahl war es mit erheb-

¹ Z. physiol. Chem. **175**, 97 (1928); Arch. f. exper. Path. **133**, 1 (1928).

lichen Schwierigkeiten verbunden, die Intensitätsverteilung des Röntgendiagramms durch ein kubisches Gitter zu erklären. Die Voraussetzung einer „Kugelpackung“ von Atomen führte nicht zum Ziel, und eine Zeit waren wir zu der Auffassung geneigt, daß man mit einer pseudo-kubischen Struktur zu tun hätte.

Bei der weiteren Arbeit aber zeigte es sich, daß man doch mit einer kubischen Anordnung auskommt, wenn man dem festen Stickstoff ein ausgeprägtes Molekülgitter zuschreibt. Die gefundene Anordnung gehört der Raumgruppe T^4 , und besitzt viel Ähnlichkeit mit derjenigen von NaClO_3 . Für festen Stickstoff hat man auch ein Molekül (aus zwei Atomen bestehend) auf jeder der vier einander nicht schneidenden trigonalen Achsen der Elementarzelle anzubringen. Die Parameterbestimmungen, die noch nicht abgeschlossen sind, haben schon eine recht schöne Übereinstimmung zwischen berechneten und beobachteten Intensitäten ergeben, und die gefundenen Werte führen zu einem Zenterabstand der beiden Atome eines Moleküls von $1,0-1,2 \text{ \AA}$ -Einheiten.

Die Struktur läßt sich auch annähernd als *dichteste* Kugelpackung der Moleküle auffassen, und der Zenterabstand von zwei einander „berührenden“ Molekülen sollte — dieser Vorstellung entsprechend — etwa $4,0 \text{ \AA}$ betragen.

NaClO_3 ist bekanntlich optisch aktiv und doppelbrechend, und dieselben optischen Eigenschaften sind nach der gefundene Struktur auch für festen Stickstoff zu erwarten.

Die gefundene Struktur stimmt auch mit meinen früheren Ergebnissen über das Leuchten des festen Stickstoffes überein, und schon in früheren Abhandlungen habe ich erwähnt, daß die Eigenschaften der Oszillationsbandenserien auf ein Molekülgitter für den festen Stickstoff hindeuten.

Bei diesen Untersuchungen haben mich die Herren ALF MAURSTAD, SIGURD STENSHOLT und EINAR TÖNSBERG in ausgezeichnete Weise assistiert und ich möchte dafür meinen besten Dank aussprechen.

Oslo, den 15. Juli 1929. L. VEGARD.

Dunkelfeldmikroskopie monomolekularer Filme.

(Vorläufige Mitteilung.)

Es schien interessant zu prüfen, ob sich die monomolekularen Filme organischer Substanzen auf Wasseroberflächen, die man durch Ausbreitung der Substanzen in flüchtigem Lösungsmittel auf Wasser erhält, und deren Verhalten von LANGMUIR¹, ADAM² u. a. ausführlich untersucht und theoretisch behandelt wurde, im Dunkelfeld (Ultramikroskop) so homogen erweisen würden, wie es als Voraussetzung der theoretischen Auswertung der Druck-Oberflächenkurven angenommen wird.

Wir prüften eine Anzahl Substanzen aus der Fett- und Ölsäurereihe und einige Derivate in verschiedenstem Kompressionszustand der Filme, ferner einige Eiweißarten, die sich auf wäßrigen Lösungen gut ausbreiten (GORTER)³, und einige andere Substanzen, deren Verhalten uns interessant erschien.

Bei den wichtigsten der bisher untersuchten Substanzen zeigte sich die Annahme der Homogenität bestätigt, bei anderen jedoch ergibt die mikroskopische Beobachtung, daß ein einfaches Verhalten des Films bei Kompression und Dilatation nicht zu dieser Annahme berechtigt. Auch zeigten sich bei vielen Filmen bei Kompression Inhomogenitäten von Kolloiddimensio-

¹ LANGMUIR, J. Amer. Chem. Soc. **39**, 1883 ff. (1917).

