

WYDZIAŁY POLITECHNICZNE KRAKÓW

BIBLIOTEKA GŁÓWNA



L. inw.

~~26~~

Druk. U. J. Zam. 356. 10.000.

Von

Prof. Dipl.-Ing. C. Eberhardt

Mit 38 Figuren



842

15 199 228

39 049 23

Sammlung Götschen

Unser heutiges Wissen
in kurzen, klaren, allgemeinverständlichen
Einzeldarstellungen

Walter de Gruyter & Co.

vormals G. J. Götschen'sche Verlagshandlung / J. Guttentag, Verlags-
buchhandlung / Georg Reimer / Karl J. Trübner / Veit & Comp.

Berlin W. 10 und Leipzig

Zweck und Ziel der „Sammlung Götschen“
ist, in Einzeldarstellungen eine klare, leicht-
verständliche und übersichtliche Einführung
in sämtliche Gebiete der Wissenschaft und
Technik zu geben; in engem Rahmen, auf
streng wissenschaftlicher Grundlage und unter
Berücksichtigung des neuesten Standes der
Forschung bearbeitet, soll jedes Bändchen
zuverlässige Belehrung bieten. Jedes einzelne
Gebiet ist in sich geschlossen dargestellt, aber
dennoch stehen alle Bändchen in innerem Zu-
sammenhange miteinander, so daß das Ganze,
wenn es vollendet vorliegt, eine einheitliche,
systematische Darstellung unseres gesamten
Wissens bilden dürfte.

Biblioteka Politechniki Krakowskiej

A u
der



100000295813

n i s s e
b p o s t f r e i

Maschinenbautechnische Bibliothek

aus der Sammlung Göschel

- Praktisches Maschinzeichnen mit Einführung in die Maschinenlehre** von Ing. R. Schiffner und Prof. Dipl.-Ing. W. Tochtermann.
- I. Das Maschinzeichnen. Zeichnen nach Vorlage und Zeichnen nach Modell. Mit 68 Tafeln Nr. 589
 - II. Die wichtigsten Maschinenteile in zeichnerischer und konstruktiver Hinsicht. Mit 61 Tafeln Nr. 590
- Die Maschinenelemente.** Kurzgefaßtes Lehrbuch mit Beispielen für das Selbststudium und den praktischen Gebrauch von Oberingenieur Friedrich Barth. Mit 114 Fig. Nr. 3
- Maschinenmeßkunde** von Dr. Ing. L. Zipperer. Mit 98 Abb. Nr. 880
- Dynamik** von Dr. W. Müller. Mit 121 Figuren Nr. 902, 903
- Metallurgie** von Dr. August Geltz. 2 Bände. Mit 21 Fig. Nr. 313, 314
- Eisenhüttenkunde** von Prof. Dr.-Ing. M. v. Schwarz. 2 Bde. Mit 81 Abbild. und 3 Tafeln Nr. 152, 153
- Technische Wärmelehre (Thermodynamik)** von Dipl.-Ing. K. Walther und M. Röttinger. Mit 54 Figuren. Nr. 242
- Technische Schwingungslehre** von Dr.-Ing. L. Zipperer. 2 Bde. Mit 93 Abbild. Nr. 953, 961
- Mechanische Technologie** von Geh. Hofrat Professor A. Lüddecke. 2 Bände. Mit 249 Fig. Nr. 340, 341
- Die thermodynam. Grundlagen d. Wärmekraft- u. Kältemaschinen** v. Dipl.-Ing. M. Röttinger. Mit 73 Fig. Nr. 2
- Die Kalkulation im Maschinenbau** von Ingenieur H. Bethmann. Mit 61 Figuren Nr. 486
- Die Werkstoffe des Maschinenbaues** von Dr. A. Thum. 2 Bände. Mit 73 Abbildungen Nr. 476, 936
- Die Dampfmaschinen.** Kurzgefaßtes Lehrbuch mit Beispielen für das Selbststudium und den praktischen Gebrauch von Oberingenieur Friedrich Barth.
- I. Wärmetheoretische und dampftechnische Grundlagen. Mit 64 Figuren Nr. 8
 - II. Bau und Betrieb der Dampfmaschinen. Mit 109 Fig. Nr. 572
- Die Dampfkessel.** Kurzgefaßtes Lehrbuch mit Beispielen für das Selbststudium und den praktischen Gebrauch von Oberingenieur Friedrich Barth.
- I. Kesselsysteme und Feuerungen. Mit 43 Figuren Nr. 9
 - II. Bau und Betrieb der Dampfkessel. Mit 57 Figuren. Nr. 521
- Gasmaschinen und Ölmaschinen** von Ing. A. Kirschke u. Dipl.-Ing. Ernst Oehler. 2 Bde. Mit 118 Abb. u. 4 Taf. Nr. 316, 651
- Die Wasserturbinen** von Dipl.-Ing. P. Holl u. Baurat E. Treiber.
- I. Allgemeines. Die Freistrahlturbinen. Mit 86 Abbild. Nr. 541
 - II. Die Überdruckturbinen. Die Wasserkraftanlagen. Mit 75 Abbild. Nr. 542

Die Dampfturbinen, ihre Wirkungsweise und Konstruktion von Prof. Dipl.-Ing. C. Zietemann. 3 Bde. Mit 312 Fig. Nr. 274, 715, 716	
Die zweckmäßigste Betriebskraft von Ob.-Ingenieur Friedrich Barth.	
I. Einleitung. Dampfkraftanlagen. Verschiedene Kraft- maschinen. Mit 19 Abbild.	Nr. 224
II. Gas-, Wasser- und Windkraft-Anlagen. Mit 24 Abbild.	Nr. 225
III. Elektromotoren. Betriebskostentabellen. Graphische Darstellungen. Wahl der Betriebskraft. Mit 13 Abbild.	Nr. 474
Eisenbahnfahrzeuge von Reg.-Baum. a. D. H. Hinnenthal.	
I. Die Dampflokomotiven. Mit 95 Figuren und 2 Tafeln	Nr. 107
II. Die Eisenbahnwagen und Bremsen. Neu bearbeitet von Ad. Wolff. Mit 85 Figuren	Nr. 108
Kolonial- und Kleinbahnen von Prof. F. Baltzer. 2 Bde. Mit 29 Textabbild.	Nr. 816, 817
Luftschiffahrt von Prof. Dipl.-Ing. C. Eberhardt. Mit 38 Fig.	Nr. 842
Flugtechnik von Prof. Dipl.-Ing. C. Eberhardt. Mit 62 Fig.	Nr. 841
Automobile. Personen- und Lastautomobile sowie Elektro- karren. Von Ing. R. Thebis. Mit 78 Abbild.	Nr. 948
Pumpen, Druckwasser- und Druckluft-Anlagen. Ein kurzer Überblick von Prof. Dipl.-Ing. R. Vogdt. Mit 97 Fig.	Nr. 290
Die Hebezeuge von Prof. Dipl.-Ing. G. Tafel.	
I. Entwurf von Winden und Kranen. Mit 251 Fig. . . .	Nr. 414
Die landwirtschaftlichen Maschinen von Dipl.-Ing. Karl Walther. 3 Bände. Mit 258 Figuren	Nr. 407—409
Die Werkzeugmaschinen für Holzbearbeitung von Dr. Karl Trautvetter. Mit 99 Abbild.	Nr. 582
Die Werkzeugmaschinen für Metallbearbeitung von Ingenieur Professor Hermann Wilda.	
I. Die Mechanismen der Werkzeugmaschinen. Die Drehbänke. Die Fräsmaschinen. Mit 339 Figuren.	Nr. 561
II. Die Bohr- und Schleifmaschinen. Die Herstellung von Zahnradern auf Werkzeugmaschinen. Mit 128 Fig.	Nr. 562
III. Hobel-, Shaping- und Stoßmaschinen. Sägen und Scheren. Antrieb und Kraftbedarf. Mit 98 Figuren	Nr. 821
Gießereimaschinen von Dipl.-Ing. Emil Treiber. Mit 69 Fig.	Nr. 548
Die Gleichstrommaschine von Prof. Dipl.-Ing. Fr. Sallinger. 2 Bände. Mit 6 Tafeln u. 129 Figuren	Nr. 256, 881
Aufgabensammlung über die Gleichstrommaschine mit Lösungen v. Prof. Dipl.-Ing. Fr. Sallinger. Mit 38 Fig.	Nr. 912
Wechselstromerzeuger von Prof. Dipl.-Ing. Fr. Sallinger. Mit 77 Fig.	Nr. 547
Elektrische Förderanlagen von Dr.-Ing. A. Schwalger. Mit 30 Figuren	Nr. 678
Die Preßluftwerkzeuge von Dipl.-Ing. P. Iltis. Mit 77 Fig.	Nr. 493
Die Baumaschinen von Ing. Jos. Körting. Mit 126 Fig.	Nr. 702
Englisch für Techniker. Ein Lese- und Übungsbuch von Dir. Ing. Carl Volk. 2 Bände. Mit 44 Figuren	Nr. 705, 706
Technisches Wörterbuch, enthaltend die wichtigsten Aus- drücke des Maschinen- und Schiffbaues von Erich Krebs.	
I: Deutsch-Englisch	Nr. 395
II: Englisch-Deutsch	Nr. 396

Weitere Bände sind in Vorbereitung

Sammlung Göschen

Luftschiffahrt

Von

Dipl.-Ing. C. Eberhardt

Professor an der Technischen Hochschule Darmstadt

Mit 38 Figuren



Berlin und Leipzig

Vereinigung wissenschaftlicher Verleger
Walter de Gruyter & Co.

vormals G. J. Göschen'sche Verlagshandlung — J. Guttentag, Verlags-
buchhandlung — Georg Reimer — Karl J. Trübner — Veit & Comp.

1921



~~I 26~~

I-301395

Alle Rechte, insbesondere das Übersetzungsrecht,
von der Verlagshandlung vorbehalten.

Druck von
C. G. Röder G. m. b. H., Leipzig,
854120.

Akc. Nr.

~~3990/51~~

BRK-10 563/2016

Inhaltsübersicht.

	Seite
Einleitung	5
I. Die physikalischen Grundlagen.	
1. Auftrieb	8
2. Die Füllgase	12
3. Änderung des Auftriebs mit Druck und Temperatur	15
4. Änderung des Auftriebs mit dem Feuchtigkeitsgehalt der Luft	22
5. Die reduzierte Nutzlast	25
II. Der Freiballon.	
1. Konstruktion und Ausrüstung	29
2. Die Ballonhülle. Beanspruchung und Festigkeit	36
3. Die Steighöhe	41
A. Der pralle Ballon	41
B. Der schlappe Ballon	47
C. Einfluß der Temperatur	50
4. Der Ballon in der Gleichgewichtshöhe	53
5. Der Abstieg	
A. Einleitung des Falles	55
B. Bremsen des Falles	55
III. Luftschiffe.	
1. Die Navigation im Luftschiff	58
2. Die Konstruktion von Luftschiffen	65
A. Prallluftschiffe	67
B. Starre Luftschiffe	75
3. Form und Fahrwiderstand	81
4. Die Steuerung	86
A. Seitensteuerung	88
B. Höhensteuerung	95
5. Die dynamische Steighöhe	101
6. Die Messung der Eigengeschwindigkeit	108
7. Die Entwicklung der deutschen Luftschiffe im Weltkriege	113
Register	118

Literatur.

- Austerweil, Die angewandte Chemie in der Luftschiffahrt (Luftfahrzeugbau und -Führung Bd. 16). R. Oldenbourg, München 1914.
- Bassus, Die physikalischen Grundlagen der Höhennavigation. R. Oldenbourg, München 1917.
- Brähmer, Chemie der Gase (Luftfahrzeugbau und -Führung Bd. 3). R. Oldenbourg, München 1911.
- Luftfahrt und Wissenschaft. Julius Springer, Berlin.
- Moedebeck, Taschenbuch für Flugtechniker und Luftschiffer. M. Krays, Berlin 1911.
- Motorluftschiff-Studiengesellschaft. Jahrbücher. Julius Springer, Berlin.
- Silberer, Grundzüge der praktischen Luftschiffahrt (Bibliothek für Luftschiffahrt Bd. 2). R. C. Schmidt & Co., Berlin 1910.
- Wissenschaftliche Gesellschaft für Luftfahrt. Jahrbücher. Julius Springer, Berlin.
- Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt. R. Oldenbourg, München.
-

Einleitung.

Das gesamte Gebiet der Luftfahrt umfaßt die Theorie und Konstruktion, den Bau und die Führung von Luftfahrzeugen. Diese teilen sich in zwei grundsätzlich voneinander verschiedene Gruppen, je nachdem die Auftriebskräfte statischen oder dynamischen Ursprunges sind.

Mit der ersten Gruppe beschäftigt sich das Fachgebiet der „Luftschiffahrt“, mit der zweiten dasjenige der „Flugtechnik“. Ein Fahrzeug der ersten Gruppe „fährt“ in der Luft, ein Fahrzeug der zweiten Gruppe „fliegt“. Entsprechend bezeichnet man die Fahrzeuge entweder als „Luftschiffe“ oder als „Flugmaschinen“ (Flugzeuge). Man unterscheidet ferner „Luftschiffer“ und „Flieger“.

Die Luftschiffahrt befaßt sich nur mit denjenigen Luftfahrzeugen, die sich durch statischen Auftrieb schwebend erhalten, d. h. durch den Auftrieb einer Gasfüllung, deren spezifisches Gewicht geringer ist als dasjenige der atmosphärischen Luft.

Wir unterscheiden „Luftschiffe“ und „Freiballons“ (Kugelballon). Erstere besitzen eine durch Maschinenkraft erzeugte Eigengeschwindigkeit und sind daher lenkbar, letztere sind frei dem Winde überlassen.

Die Gebrüder Montgolfier in Paris waren die ersten, die im Jahre 1783 das Auftriebsgesetz des griechischen Physikers Archimedes (220 v. Chr.) zum Zwecke der Luftschiffahrt mit Erfolg verwerteten. An ähnlichen früheren Versuchen hat es nicht gefehlt, denn es herrschte

gegen das Ende des 18. Jahrhunderts ein reges Interesse an allen Fragen, die sich mit der Eroberung der Luft befaßten.

Die Gebrüder Montgolfier benutzten erhitzte Luft zur Füllung ihres Ballons.

Nach einigen Vorversuchen gelang es ihnen, Ende des Jahres 1783 einen Heißluftballon zu konstruieren, der zwei Personen zu heben vermochte.

Zwei Edelleute, Pilâtre de Rozier und Marquis d'Arlandes, wagten mit diesem Fahrzeug als die ersten Luftschiffer den Aufstieg, und zwar mit Erfolg, denn sie landeten nach kurzer Fahrt wohlbehalten in der Nähe von Paris.

Zu gleicher Zeit machte in Paris der Chemiker Charles Versuche mit Wasserstofffüllung, und noch im Dezember desselben Jahres verließ der erste bemannte Wasserstoffballon aus gefirnißter Seide die Erde. Im Korbe befand sich Charles mit seinem Freunde Roberts.

Diesen kühnen Freiballonfahrten folgten sofort im Jahre 1784 in Paris die ersten Luftschiffprojekte, von denen dasjenige des Ingenieur-Offiziers Meusnier besonders beachtenswert erscheint.

Man erkannte, daß ein Luftfahrzeug nur dann lenkbar wird, wenn es eine eigene Geschwindigkeit besitzt. Die zu diesem Zwecke angeordneten Propeller sollten durch Menschenkraft betrieben werden.

In langer Reihe folgen nun Versuche mit Luftschiffen bis auf die neueste Zeit.

In Deutschland bildeten sich um das Jahr 1900 zwei prinzipiell verschiedene Luftschiffsysteme aus, das starre System des Grafen Zeppelin und das unstarre des Majors v. Parseval. Aus Frankreich stammte das halbstarre System, das in Deutschland durch die Militärbehörde weiteren Ausbau fand (1907).

Die gleichzeitige Konkurrenz dieser drei Systeme wirkte kräftig fördernd auf die Entwicklung der deutschen Luftschiffahrt.

In keinem Lande wurde daher in den letzten 15 Jahren intensiver auf diesem Gebiete gearbeitet als in Deutschland. Mit den immer größer werdenden Dimensionen der Schiffe ging schließlich das starre System des Grafen Zeppelin als unbestrittener Sieger aus diesem Kampfe hervor.

Unter dem Drucke der Kriegsnot entwickelte der Luftschiffbau Zeppelin, im Wettstreit mit dem Luftschiffbau Schütte-Lanz das starre Luftschiff in staunenswert kurzer Zeit zu einer Vollkommenheit, die als vollendet zu bezeichnen ist.

Die Heranziehung des Luftschiffs für die Zwecke des transatlantischen Schnellverkehrs ist dadurch bereits ermöglicht, und auf diesem Gebiete liegt auch sein eigentliches Arbeitsfeld.

Erst für große Reisewege, die sich über Tausende von Kilometern erstrecken, arbeitet das Luftschiff rationell, dann aber auch außerhalb jeder Konkurrenz.

In den folgenden Abschnitten sollen nun die physikalischen Grundlagen für das Gebiet der Luftschiffahrt, die Theorie und Führung des Freiballons, sowie die wesentlichsten Gesichtspunkte für die Konstruktion und den Bau von Luftschiffen behandelt werden. Das in den Abschnitten über den Freiballon zu besprechende Verhalten des Ballons und seiner Gasfüllung in der Luft gilt auch ausnahmslos für Luftschiffe, worauf noch besonders hingewiesen sein soll. •

I. Physikalische Grundlagen.

1. Auftrieb.

Ein Körper, der in ein flüssiges oder gasförmiges Medium eintaucht, verliert nach dem Gesetz des Archimedes so viel an Gewicht, als der verdrängte Teil des Mediums wiegt.

Diesen Gewichtsverlust bezeichnet man in der Physik als „Auftrieb“.

Es ist also der Auftrieb

$$A = V \cdot \gamma \dots \dots 1),$$

wenn V das verdrängte Volumen und γ das spezifische Gewicht des Mediums bedeutet.

Der Auftrieb ist also unabhängig von dem Material und der Beschaffenheit des eingetauchten Körpers. Es ist daher auch gleichgültig, ob der Körper sich im festen, flüssigen oder gasförmigen Zustande befindet.

Gleichung 1) gilt demnach ganz allgemein für alle Körper, also auch beim Eintauchen eines abgeschlossenen Gasvolumens in ein anderes Gas, z. B. in atmosphärische Luft, mit welchem Sonderfalle sich die Luftschiffahrt ausschließlich beschäftigt.

Es sei nun ein fester Körper von der Gestalt eines Rechtecks (nach Fig. 1) in eine Flüssigkeit getaucht.

Jedes Oberflächenelement des Körpers erfährt dann einen Druck, proportional der zugehörigen Flüssigkeitshöhe x .

Die Resultierende aller dieser Flüssigkeitsdrucke stellt nun offenbar den Auftrieb des Körpers dar.

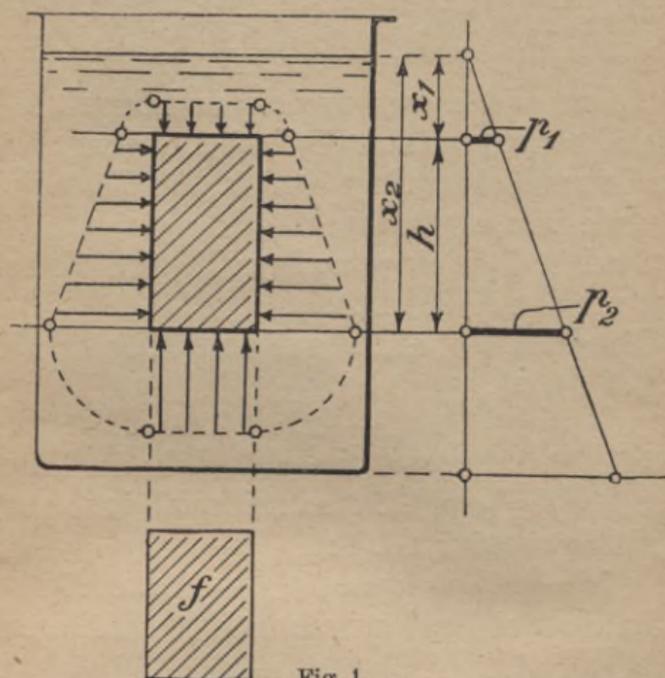


Fig. 1.

In diesem besonderen Falle ergibt sich dafür einfach die Druckdifferenz zwischen den horizontalen Begrenzungsflächen des Rechtecks, denn die Drucke auf die seitlichen Flächen heben sich vollständig gegeneinander auf und können daher keinen Beitrag zu der Resultierenden liefern. Diese erhalten wir damit als eine senkrecht nach oben gerichtete Kraft, von der Größe:

$$A = f(p_2 - p_1) \dots \dots 2),$$

wenn f den Inhalt der Grundfläche bedeutet.

Nun ist $p_2 = \gamma x_2$ und $p_1 = \gamma x_1$.

Führen wir diese Werte in Gl. 2) ein, so wird

$$A = fh\gamma(x_2 - x_1) = fh\gamma h \dots \dots 3).$$

$f \cdot h$ stellt aber das Volumen V des Rechteckes vor und somit $fh\gamma = V\gamma$ das Gewicht der verdrängten Flüssigkeit, womit der Satz des Archimedes bewiesen ist, zunächst für diesen besonderen Fall.

Der Beweis gilt aber auch für jeden beliebig gestalteten Körper, denn wir können uns diesen jederzeit in unendlich viele, senkrechtstehende Rechtecke mit unendlich kleiner Grundfläche zerlegt denken, für deren jedes der vorstehende Beweis gilt.