² ADAM, Proc. Roy. Soc. Lond. **99** ff.

³ GORTER, Biochem. Z. **201**, 391 (1928).

nen, andere Filme bestanden sogar fast ausschließlich aus Kolloidteilchen. Eine ausführliche Darstellung unserer Versuche erscheint an anderer Stelle.

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie, den 16. Juli 1929.

H. ZOCHER. F. STIEBEL.

Über eine abnorm hohe Wärmeproduktion bei dem Thormineral Orangit.

In der Literatur findet sich die Angabe, daß der Orangit aus Arendal in Norwegen bedeutend mehr Wärme liefert als seinem Gehalt an Thorium entspricht¹. Diese Angabe ist in die neueste Literatur mit aufgenommen worden, doch weitere experimentelle Bestätigungen über diese Erscheinung sind bisher nicht bekanntgeworden, obwohl seither die Hilfsmittel für die Wärmemessung bei radioaktiven Substanzen wesentlich fortgeschritten sind.

Es schien mir deshalb zweckmäßig, die erwähnte Wärmeanomalie des Orangit aus Arendal einer Nachprüfung zu unterziehen und dann auch einen Orangit anderer Herkunft, und zwar von Langesund zu prüfen.

Da die neue Apparatur für Wärmemessungen des radiologischen Instituts in Warschau noch nicht aufgestellt ist, hat Fräulein P. Doz. DORABIALSKA (Polit. Hochschule) freundlichst die Wärmemessungen durchgeführt. Die Apparatur Swietoslawski-Dorabialska ist bereits anderswo beschrieben².

Die Ergebnisse an den beiden Orangiten zeigten tatsächlich eine Wärmeproduktion, die diejenige, die man aus dem Thorgehalt errechnet, um ein Vielfaches übersteigt. Orangit von Arendal liefert etwa 34, Orangit von Langesund etwa 30mal mehr Wärme als dem Thorgehalt entspricht. Bestimmte schwarze glasige Bestandteile des letzteren ergaben sogar bis etwa 150mal mehr Wärme. Die zur Verwendung gelangenden Mengen an Orangit oder auch normalen Thormineralien betragen etwa 6–10 g.

Die einzelnen Messungen stimmen trotz der kleinen Wärmebeträge, um die es sich bei den normalen Mineralien handelt, sehr gut miteinander überein. Der Thorit, der in seiner chemischen Zusammensetzung dem Orangit sehr ähnlich ist, ergab ebenfalls eine Wärmeanomalie, nicht dagegen Uranmineralien oder gewöhnliches Thoroxyd.

Falls es sich bei den untersuchten Orangiten um eine Wärmeproduktion handelt, die nicht durch Atomprozesse verursacht ist, könnte man daran denken, daß die Radioaktivität des Orangites diese Prozesse einleitet oder evtl. unterstützt. Um diesen Punkt zu prüfen, wurde Orangit mit einer gewissen Menge eines Radiumsalzes innig verrieben — zur Verwendung kamen etwa 0,03–0,1 mg Radiumelement — die Wärmeproduktion des Radiumsalzes und des Orangit einzeln und dann die Wärmeproduktion der Mischung geprüft. Ein größerer Wärmeeffekt, als er der Summe der radioaktiven Präparate entspricht, ist nicht eingetreten.

In einer systematischen Untersuchung der Wärmeproduktion radioaktiver Mineralien hat Fräulein DORABIALSKA noch ein anderes Mineral mit zu großer Wärmeerzeugung gefunden. Die Untersuchungen sind aber noch nicht abgeschlossen.

Warschau, Radiologisches Laboratorium der Warschauer Wissenschaftlichen Gesellschaft, den 24. Juli 1929.
H. HERSZFINKEL.

¹ POOLE, Philosophic. Mag. 23, 183 (1912).

² C. r. 185, 763 (1927).

Gehorchen die Stickstoffkerne der Boseschen Statistik?