Das Gewicht G des eingetauchten Körpers wird also vermindert um den Auftrieb A .

Die Resultierende aller auf den Körper wirkenden Kräfte ist dann

$$P = G - A \dots \dots 4).$$

Bezeichnen wir das spezifische Gewicht des Körpers mit γ' , so ist $G = fh\gamma'$ und Gl. 4) schreibt sich dann auch unter Berücksichtigung der Gl. 3):

$$P = fh(\gamma' - \gamma) = V(\gamma' - \gamma) \dots \dots 5).$$

Wir haben hier nun drei verschiedene Fälle zu unterscheiden:

1. Ist $\gamma' > \gamma$, also P positiv (nach abwärts gerichtet), so sinkt der eingetauchte Körper unter.
2. Ist $\gamma' < \gamma$, also P negativ (nach oben gerichtet), so steigt er in der Flüssigkeit empor.
3. Ist $\gamma' = \gamma$, so wird $P = 0$, d. h. der Körper schwebt im Gleichgewicht.

Für die Zwecke der Luftschiffahrt kommt nur der zweite Fall in Betracht. Das spezifische Gewicht γ' des eingetauchten Gasvolumens muß kleiner sein als das spezifische Gewicht γ der zu verdrängenden atmosphärischen Luft.

Die resultierende Kraft P ist dann senkrecht nach aufwärts gerichtet und vermag daher eine angehängte Last Q in der Luft schwebend zu erhalten, oder auch emporzuheben.

Ein Gaskörper hat keine selbständige Gestalt und muß daher mit einer Hülle umgeben sein.

Das Gewicht der Ballonhülle werde mit H bezeichnet.

Das Fahrzeug schwebt dann im Gleichgewicht, wenn der Auftriebsüberschuß P gerade gleich dem Gewichte H der Hülle und dem Belastungsgewichte Q ist.

Die Gleichgewichtsbedingung lautet daher:

$H + Q = P$ oder, wenn wir den Wert von P nach Gl. 4) unter Berücksichtigung des Falles 2) einsetzen: $H + Q = A - G$ oder $H + Q + G = A$.

Der Auftrieb A , also das Gewicht der verdrängten Luft, ist gleich dem Gesamtgewichte des Fahrzeuges, das sich zusammensetzt aus dem Gewichte G der Gasfüllung, dem Hüllengewichte H und dem Belastungsgewichte Q .

Strenggenommen müßte auch der durch die festen Teile des Fahrzeuges verursachte Auftrieb berücksichtigt werden. Er ist jedoch gegenüber dem Gewichte dieser Teile so geringfügig, daß er stets vernachlässigt werden kann.

In der praktischen Luftschiffahrt pflegt man nun nicht die Kraft $A = V\gamma$ nach Gl. 1) als Auftrieb ' zu bezeichnen, sondern die Kraft $P = V(\gamma - \gamma')$ nach Gl. 5), also die Differenz zwischen dem Gewichte der verdrängten Luft und dem Gewichte des Gasvolumens.

Man setzt ferner die Differenz

$$\gamma - \gamma' = c \dots \dots 6)$$

und nennt c den Einheitsauftrieb oder den Auftriebskoeffizienten der Gasfüllung.

Das Volumen V (Balloninhalt) wird in Kubikmetern, der Einheitsauftrieb in Kilogramm/Kubikmeter angegeben.

2. Die Füllgase.

Der Auftriebskoeffizient $c = \gamma - \gamma'$ oder der Auftrieb pro Kubikmeter wird um so größer, je geringer γ' das Gewicht des Füllgases pro Kubikmeter ist. Er erreicht seinen theoretischen Höchstwert $c_{\max} = \gamma$, wenn γ' zu Null wird. (Auftrieb des leeren Raumes.)

Das leichteste der uns bekannten Gase ist der Wasserstoff und dieser kommt daher für Luftschiffe auch ausschließlich in Betracht.

Für Freiballons benutzt man außer Wasserstoff auch das Leuchtgas, das freilich erheblich schwerer, aber viel billiger und fast überall zu haben ist.

Der erste Freiballon der Gebrüder Montgolfier war bekanntlich mit heißer Luft gefüllt. Diese kommt jedoch heute wegen des geringen Auftriebes nur noch für untergeordnete Zwecke in Betracht.

Das Gewicht der Gase ändert sich mit Druck und Temperatur. Wie beziehen es daher stets auf 760 mm Q. S. Druck und 0° Temperatur.

Wir kennzeichnen dies durch den Index Null, bezeichnen auch entsprechend den Auftriebskoeffizienten mit c_0 und heißen ihn den Normalauftriebskoeffizienten.

Gl. 6) schreibt sich dann:

$$c_0 = \gamma_0 - \gamma'_0 \dots \dots \dots 6a).$$

Führen wir die auf Luft von gleichem Druck und gleicher Temperatur bezogene Dichtigkeit des Gases $s = \frac{\gamma'}{\gamma}$ in die Gleichungen 6) und 6a) ein, so erhalten wir

$$c = \gamma (1 - s) \dots \dots \dots 7)$$

und $c_0 = \gamma_0 (1 - s) \dots \dots \dots 7a).$

Das Gewicht von 1 cbm trockener Luft beträgt bei 0° und 760 mm Druck $\gamma_0 = 1,293$ kg.

Die Gewichte pro Kubikmeter und die Gasdichten von Wasserstoff und Leuchtgas, sowie deren Normalauftriebskoeffizienten zeigt folgende Tabelle:

Gasart	γ_0' kg/cbm	Gasdichte $s = \frac{\gamma_0'}{\gamma_0}$	c_0 kg/cbm
Wasserstoff rein	0,0896	0,0692	1,203
Wasserstoff normal	0,15	0,12	1,1
Leuchtgas	0,67 bis 0,45	0,52 bis 0,35	0,62 bis 0,84

Mit jedem Kubikmeter der Ballonfüllung können wir daher im günstigsten Falle 1,2 kg in der Luft schwebend erhalten. Wir kommen damit also dem idealen Normalhöchstauftrieb $c_{0\max} = \gamma_0 = 1,293$ schon ziemlich nahe. Reiner Wasserstoff liegt jedoch selten vor, so daß der Auftrieb einer Wasserstofffüllung zu rund 1 kg pro Kubikmeter angenommen werden kann.

Das Gewicht des Leuchtgases ist sehr verschieden, je nach der Güte der zu seiner Darstellung verwendeten Steinkohlen. Den mittleren Auftrieb kann man gleich 0,7 kg/cbm setzen.

Gutes Leuchtgas setzt sich dem Volumen nach etwa zusammen aus 49% Wasserstoff, 34% Methan (CH_4), 8% Kohlenoxyd (CO), 4% schweren Kohlenwasserstoffen, 1% Kohlensäure (CO_2) und 4% Stickstoff.

Sowohl Wasserstoff als Leuchtgas sind brennbare Gase und mit Luft gemengt hochgradig explosibel, Eigenschaften, die für die Luftschiffahrt sehr unerwünscht sind.

Um die Feuersgefahr zu vermeiden, wurde das nicht brennbare Ammoniak (NH_3) mit $\gamma_0' = 0,771$ kg/cbm

und einem Auftrieb von $c_0 = 0,522$ kg/cbm als Füllgas vorgeschlagen. Es hat jedoch zu wenig Auftrieb und greift auch die Ballonhülle sehr stark an.

Ein ideales Ballongas wäre das Helium, eines der nur in sehr geringen Mengen in der Atmosphäre enthaltenen Edelgase. (1 cbm Luft enthält nur 1,5 ccm Helium.) Es ist nicht brennbar und chemisch völlig indifferent. Sein Gewicht ist $\gamma'_0 = 0,178$ kg/cbm. Es ist also doppelt so schwer als Wasserstoff, erreicht aber mit $c_0 = 1,293 - 0,178 = 1,115$ kg nahezu den gleichen Auftrieb.

Außer in der Atmosphäre kommt Helium in zahlreichen Thermalquellen, sowie in Naturgasquellen vor, jedoch auch nur in spärlichem Maße.

Die einzige Möglichkeit, das seltene Gas auf rationellem Wege in ausreichenden Mengen für die Zwecke der Luftschiffahrt zu gewinnen, bieten zur Zeit die Naturgasquellen, hauptsächlich diejenigen der amerikanischen Petroleumgebiete.

Die quantitative Analyse dieser Gase ergibt etwa:

- 62% Kohlenwasserstoffe,
- 37% Stickstoff,
- 1% Helium.

Die Feuergefährlichkeit der jetzigen Gasfüllung kann als die einzige unangenehme Eigenschaft eines Luftschiffes bezeichnet werden. Ihre Beseitigung durch Verwendung des Heliums wird angestrebt.

Die neueren amerikanischen Versuche auf diesem Gebiete lassen das Heliumluftschiff in nicht zu weiter Ferne erscheinen.

3. Änderung des Auftriebs mit Druck und Temperatur.

Luft und Wasserstoff sowie die übrigen in Betracht kommenden Füllgase gehören zu den vollkommenen Gasen, also zu denjenigen, für welche die Gesetze von Mariotte und Gay-Lussac Geltung besitzen.

Das Mariottesche Gesetz lautet: Bei konstanter Temperatur ist das Produkt aus Druck und Volumen stets dasselbe.

Es ist also

$$p \cdot v = \text{const.} \dots\dots 8),$$

wobei p den Druck in kg/cm^2 bedeutet und v das Volumen von 1 kg des Gases.

Das Gesetz von Gay-Lussac lautet: Bei konstantem Druck wächst das Volumen bei Erwärmung um 1°C um $\frac{1}{273}$ des bei 0° eingenommenen Volumens. $\alpha = \frac{1}{273}$ heißt der Ausdehnungskoeffizient der vollkommenen Gase.

Bei Erwärmung um t° erhalten wir danach ein Volumen

$$v' = v_0 (1 + \alpha t) \dots\dots 9),$$

wenn v_0 das Volumen der Gewichtseinheit des Gases bei 0° unter dem gleichen Drucke bedeutet.

Beide Gesetze sind vereinigt in der Zustandsgleichung der vollkommenen Gase, welche lautet:

$$10000 p \cdot v = R T \dots\dots 10),$$

R heißt die Gaskonstante, $T = 273 + t$ die absolute Temperatur.

Multiplizieren wir auf beiden Seiten mit $\gamma =$ Gewicht von 1 cbm des Gases, so wird:

$$10000 p = \gamma R T,$$

denn auf der linken Seite entsteht das Produkt $v \cdot \gamma = 1$, wenn man sich der Bedeutung von v erinnert.

Aus dieser Gleichung erhalten wir das Gewicht von einem Kubikmeter des Gases zu $\gamma = \frac{10000 p}{R T}$.

Für die Zwecke der Luftschiffahrt führt man an Stelle des Druckes p in kg/cm^2 den Druck b in mm Quecksilbersäule ein. 1 kg/cm^2 entspricht dem Drucke einer Q.S. von 735,5 mm Höhe. Es wird dann:

$$\gamma = \frac{10000 b}{735,5 R T}.$$

Setzen wir für $R = 29,26$ die Gaskonstante der Luft, so ergibt sich

$$\gamma = \frac{1}{2,152} \cdot \frac{b}{T} \dots\dots\dots 11),$$

die uns das Gewicht von 1 cbm Luft für beliebige atmosphärische Verhältnisse zu berechnen gestattet.

Setzen wir wieder die Dichtigkeit des Füllgases $s = \frac{\gamma'}{\gamma}$, so erhalten wir das Gewicht von 1 cbm der Gasfüllung:

$$\gamma' = \frac{1}{2,152} \cdot \frac{b}{T} \cdot s \dots\dots\dots 12).$$

Der Auftrieb pro Kubikmeter oder der Auftriebskoeffizient $c = \gamma - \gamma'$ berechnet sich dann ganz allgemein für einen Druck b' und eine absolute Temperatur T' der Gasfüllung zu:

$$c = \frac{1}{2,152} \left(\frac{b}{T} - \frac{b'}{T'} \cdot s \right) \dots\dots\dots 13).$$

Nun kann der Druck b' innerhalb des Gasraumes stets gleich dem äußeren atmosphärischen Luftdrucke b gesetzt werden. Unter der Voraussetzung, daß auch die Gas-

temperatur T' gleich derjenigen der äußeren Luft ist, vereinfacht sich die Gleichung auf

$$c = \frac{1}{2,152} \cdot \frac{b}{T} (1 - s) \dots\dots 14).$$

Für reinen Wasserstoff von der Dichte $s = 0,0692$ bei einem Luftdrucke von 760 mm und einer Temperatur $t = 0^{\circ}$ wird nach Gl. 14) der Normalauftriebskoeffizient

$$c = c_0 = 1,203 \text{ kg/cbm.}$$

Zunächst ersehen wir aus Gl. 14), daß der Auftrieb wächst mit steigendem Barometer, und daß er nachläßt mit steigender Temperatur.

Für gleichbleibenden Druck können wir Gl. 14) auch in der Form schreiben:

$$c \cdot T = \text{const.},$$

woraus wir erkennen, daß für einen gegebenen konstanten Luftdruck b der Auftrieb mit steigender Temperatur abnimmt nach dem Gesetze einer gleichseitigen Hyperbel (s. Fig. 2).

Jedem Drucke entspricht eine andere Hyperbel. Das praktisch benutzte Gebiet liegt etwa zwischen den Temperatur- und Druckgrenzen von $t = -30^{\circ}$ bis $+40^{\circ}$ und $b = 720$ bis 780 mm. In der Figur ist dieses Gebiet durch Schraffur gekennzeichnet. Der tiefste Punkt kennzeichnet den kleinsten, der höchste Punkt den größten möglichen Auftrieb. Es ergeben sich dafür für Wasserstoff nach Gl. 14)

$$c_{\min} = 0,993 \text{ und } c_{\max} = 1,387 \text{ kg/m}^3.$$

In arktischen Gegenden herrschen also für die Luftschiffahrt bedeutend günstigere Verhältnisse, als in heißen Zonen.

Die Hyperbelbögen verlaufen in dem benutzten Gebiet schon so flach, daß wir sie durch gerade Strecken ersetzen

können. (Siehe Fig. 3, die einen Teil des betrachteten Gebietes in größerem Maßstabe zeigt.)

Wir können also annähernd die Abnahme des Auftriebes pro Grad Temperaturzunahme als konstant an-

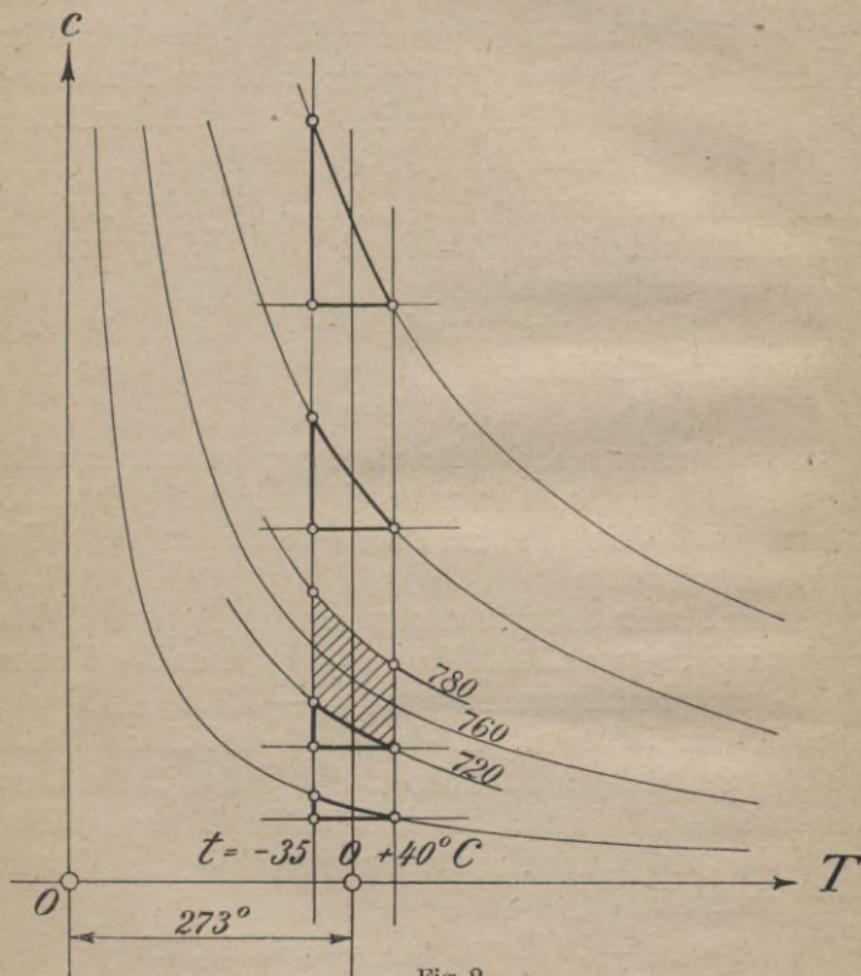


Fig. 2.

nehmen, jedoch nur für ein und denselben Druck. Beim Steigen eines Luftschiffes (abnehmender Druck) wird der Einfluß der Temperatur geringer, beim Fallen (zunehmender Druck) nimmt auch der Temperatureinfluß zu. Dies

ist in Fig. 2 deutlich sichtbar an dem Anwachsen der

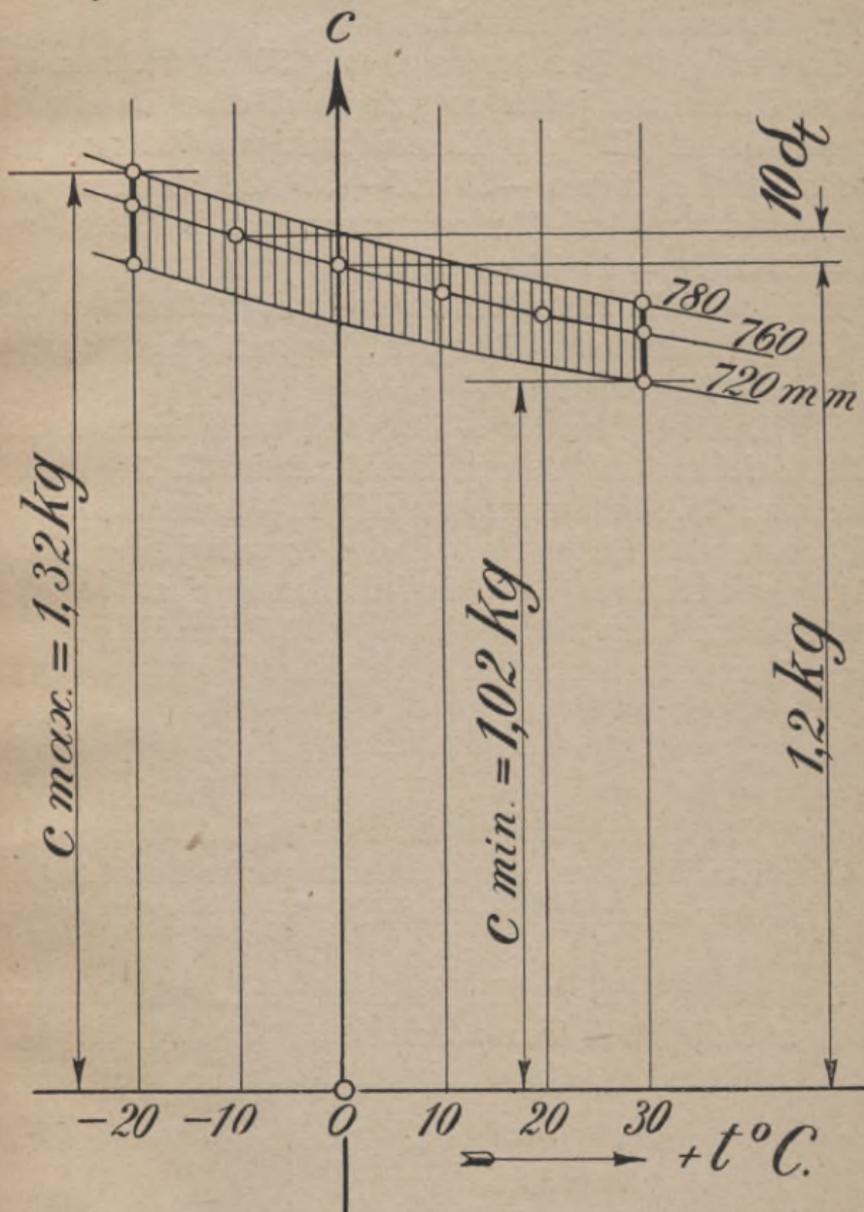


Fig. 3.

stärker ausgezogenen Dreiecksflächen, deren Inhalt ein

unmittelbares Maß für die Änderung des Auftriebes durch Temperatureinflüsse darstellt.

Innerhalb der Druckgrenzen von 720 bis 780 mm ist dieser Unterschied jedoch so gering, daß er vernachlässigt werden kann. Für den Normaldruck von 760 mm berechnet sich zwischen -20 und $+30^\circ$ die Abnahme des Auftriebes pro Grad Temperaturzunahme im Mittel zu $\delta_t = 0,004 \text{ kg} = 4 \text{ g/cbm}$.

Ein Luftschiff von 20000 cbm Inhalt verliert also bei 1° Temperaturzunahme 80 kg an Tragkraft, was für $12,5^\circ$ bereits 1000 kg ausmacht.

Die Auftriebsdifferenz δ_t läßt sich auch leicht durch eine Gleichung ausdrücken, indem wir in Gl. 14) für T eine um 1° höhere Temperatur, also $T + 1$ einsetzen, und die gewonnene Gleichung von der ursprünglichen Gleichung subtrahieren. Es entsteht dann die zu der ursprünglichen Temperatur T gehörige Auftriebsdifferenz δ_t für 1° Temperaturzunahme:

$$\delta_t = \frac{b}{2,152} \left(\frac{1 - s}{T^2 + T} \right) \dots\dots 15).$$

δ_t wächst direkt proportional mit dem Luftdrucke. Je höher also der Luftdruck, desto mehr beeinflußt ein Temperaturwechsel die Tragkraft eines Schiffes.