In einer kürzlich erschienenen Arbeit hat RASETTI¹ Beobachtungen über den Ramaneffekt an N_2 beschrieben. Er fand wie zu erwarten war, Sprünge der Rotationsquantenzahl im tiefsten Schwingungszustand um $\Delta j = \pm 2$. Dabei zeigte sich der bei Molekülen mit zwei gleichen Kernen übliche Intensitätswechsel, und zwar fand RASETTI, daß die Übergänge zwischen den geradzahigen Rotationsniveaus intensiver sind, als die zwischen den ungeradzahigen. Schon er betonte, daß dieses Verhalten umgekehrt wie bei H_2 ist.

Sowohl H_2 als auch N_2 haben einen $^1\Sigma$ -Term als Grundzustand. Beide Moleküle entstehen aus je zwei gleichen Atomen in gleichen Zuständen und zwar S-Zuständen (2S bei H, 4S bei N). Hieraus folgt auf Grund reiner Symmetriebetrachtungen² streng, daß in beiden Fällen die Eigenfunktionen der geradzahigen Rotationszustände in den beiden Kernen symmetrisch sind, die der ungeradzahigen antisymmetrisch. Hierbei ist der Kernspin noch nicht berücksichtigt. Nun haben aber diejenigen Kernspin-Eigenfunktionen, die symmetrisch in den Kernen sind, immer ein größeres statistisches Gewicht als diejenigen, die in den Kernen antisymmetrisch sind. Aus der oben genannten Beobachtung von RASETTI folgt also, daß bei H_2 den geradzahigen Rotationsniveaus antisymmetrische Kernspinfunktionen zugehören und vice versa. Bei N_2 dagegen gehören zu den geradzahigen Rotationsniveaus symmetrische, zu den ungeradzahigen antisymmetrische Kernspinfunktionen. Nach dem oben Gesagten ist also die Gesamteigenfunktion bei H_2 in den Kernen immer antisymmetrisch (Fermistatistik), bei N_2 dagegen immer symmetrisch. Letzteres bedeutet, daß die N-Kerne der Bosestatistik genügen.

Diese Tatsache ist außerordentlich überraschend. Der N-Kern enthält nämlich im ganzen 14 Protonen und 7 Elektronen, oder — wenn man möglichst viele α -Teilchen bildet — außer drei α -Teilchen zwei Protonen und ein Elektron. Aus der Quantenmechanik³ folgt aber, daß Systeme (z. B. Atome und Moleküle), die aus einer $\frac{\text{geraden}}{\text{ungeraden}}$ Zahl von Protonen oder Elektronen bestehen, der $\frac{\text{Bose}}{\text{Fermi}}$ -Statistik genügen, da die Protonen und Elektronen für sich der Fermistatistik genügen. Diese Regel hat also, wenn die Beobachtungen von RASETTI richtig sind, im Kern keine Gültigkeit mehr.

Hier dürfte eine enger Zusammenhang mit einer Bemerkung von KRONIG⁴ bestehen, der aus dem Intensitätswechsel der N_2^+ -Banden den Schluß gezogen hat, daß das Gesamtspinmoment des N-Kerns zwei Protoneneinheiten beträgt. Das Spinmoment des überzähligen Elektrons ist danach im Kern verschwunden. Nach RASETTIS Beobachtung scheint es, als ob das Elektron im Kern mit seinem Spin auch sein Mit-

¹ F. RASETTI, Proc. nat. Acad. Sci. U.S.A. 15, 515 (1929).

² E. WIGNER und E. E. WITMER, Z. f. Physik 51, 859 (1928).

³ E. WIGNER, Ungar. Akad. im Druck.

⁴ R. DE L. KRONIG, Naturwiss. 16, 335 (1928). Aus dem Intensitätswechsel bei N_2^+ konnte noch nichts über die Statistik der N-Kerne geschlossen werden, da man über die Symmetrieeigenschaften der fraglichen Terme im Gegensatz zu dem oben behandelten Beispiel theoretisch nichts vorhersagen kann.

bestimmungsrecht an der Statistik des Kerns (im Sinne der erwähnten Regel) verliert. Die Statistik, der der Kern genügt, richtet sich anscheinend nur danach, ob die Zahl der Protonen (oder das Gesamtspinmoment in Einheiten $\frac{I}{2\pi} \frac{h}{\pi}$) geradzahlig oder ungeradzahlig ist.

Durch spontanen radioaktiven Zerfall (α - oder β -Emission) ändert sich demnach die Statistik des Kerns nicht. Denkt man sich aber ein emittiertes β -Teilchen etwa in der Atomhülle festgehalten, so ändert sich die Statistik des ganzen Atoms. Der Übergang von einem freien (oder in der Hülle gebundenen) Elektron zu einem Kernelektron kann also nur unstetig sein. Die mechanischen Eigenschaften der Elektronen werden im Kern offenbar viel tiefergehend modifiziert als die der Protonen und α -Teilchen. Sicher ist nur, daß ihre Ladung erhalten bleibt.

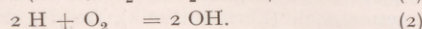
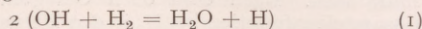
Die Richtigkeit dieser Überlegung steht und fällt natürlich mit der Richtigkeit der RASSETTischen Analyse des Ramanspektrums von N_2 .

Göttingen, 28. Juli 1929. W. HEITLER. G. HERZBERG.

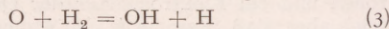
Über die Zündung des Knallgases.

Warum explodiert ein Gemenge von Wasserstoff und Sauerstoff nicht, wenn man beide Bestandteile bei gewöhnlicher Temperatur vermengt? Warum bedarf es eines glühenden Drahtes, einer Flamme oder eines Funkens und dgl., um die Explosion einzuleiten?

Nach K. F. BONHOEFFER und F. HABER¹ verläuft der Explosionsvorgang als eine Kettenreaktion nach den Gleichungen



Es bedarf also einer Zuführung von Wasserstoffatomen oder Hydroxylradikalen, um den Explosionsvorgang ohne Zündmittel der zuvor genannten Art bei gewöhnlicher Temperatur in Gang zu setzen. Statt der Hydroxylradikale wird man dabei auch Sauerstoffatome verwenden können, die nach der Gleichung



Hydroxyle und Wasserstoffatome hervorbringen dürften.

F. HABER und H. D. GRAF v. SCHWEINITZ² haben diese Überlegungen hinsichtlich der Wasserstoffatome experimentell mit der in Fig. 1 wiedergegebenen Anordnung bestätigt, indem sie strömenden Wasserstoff durch den im Gefäßteil 1 zwischen Wolframelektroden brennenden Bogen teilweise in Atome aufspalteten und durch den Wasserverschluß in das Gefäß 2 schickten, durch welches ein Sauerstoffstrom geführt wurde.

Die weitere Beschäftigung mit dem Gegenstande lehrte zunächst, daß es für den Erfolg auf die Menge des Wassers ankommt, die man zwischen die Räume 1 und 2 bringt. Geht man von der kleinsten zur Sicherung des Wasserverschlusses erforderlichen Menge zu immer größeren Mengen über, so erschwert man die Explosion und verhindert sie schließlich, weil die Lebensdauer der Wasserstoffatome in Berührung mit dem flüssigen Wasser nicht unbegrenzt ist.

F. HABER und H. D. GRAF v. SCHWEINITZ haben einen Kontrollversuch beschrieben, bei dem sie Knallgas in das Gefäß 2 brachten und feuchtes Argon durch das Gefäß 1 schickten, wo es der Wirkung des Bogens unterlag. Sie erhielten keine Explosion des Knallgases, während bei Benutzung eines Wasserstoffstromes im

Gefäß 1 und einer Argon-Sauerstoffmischung im Gefäß 2 Explosion unter gleichen Bedingungen erfolgte. Wir haben den Versuch wiederholt und bestätigt gefunden.