Untersuchen wir nun die Änderung des Auftriebes bei gleichbleibender Temperatur.

Gl. 14) schreibt sich dann in der Form:

$$\frac{c}{b} = \text{const.}$$

Bei einer gegebenen konstanten Temperatur ändert sich also der Auftrieb nach dem Gesetze einer geraden Linie,

die durch den Pol geht. Der Pol entspricht der Temperatur $t = -273^\circ$. Jeder Temperatur entspricht eine andere Gerade durch den Pol. Der Winkel, den sie mit der positiven Richtung der x -Achse einschließt, wird größer mit abnehmender Temperatur. Für $t = -273$ fällt sie mit der y -Achse zusammen.

Die Zunahme des Auftriebes für eine Druckänderung von 1 mm Q.S. ist also für jeden Luftdruck konstant, jedoch nur bei ein und derselben Temperatur. Für jede andere Temperatur erhalten wir eine andere Auftriebsgerade und damit eine neue Konstante.

Die Auftriebsdifferenz δ_b pro mm Q.S. ergibt sich sofort, wenn wir wieder in Gl. 14) für den Druck b den um 1 mm höheren Druck $b + 1$ einsetzen und die beiden Zustandsgleichungen voneinander subtrahieren.

Es wird dann

$$\delta_b = \frac{1-s}{2,152 T} \dots\dots 16).$$

Sie ist also unabhängig vom ursprünglichen Druck, im Gegensatz zu δ_t , das als Funktion der ursprünglichen Temperatur auftritt.

δ_b wird um so größer, je niedriger die Temperatur ist, bei der die Druckänderung stattfindet.

Schreiben wir Gl. 16) in der Form

$$\delta_b \cdot T = \text{const.},$$

so stellt sie sich als gleichseitige Hyperbel dar, womit uns die Änderung von δ_b mit der Temperatur bekannt ist. Die Hyperbel (s. Fig. 4) verläuft im praktisch benutzten Temperaturgebiet, das durch Schraffur gekennzeichnet ist, schon so flach, daß wir sie an dieser Stelle wieder durch eine gerade Strecke ersetzen können. D. h. die Auftriebsdifferenz δ_b ist nicht nur unabhängig vom ursprünglichen

Druck, sondern innerhalb des praktisch benutzten Gebietes auch näherungsweise unabhängig von der Temperatur.

Berechnen wir δ_b nach Gl. 16) für verschiedene Temperaturen etwa zwischen -10 und $+30^\circ$, so ergibt sich im Mittel die Zunahme des Auftriebes pro Millimeter Druckanstieg zu $\delta_b \sim 0,0015 \text{ kg} = 1,5 \text{ g/cbm}$. Damit ist der Einfluß von Druck und Temperatur auf die Auftriebsverhältnisse vollkommen geklärt.

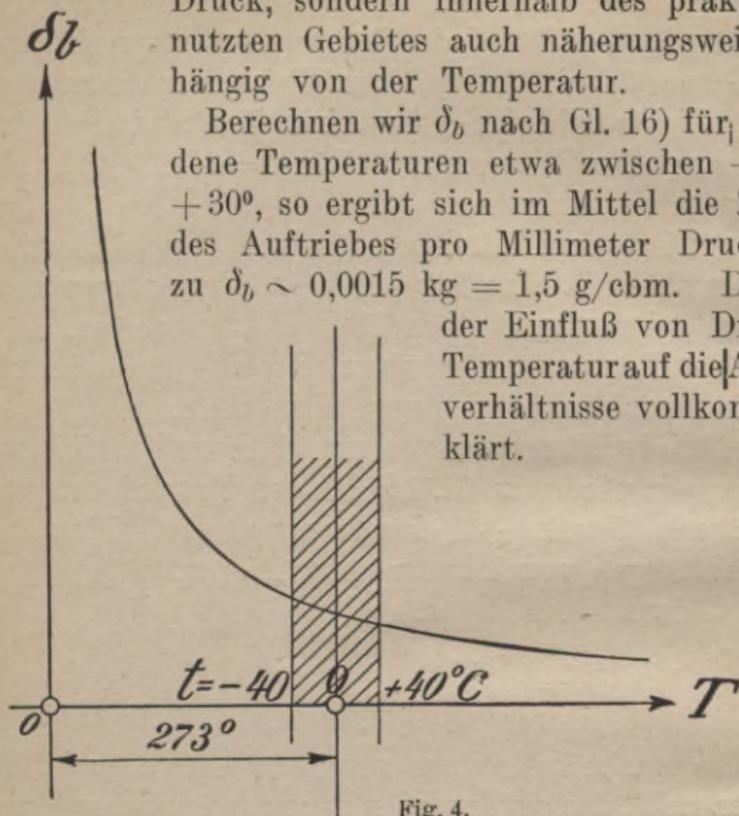


Fig. 4.

4. Änderung des Auftriebs mit dem Feuchtigkeitsgehalt der Luft.

Atmosphärische Luft ist niemals trocken, sie ist vielmehr stets mehr oder weniger mit Wasserdampf gesättigt.

Wasserdampf hat ein geringeres spez. Gewicht als Luft, 1 cbm Wasserdampf wiegt bei 0° und 760 mm Druck 0,804 kg. Daher ist auch feuchte Luft leichter als trockene. Je feuchter die Luft, desto geringer ist also der Auftrieb.

Um den Auftriebskoeffizienten zu bestimmen, brauchen wir daher zunächst das Gewicht von 1 cbm feuchter Luft $= \gamma$.

Bezeichnen wir das Gewicht von 1 cbm trockener Luft mit γ_1 , so haben wir dafür nach Gl. 11) für einen Druck b_1 und eine absolute Temperatur T

$$\gamma_1 = \frac{1}{2,152} \cdot \frac{b_1}{T}$$

Bei der gleichen Temperatur, jedoch unter dem Drucke b_2 ergibt sich nach Gl. 12) das Gewicht von 1 cbm Wasserdampf zu

$$\gamma_2 = \frac{1}{2,152} \cdot \frac{b_2}{T} \cdot s',$$

wenn s' die Dichte des Wasserdampfes bezeichnet. $s' = 0,623$.

Die Addition beider Gleichungen liefert das Gewicht von 1 cbm feuchter Luft zu

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 = \frac{b_1 + b_2 s'}{2,152 T} = \frac{b_1 + 0,623 b_2}{2,152 T}$$

In dieser Gleichung stellt b_1 den Teildruck der trockenen Luft und b_2 den Teildruck des beigemischten Wasserdampfes vor. b_2 heißt in der Meteorologie auch Dunstdruck.

Es ist nun der abgelesene atmosphärische Barometerstand $b = b_1 + b_2$. Daraus $b_1 = b - b_2$ eingesetzt gibt:

$$\gamma = \frac{b - 0,377 b_2}{2,152 T}$$

Der Teildruck b_2 des Wasserdampfes kann nun einen bestimmten Höchstwert nie überschreiten, welcher nur von der Temperatur abhängig ist und mit dieser steigt. Ist dieser Höchstwert erreicht, so kann die Luft weiteren Wasserdampf nicht mehr aufnehmen. Sie heißt dann voll gesättigt. Bezeichnen wir diesen Höchstwert des Dunstdruckes oder den Sättigungsdruck mit b_0 , dann heißt der Quotient:

$$\varphi = \frac{b_2}{b_0} \text{ die relative Feuchtigkeit der Luft.}$$

Es ist dann $b_2 = \varphi b_0$, und wenn man diesen Wert noch in die Gl. einführt:

$$\gamma = \frac{b - 0,377 \varphi b_0}{2,152 T} \dots\dots 17),$$

womit das Gewicht von 1 cbm Luft für jeden atmosphärischen Zustand berechnet werden kann.

Gl. 17) enthält jetzt nur noch Werte, die unmittelbar von den Instrumenten abgelesen werden können, und zwar die Lufttemperatur t in Graden Celsius, den Barometerstand b in Millimeter Q.S. und die relative Feuchtigkeit, die entweder direkt vom Hygrometer abgelesen oder genauer mit dem Aspirationspsychrometer bestimmt wird.

Der maximale Dampfdruck oder Sättigungsdruck b_0 wird für die gemessene Lufttemperatur aus der folgenden Tabelle entnommen:

t	b_0	t	b_0	t	b_0
— 10	1,9	5	6,5	20	17,5
— 9	2,1	6	7,0	21	18,6
— 8	2,3	7	7,5	22	19,8
— 7	2,5	8	8,0	23	21,1
— 6	2,8	9	8,6	24	22,4
— 5	3,0	10	9,2	25	23,8
— 4	3,3	11	9,8	26	25,3
— 3	3,6	12	10,5	27	26,8
— 2	3,9	13	11,2	28	28,4
— 1	4,2	14	12,0	29	30,1
0	4,6	15	12,8	30	31,8
1	4,9	16	13,6	32	35,3
2	5,3	17	14,5	34	39,5
3	5,7	18	15,5	36	44,2
4	6,1	19	16,5	38	49,3

Für das Gewicht pro Kubikmeter des Füllgases von der Dichte s hatten wir nach Gl. 12)

$$\gamma' = \frac{1}{2,152} \cdot \frac{b}{T'} \cdot s.$$

Das Füllgas steht unter dem gleichen Drucke b , hat jedoch meist eine andere Temperatur T' wie die umgebende Luft.

Durch Subtraktion der beiden letzten Gleichungen erhalten wir schließlich die Gleichung für den Auftriebskoeffizienten $c = \gamma - \gamma'$ in ihrer allgemeinsten Form, in der sie auch in der Praxis Anwendung findet.

Es ergibt sich:

$$c = \frac{b}{2,152 T} \left(1 - 0,377 \varphi \frac{b_0}{b} - s \frac{T}{T'} \right) \dots \dots 18).$$

Sie gestattet, den Auftrieb für jeden atmosphärischen Zustand der Luft und für jeden Zustand der Gasfüllung zu berechnen. Sie enthält nur Werte, die direkt von den Instrumenten abgelesen und unverändert in die Gleichung eingesetzt werden können. Die Gasdichte s wird mittelst der Schillingschen Gaswaage festgestellt.

5. Die reduzierte Nutzlast.

Als gesamten Auftrieb eines Luftschiffes oder Freiballons mit einem Gasvolumen V bezeichnet man in der praktischen Luftschiffahrt im Gegensatz zur Physik das Gewicht der verdrängten Luft vermindert um das Gewicht der Gasfüllung.

Es ist also gesamter Auftrieb

$$A = V(\gamma - \gamma') = V\gamma(1 - s) = V \cdot c \dots \dots 19).$$

Der Rauminhalt V ist als konstante Größe zu betrachten.

Der Auftriebskoeffizient c dagegen ist sehr veränderlich und wesentlich abhängig von Luftdruck, Lufttemperatur und Feuchtigkeit, sowie von der Temperatur und der Beschaffenheit des Füllgases, für das wir stets Wasserstoff voraussetzen wollen.

Der Auftrieb ein und desselben Luftschiffes wechselt daher stark je nach der Jahreszeit, und wird von der Tageszeit merklich beeinflußt.

Dementsprechend ist auch die Nutzlast eines Schiffes eine sehr veränderliche Größe.

Für die Abnahme eines fertigen Schiffes ist daher eine bestimmte Nutzlast vorgeschrieben, die sich auf folgende Bedingungen bezieht:

1. Lufttemperatur = Gastemperatur $t = t' = 0^{\circ}$.
2. Luftdruck $b = 760$ mm.
3. Relative Feuchtigkeit der Luft = 60% ($\varphi = 0,6$).
4. Dichte des Wasserstoffgases in bezug auf Luft $s = 0,1$.

Auf diese normalen Verhältnisse muß die unter den augenblicklichen Tagesverhältnissen abgewogene Nutzlast reduziert werden, zum Zwecke der Feststellung, ob die vertragsmäßig festgesetzte Nutzlast auch tatsächlich erreicht ist.

Die Reduktion der Nutzlast hat nur eine geschäftliche Bedeutung und keine fahrtechnische, denn den Führer eines Luftschiffes interessiert nur die Tagesnutzlast, die er vor jeder Fahrt durch Abwiegen feststellt.

Für die festgesetzte Normaltemperatur von 0° für Luft und Gas, also $T = T' = 273 + 0$ entnehmen wir aus der Tabelle für den Sättigungsdruck $b_0 = 4,6$.

Nach Einsetzen der Normalwerte in Gl. 18) erhalten wir den Normalauftriebskoeffizienten zu $c_0 = 1,1619$ kg/m³.

Dieser Normalauftriebskoeffizient ist damit ein für allemal bestimmt, solange man keine Veranlassung hat, andere grundlegende Verhältnisse zu wählen.

Die Reduktion der Nutzlast soll nun nach folgendem praktischen Beispiele vorgeführt werden:

Ein Luftschiff mit einem Rauminhalt $V = 31900 \text{ m}^3$ wurde unter folgenden Verhältnissen abgewogen:

Lufttemperatur $t = 17^\circ$,

Gastemperatur $t' = 16^\circ$,

Luftdruck $b = 727,5 \text{ mm}$,

Gasdichte $s = 0,09$,

relative Feuchtigkeit $\varphi = 0,71$,

für $t = 17^\circ$ wird nach Tabelle der Sättigungsdruck $b_0 = 14,5 \text{ mm}$.

Diese Zahlen in Gl. 18) eingeführt ergeben einen Tagesauftriebskoeffizienten $c = 1,0525 \text{ kg/m}^3$.

Als Nutzlast wurde dabei abgewogen:

$$N = 12454 \text{ kg.}$$

Dieses Gewicht heißt die Tagesnutzlast.

Der gesamte Tagesauftrieb des Schiffes berechnet sich nach Gl. 19) zu

$$A = V \cdot c = 31900 \cdot 1,0525 = 33574 \text{ kg.}$$

Für das abgewogene, also im Gleichgewicht schwebende Schiff gilt die Gleichgewichtsbedingung:

$$A = L + N \dots \dots 20),$$

wobei L das Leergewicht des Schiffes und N die Tagesnutzlast darstellt.

Aus Gl. 20) berechnet sich das Leergewicht zu:

$$L = A - N = 33574 - 12454 = 21120 \text{ kg.}$$

Nach den Normalbedingungen wäre jedoch der gesamte Auftrieb:

$$A_0 = V \cdot c_0 = 31900 \cdot 1,1619 = 37060 \text{ kg.}$$

A_0 heißt der Vertrags- oder Normalauftrieb.

Bezeichnen wir nun die reduzierte Nutzlast oder die Vertragsnutzlast mit N_0 , so besteht jetzt die Gleichgewichtsbedingung

$$A_0 = L + N_0 \dots\dots 21) ,$$

und wir erhalten schließlich aus Gl. 21) die gesuchte reduzierte Nutzlast zu:

$$N_0 = A_0 - L = 37060 - 21120 = 15940 \text{ kg},$$

womit die gestellte Aufgabe gelöst ist.

Die reduzierte Nutzlast N_0 muß nun die vertragsmäßig ausgemachte Nutzlast mindestens erreichen, wenn das Schiff den Abnahmebedingungen in bezug auf Tragkraft entsprechen soll.

In diesem besonderen, aus der Praxis herausgegriffenen Beispiel beträgt die Nutzlast 43% des gesamten Auftriebes.

Die Gleichungen 20) und 21) schreiben sich auch:

$$V \cdot c = L + N \text{ und } V \cdot c_0 = L + N_0 .$$

Durch Subtraktion folgt:

$$V (c_0 - c) = N_0 - N$$

oder
$$N_0 = V (c_0 - c) + N \dots\dots 22),$$

woraus die reduzierte Nutzlast direkt berechnet werden kann.

Für $c = c_0$ wird $N = N_0$, d. h. die reduzierte Nutzlast wiegt sich unmittelbar ab.

II. Der Freiballon.

1. Konstruktion und Ausrüstung.

Der Freiballon dient der Meteorologie zu wissenschaftlichen Fahrten, in der Hauptsache aber dem Sport. Die Sportleistung wird darin erblickt, entweder eine möglichst große Strecke zurückzulegen, oder auch sich möglichst lange in der Luft zu halten. Man unterscheidet sonach Weit- und Dauerfahrten. Die Kunst des Führers besteht in beiden Fällen im wesentlichen darin, möglichst sparsam mit den Ballastvorräten zu wirtschaften. Die vollendete Kunst erfordert reiche Erfahrung und genaue Kenntniss der theoretischen Grundlagen über das Verhalten des Ballons unter den verschiedenen Einflüssen der Atmosphäre.

Beim Aufstieg wird der Freiballon vom Winde erfaßt und so lange durch dessen Druck beschleunigt, bis er die Geschwindigkeit und Richtung des Windes restlos angenommen hat. Ist dieser Beharrungszustand erreicht, so besteht zwischen dem Ballon und der ihn umgebenden Atmosphäre kein Geschwindigkeitsunterschied mehr.

Der Luftschiifer im Freiballon fühlt daher für gewöhnlich keinen Windhauch, wemngleich er unter Umständen mit der Geschwindigkeit eines Schnellzuges über die Erde davongeführt wird. Gelangt jedoch der Ballon in Luftschichten, in denen die Richtung oder die Geschwindigkeit des Windes eine andere ist, so sucht sich die schwere Masse

des Freiballons zunächst infolge ihrer Beharrung in derselben Richtung und mit der alten Geschwindigkeit weiter zu bewegen, und erst allmählich nimmt das Fahrzeug die Geschwindigkeit und Richtung der Luftströmung an, in die es geraten ist. Nur in solchen Fällen fühlt der Luftschiffer während der Fahrt auf kurze Zeit Wind, und die Richtung, aus der er den Luftzug erhält, läßt ihn wissen, daß sein Fahrzeug Richtung oder Geschwindigkeit geändert hat und in welchem Sinne.

Die Versuche, die unmittelbar nach Erfindung des Freiballons angestellt wurden, denselben mit Hilfe von Segelflächen und Steuerrudern zu lenken, waren daher vergeblich, denn der Wind vermag nach Eintritt des Beharrungszustandes keinerlei Kräfte mehr auf irgendeinen Teil des Fahrzeuges auszuüben.

Als Form für den Gasraum wählte man von jeher die Kugel, da sie ein gegebenes Volumen mit der kleinsten möglichen Oberfläche einzuschließen vermag. Das Gewicht der Gashülle wird also ein Minimum und ein möglichst geringes Konstruktions- oder Leergewicht ist selbstverständlich für jegliches Luftfahrzeug in erster Linie anzustreben.

Die Gashülle muß unten stets offen sein, denn das Gas sucht sich energisch auszudehnen, zunächst beim Steigen, da der äußere Luftdruck dann dauernd abnimmt, oder wenn es durch Sonnenbestrahlung erwärmt wird. Die Gas-temperatur kann bei Tage bis zu 60° mehr, bei Nacht bis zu 20° weniger betragen als die Lufttemperatur.

Wäre der prallgefüllte Ballon völlig geschlossen und das Gas somit nicht in der Lage sich auszudehnen, so würde die dadurch bedingte Zunahme des Gasdruckes bald die Festigkeitsgrenze des Ballonstoffes erreichen, und schließlich die Hülle schon in geringer Höhe zum Platzen bringen.

Der Ballon besitzt daher stets am unteren Pol eine kreis-

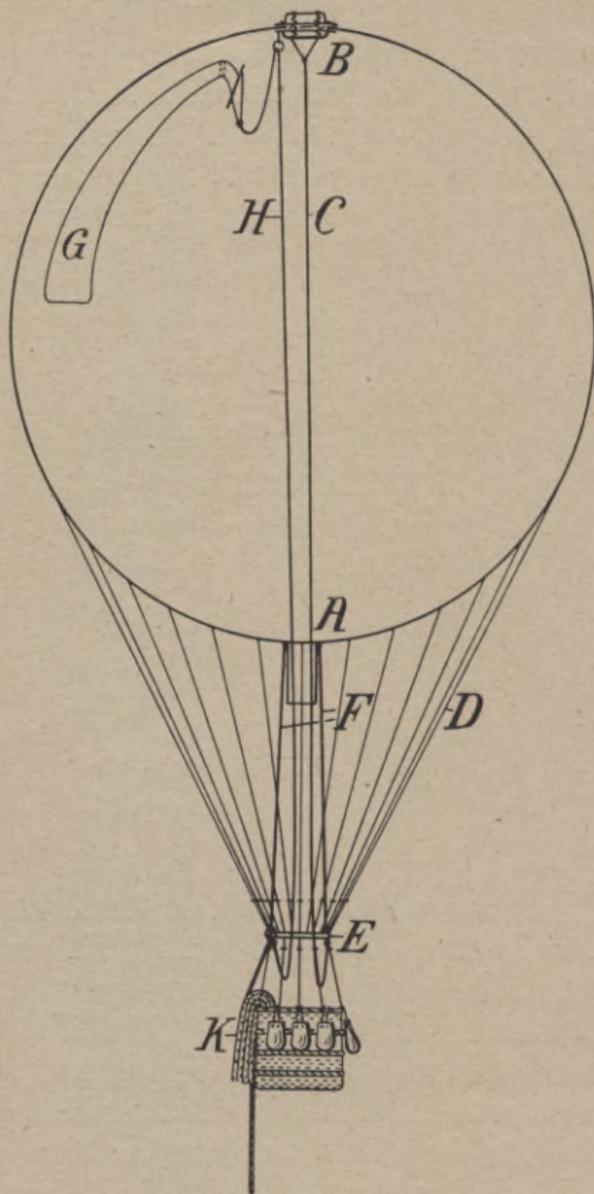


Fig. 5.

förmige Öffnung *A* (siehe Fig. 5), an die sich mittels eines

Holzringes ein kurzer zylindrischer Ansatz schließt, der Füllansatz, der außerdem bei der Füllung des Ballons zum Anschluß der Gasleitung dient.