Aber durch systematische Verminderung der Wassermasse des trennenden Wasserverschlusses läßt sich das Ergebnis desselben umkehren. Feuchtes, durch den Lichtbogen gegangenes Argon zündet wegen der Aufspaltung des Wasserdampfes, deren Produkte mit dem Argonstrom in das Knallgas gelangen.

Dasselbe positive Ergebnis läßt sich erreichen, wenn durch das 1. Gefäß ein Sauerstoffstrom statt des Wasserstoffstromes oder Argonstromes gesandt und in das 2. Gefäß Wasserstoff geleitet wird¹.

Schließlich wurde gefunden, daß das Wasser als Sperrflüssigkeit durch konz. Schwefelsäure ersetzbar ist. (Alle Versuche im Druckgebiet von 100–200 mm Hg.)

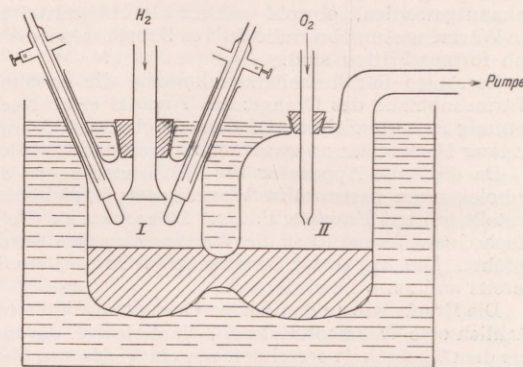


Fig. 1. Vorrichtung zur Herstellung selbstentzündlichen Knallgases. (100–200 mm Druck.)

Zusammengenommen lehren diese Ergebnisse, daß die Atome, aus denen sich das Wasser zusammensetzt, bei gewöhnlicher Temperatur und ohne Zuhilfenahme fremder Zündmittel in diesem Zustand verbleiben. Sie bestätigen auch die Anschauung von F. HABER und H. D. GRAF v. SCHWEINITZ, nach welcher die Konzentration der freien Atome keinesfalls ausreicht, um aus ihrer Rekombinationswärme eine Erhitzung der Gasmasse auf deren Entzündungstemperatur und auf diese Weise den Eintritt einer Explosion zu erklären. Es bedarf vielmehr zum Verständnis der Vorstellung des kettenmäßigen Ablaufes. Was die Länge der Ketten anlangt, die sich aus der Atomkonzentration ergibt, deren es zur Zündung des Knallgases bedarf, so ist zwar eine sichere Bestimmung dieser Konzentration noch nicht gelungen, doch sprechen die Beobachtungen dafür, daß die Konzentration kleiner und die Kettenlänge größer ist, als F. HABER und H. D. GRAF v. SCHWEINITZ bei ihrer sehr vorsichtig gefaßten Äußerung zu diesem Punkte angenommen haben.

Die Untersuchung wird fortgesetzt. Über die Rolle fremder im Bogen gebildeter Stoffe und andere zugehörige Fragen wird später berichtet.

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie, den 30. Juli 1929. LADISLAUS FARKAS. PAUL GOLDFINGER. FRITZ HABER.

¹ Über die große Reaktionsträgheit des Ozons gegen molekularen Wasserstoff vgl. PICKEL, Z. anorg. Chem. 38, 307 (1904); WEIGERT, Ber. dtsch. chem. Ges. 46, 815 (1913) und Z. physik. Chem. 90, 189 (1915). Es liegt hier ein charakteristischer Unterschied zwischen Ozon und Sauerstoffatomen vor.

¹ Z. physik. Chem. Abt. A 137, 263 (1928). F. HABER, Z. angew. Chem. 42, 745 (1929). Vortrag auf der 42. Hauptversammlung des Vereins deutscher Chemiker.

² Sitzsber. preuß. Akad. Wiss., Physik.-math. Kl. 1928, 499.