Im Zenit des Ballons befindet sich ein Ventil *B*, das durch Zug an einer durch den Füllansatz zum Korbe führenden Leine, der Ventilleine *C*, geöffnet werden kann, wodurch ein Teil des Gases zum Ausströmen gebracht wird.

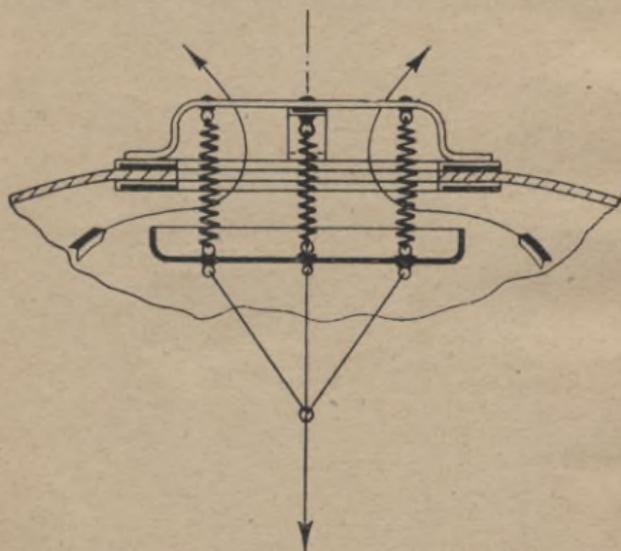


Fig. 6.

Beim Nachlassen des Zuges an der Ventilleine schließt sich das Ventil selbsttätig durch kräftige Federn, die den Ventilteller gasdicht gegen eine Gummimembrane pressen. Die Konstruktion eines Ventils zeigt Fig. 6.

Die ganze Hülle umschließt ein dichtes Netz aus Hanfseilen, dessen untere Maschen in eine Anzahl Leinen auslaufen, die Netzleinen *D*, die an dem aus Stahlrohr bestehenden Korbring *E* enden (s. Fig. 5). In neuerer Zeit verwendet man auch netzlose Freiballons. Die vom Korbring auslaufenden Leinen *D* führen dann zu einem Liek-

bogengurt, der etwas unterhalb des Äquators auf die Hülle aufgenäht ist. Der Korbring trägt an kräftigen Hanfleinen den Korb zur Aufnahme der Insassen. Außerdem führen vom Korbring nach oben zu dem Holzring des Füllansatzes zwei Leinen, die Füllansatzleinen *F*, welche den Zweck haben, den Abstand des Füllansatzes vom Korbringe zu begrenzen.

Der Korb besteht aus Weidengeflecht, da dieses Material große Elastizität besitzt, die beim Aufschlag auf die Erde unter Umständen in hohem Maße erforderlich ist, um eine Zerstörung des Korbes zu verhindern.

Als Landungsvorrichtung besitzt ferner jeder Freiballon die Reißbahn, das ist ein zungenförmiger Stoffstreifen *G*, der, vom Zenit bis zum Äquator der Kugel verlaufend, an der Hülle mittels Paragummis angeklebt ist und mit Hilfe der an seiner Spitze befestigten und durch den Füllansatz zum Korbe führenden Reißleine *H* aufgerissen werden kann, wodurch ein klaffender Riß in der Hülle entsteht, der eine rasche Entleerung derselben sichert.

Erst nach Erfindung und dem allgemeinen Bekanntwerden der Reißbahn war die Möglichkeit einer sicheren Landung auch bei scharfem Wind gegeben.

Der zur Erde gehende Ballon wird bei starkem Winde mit großer Kraft und Geschwindigkeit über das Gelände geschleift, und Hindernisse, wie Gebäude, Bäume, Felsen usw., können schwere Katastrophen im Gefolge haben, wenn es nicht gelingt, durch schnelle Entleerung des Gasinhaltes das Fahrzeug zum Halten zu bringen. Diese Möglichkeit ist durch die Einführung der Reißbahn gegeben. In früheren Zeiten benutzte man als Landungsorgane einen Anker und das Ventil, durch dessen verhältnismäßig geringe Öffnung der Gasinhalt nur langsam entweichen kann, so daß oft langdauernde, gefährliche

Schleiffahrten vor der Landung in Kauf genommen werden mußten, da der Anker in den seltensten Fällen festhielt. Von der Verwendung eines Ankers ist man daher seit langem abgekommen.

Um ein unerwünschtes Öffnen der Reißbahn zu verhindern, wird die Reißleine nicht unmittelbar von der

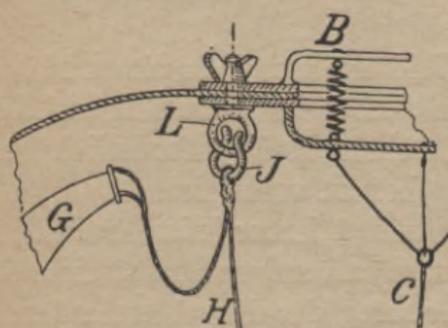


Fig. 7.

Spitze der Reißbahn zum Korbeführt, sondern sie ist vorher durch eine Feder *J* in einem am Ventil befestigten Ring *L* gesichert, aus dem sie nur durch einen energischen Ruck gelöst werden kann (siehe Fig. 7). Erst dann ist der Ballon klar zur Landung.

Außer der Reißbahn besitzt der Freiballon als weiteres Landungsorgan das Schleppseil *K*, ein starkes Hanfseil von ca. 100 m Länge, welches am Korbring befestigt ist, und zwar auf derselben Seite, auf der sich die Reißbahn befindet. Es hat den Zweck, den Ballon vor der Landung so einzustellen, daß die Reißbahn auf der Luvseite liegt, so daß also die beim Reißen unter dem Druck des Windes in der Fahrtrichtung zur Erde sinkende Hülle den Reißschlitz stets oben behält, wodurch allein eine schnelle Entleerung und damit eine sichere Landung gewährleistet ist. Ferner dient das Schleppseil dazu, den Fall des Ballons kurz vor der Erde zu mildern, da das Gewicht des Fahrzeuges von dem Augenblick ab, in dem das Schleppseil den Boden berührt, allmählich um das ganze Gewicht des Schleppseiles entlastet wird.

Schließlich hat das vor der Landung auf der Erde nachgeschleifte Seil die Aufgabe, durch seinen beträchtlichen

Reibungswiderstand die Fahrgeschwindigkeit des Ballons zu bremsen.

Bei scharfem Wind und schwierigen Geländebeziehungen stellt die sichere Durchführung einer glatten Landung hohe Anforderungen an die Kaltblütigkeit, Umsicht und rasche Entschlußfähigkeit des Führers. Bei schwerem Sturm ist eine glatte Landung auf fester Erde fast unmöglich. Der Luftschiffer muß dann Wald oder Wasser aufzufinden suchen.

Die Ausrüstung des Freiballons an Instrumenten besteht im allgemeinen aus zwei Barometern zur Bestimmung der Höhenlage des Fahrzeuges, und zwar aus einem Aneroid-Barometer, dessen Zeiger den Luftdruck und die diesem entsprechende Höhenlage abzulesen gestattet, und ferner aus einem Barographen, dessen Schreibstift auf einem durch ein Uhrwerk in Drehung gesetzten Zylinder eine Höhenkurve aufzeichnet, die die Höhenlage des Ballons für jeden Augenblick der Fahrt festhält.

Aus diesen beiden Höhenmessern erkennt der Luftschiffer eine Änderung der Höhenlage seines Fahrzeuges jedoch nicht so schnell, als es ihm erwünscht ist, da sich der Zeiger bzw. der Schreibstift sehr langsam und für das Auge kaum wahrnehmbar bewegt. Aus diesem Grunde gehört zur Ausrüstung des Freiballons noch das Statoskop, ein Apparat, der sofort die Änderung der Höhenlage verrät. Er besteht aus einem Aluminiumgehäuse mit einer kreisrunden Öffnung, welche mit einer Gummimembrane verschlossen ist. An eine weitere Öffnung des Gehäuses ist ein kurzer Gummischlauch angeschlossen. Drückt man diesen mit der Hand zu, so dehnt sich beim Steigen des Ballons die nun im Innern des Gehäuses eingeschlossene Luft unter dem Nachlassen des Luftdruckes aus und zieht sich umgekehrt beim Fallen des Fahrzeuges zusammen. Hierdurch wird die

Gummimembrane in einem Fall nach außen, im andern nach innen gedrückt, welche Bewegung mechanisch auf einen Zeiger übertragen wird, dessen Ausschlag nach der einen oder andern Seite augenblicklich Intensität und Sinn einer Vertikalbewegung angibt.

Ferner braucht der Luftschiffer Kompaß und Karten, damit er sich stets über Fahrtrichtung und Gelände orientieren kann.

2. Die Ballonhülle. Beanspruchung und Festigkeit.

An Ballonstoffe sind folgende Anforderungen zu stellen: geringes Gewicht, hohe Festigkeit und dichtes Gewebe. Zur Verwendung kommt in der Hauptsache Baumwolle, ferner Seide, Leinwand und die Goldschlägerhaut. Letztere besteht aus Darmhäuten, sie besitzt den Vorzug natürlicher Dichtung, ist sehr leicht, jedoch von geringer Festigkeit.

Alle gewebten Stoffe werden durch Dichtungsmittel gasdicht gemacht. Als solche verwendet man Leinölfirnis und Kautschuk. Ersterer dichtet gut, ist billig, jedoch bei hoher Temperatur klebrig. Die Hülle muß von Zeit zu Zeit nachgefirnißt werden und wird dadurch schwerer.

Als Kautschukdichtung verwendet man reinen Naturgummi, in Benzin gelöst, der in dünner Schicht mit einem Zusatz von 10—15% Schwefel (vulkanisiert) auf den Stoff aufgewalzt wird. Vorzügliche Dichtung erreicht man erst bei doppelter Stofflage (dublierter Stoff). Um die Gummischicht vor Zersetzung durch den Einfluß des Sonnenlichtes zu schützen, wird der Stoff gelb gefärbt.

Die Beanspruchung der Ballonhülle erfolgt durch den inneren Überdruck.

In Fig. 8 bedeutet p_0 den Druck der über dem Füllansatz stehenden atmosphärischen Luftsäule. Er pflanzt sich durch das Innere des Ballons gleichmäßig bis zum Zenit fort.

p_x bedeutet den Druck der über der Höhe x lastenden atmosphärischen Luftsäule, der von außen in der Höhe x auf die Oberfläche der Kugel drückt.

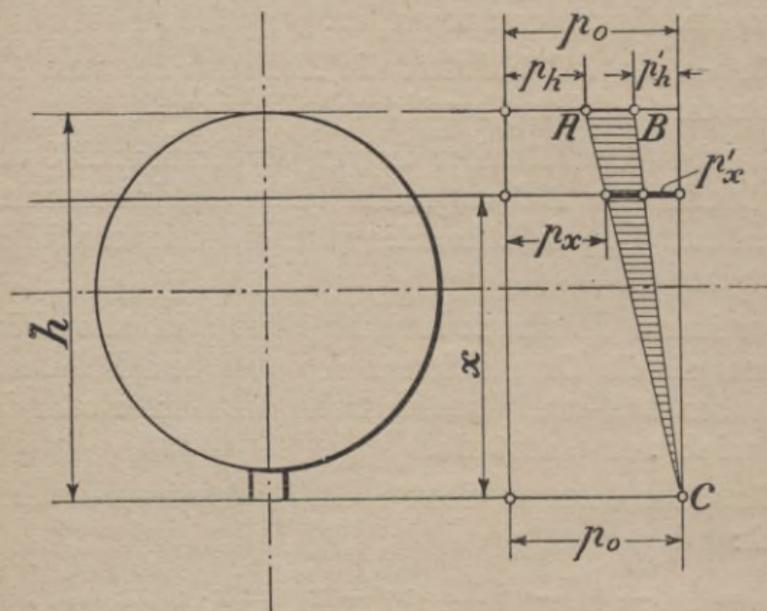


Fig. 8.

$p_0 - p_x$ wäre somit der innere Überdruck des Ballons in der Höhe x über dem Füllansatz, wenn die Gasfüllung gewichtslos wäre.

Da die Gasfüllung jedoch ein Gewicht besitzt, so vermindert sich dieser innere Überdruck an jeder Stelle um das Gewicht der darunterliegenden Gassäule.

Im Zenit des Ballons wird also der innere Überdruck $p_0 - p_h$ (entsprechend dem Druck der Luftsäule h) vermindert sein müssen um den vom Gewichte der ganzen Gassäule h herrührenden Druck p_h' .

Wir erhalten also dort den inneren Überdruck $p_0 - p_h - p_h'$.

Es bedeutet nun die Linie AC denjenigen Teil der atmosphärischen Druckkurve, welcher der Ballonhöhe h entspricht. Bei der geringen Höhe des Ballons gegenüber der gesamten Atmosphäre kann dieser Teil der Luftdruckkurve durch eine Gerade ersetzt werden.

Die Gerade BC bedeutet die Abnahme des vom Gewichte der Gasfüllung herrührenden Druckes.

Es geben dann offenbar die von der Geraden BC und der Druckkurve AC ausgeschnittenen Abszissenstrecken (schraffiert) für jede Höhe x den zugehörigen inneren Überdruck an.

Der innere Überdruck in jeder Höhe x ist also nichts anderes als die Druckdifferenz der über dem Füllansatz stehenden Luft- und Gassäulen von der Höhe x oder der Auftrieb der Gassäule.

Wir haben daher an dieser Stelle für den inneren Überdruck:

$$q_x = (p_0 - p_x) - p_x' = x\gamma - x\gamma' = x \cdot c \dots \dots 23),$$

für Wasserstoff also: $q_x = x (1,293 - 0,1) \sim 1,2 x$,

für Leuchtgas: $q_x = x (1,293 - 0,5) \sim 0,8 x$ in kg/m^2 oder mm Wassersäule.

Beispiel: Ein Freiballon von ca. 1000 cbm Inhalt und einem Kugeldurchmesser von ca. 12,5 m erhält einen größten Überdruck am Ventil:

$$q_h = 1,2 \cdot 12,5 \sim 15 \text{ mm W. S.}$$

Mit diesem Druck strömt das Gas beim Öffnen des Ventils ins Freie und für diesen Druck ist auch der Stoff zu berechnen.

Bedeutet D den Durchmesser der Gaskugel, so wird der größte innere Überdruck am Zenit, wenn wir die Länge des Füllansatzes vernachlässigen:

$$q = D(\gamma - \gamma') = D \cdot c \dots\dots\dots 23 a).$$

Denken wir uns diesen Überdruck im ganzen Gasraum wirkend und bezeichnen wir die dadurch hervorgerufene Stoffspannung pro m Länge mit S , so besteht die Gleichgewichtsbedingung

$$\frac{D^2 \pi}{4} \cdot q = D \pi S$$

oder
$$S = \frac{D}{4} \cdot q = c \frac{D^2}{4} \dots\dots\dots 24).$$

Beispiele:

1. Für einen Ballon von 1024 cbm Inhalt und einem Durchmesser von 12,5 m wird für Wasserstofffüllung

$$S = 1,2 \cdot \frac{12,5^2}{4} \sim 47 \text{ kg/m.}$$

Mit 1000 kg Bruchfestigkeit des dublierten Stoffes pro m Länge ergibt sich demnach ein Sicherheitsgrad ~ 21 gegen Bruch.

2. Für einen kleinen Ballon aus einfachem Stoff mit 600 kg Bruchfestigkeit pro m wird bei $V = 640$ cbm der Durchmesser $D = 10,7$ m und $S = 1,2 \frac{10,7^2}{4} \sim 35$ kg/m, also Sicherheit ~ 17 fach.

Die Hüllen werden beim Füllen und Verpacken bedeutend mehr beansprucht als durch den Gasdruck.

Für Ballons über 800 cbm wird daher stets dublierter Stoff verwendet.

Es soll nun noch ermittelt werden, in welcher Höhe ein geschlossener Ballon infolge des Gasdruckes platzen würde.

Für dublierten Stoff beträgt die Zerreißfestigkeit $S_{\max} = 1000$ kg/m. Dann ist nach Gl. 24)

$$S_{\max} = \frac{D}{4} \cdot q = 1000$$

oder Zerplatzdruck $q = \frac{4000}{D}$.

Wählen wir wieder einen Wasserstoffballon von 1000 cbm Inhalt und einem Durchmesser $D = 12,5$ m, so wird:

$$q = \frac{4000}{12,5} = 320 \text{ mm W. S.}$$

An der Erde besteht am Ventil infolge des Auftriebs bereits ein Überdruck von $1,2 \cdot 12,5 \sim 15$ mm W. S.

Daher wird der bis zum Platzen noch erforderliche Überdruck: $320 - 15 = 305$ mm W. S. = 22,5 mm Q. S.

$$(1 \text{ mm Q. S.} = 13,596 \text{ mm W. S.})$$

Nehmen wir den Luftdruck an der Erde normal zu 760 mm an, dann platzt der Ballon in der Höhe, die einem Luftdruck von $760 - 22,5 = 737,5$ mm Q. S. zugeordnet ist. Diese beträgt ca. 280 m.

Aus der Gleichung für den Zerplatzdruck geht hervor, daß ein Ballon um so früher platzt, je größer er ist.

Da der Füllansatz meist erst unmittelbar vor der Abfahrt von der Haltemannschaft aufgezogen wird, hat der Führer scharf darauf zu achten, ob er auch wirklich aufgegangen ist.

Wäre dies einmal nicht der Fall, so ist unverzüglich durch starkes Ventilziehen zur Landung zu schreiten.

3. Die Steighöhe.

Es ist zu unterscheiden zwischen prallen, d. h. vollgefüllten Ballons und schlaffen, nur teilweise gefüllten Ballons.

Beide Zustandsformen unterstehen besonderen Gesetzen. Jeder pralle Ballon wird beim Sinken schlaff, infolge des zunehmenden atmosphärischen Luftdruckes. Es kommen daher bei jeder Ballonfahrt die Gesetze beider Ballonformen zur Geltung.

A. Der pralle Ballon.

Ein praller Ballon befinde sich in beliebiger Höhe genau im Gleichgewicht. Es ist dann sein gesamter Auftrieb A gleich dem Gewichte des Ballons Q in kg. Es ist also $A = Q$. Das Ballongewicht Q setzt sich zusammen aus dem Leergewicht des Fahrzeuges (Konstruktionsgewicht) und der Nutzlast (Personen, Ballast, Instrumente, Gepäck usw.). Der Ballast wird in Form von Sandsäcken, meist von ca. 15 kg Gewicht pro Sack, mitgeführt. Der Ballon werde nun durch Auswerfen einer Ballastmenge vom Gewichte B kg entlastet. Das Gewicht des Ballons beträgt jetzt nur noch $Q' = Q - B$. Es besteht nun eine Differenz zwischen Auftrieb und Gewicht $A - Q' = B$, die „Auftriebsüberschuß“ oder „freier Auftrieb“ genannt wird. Unter dem Einflusse dieser Kraft beginnt der Ballon zu steigen. Nach Gl. 19) ist $A = V \cdot c$, und wenn wir c aus Gl. 14) einsetzen:

$$A = V \frac{b}{2,152 T} (1 - s) = Q \dots \dots 25).$$

* Die Gleichung gilt unter der Annahme, daß die Gas-temperatur stets gleich der Lufttemperatur ist. Wir erweitern diese Annahme noch insofern, als während des

ganzen Steigens die mittlere Temperatur der zu durchsteigenden Luftsäule $t_m = 0$ sein soll, also $T = 273^0$. In Wirklichkeit nimmt die Temperatur der Luft normal um $\frac{1}{2}^0$ ab pro 100 m Höhe. Unter diesen vereinfachenden Voraussetzungen ändert sich in Gl. 25) mit der Höhe nur noch der atmosphärische Luftdruck b .

Der Auftrieb eines prallen Ballons nimmt daher beim Steigen proportional dem Luftdrucke ab.

Unter dem nachlassenden Luftdrucke dehnt sich die Gasfüllung aus und strömt durch den Füllansatz ins Freie. Die ausgestoßenen Gasmassen bedeuten einen weiteren dauernden Gewichtsverlust während des Steigens.

Der pralle Ballon strebt nun mit konstantem Volumen, abnehmendem Auftrieb und abnehmendem Gewicht einer neuen Gleichgewichtslage entgegen, die offenbar dann erreicht ist, wenn der gesamte Auftrieb gerade um das Entlastungsgewicht B kleiner geworden ist.

Bezeichnen wir den Auftrieb in der neuen Gleichgewichtshöhe mit A' und den zugehörigen Luftdruck mit b' , so wird nach Gl. 25)

$$A' = V \frac{b'}{2,152 T} (1 - s) \dots \dots 25 a).$$

Die Subtraktion beider Gleichungen liefert

$$B = A - A' = \frac{V(1 - s)}{2,152 T} (b - b') \dots \dots 26).$$

Gl. 26) heißt die Ballastgleichung. Sie gestattet, für eine gegebene Ballastmenge B sofort den Luftdruck b' und damit die Höhe zu ermitteln, die der Ballon ersteigt, da der Zusammenhang zwischen Luftdruck und Höhe nach der barometrischen Höhenformel bekannt ist. Er ist aus folgender Tabelle ersichtlich, die für mittleren Atmosphärenzustand und $t_m = 0^0$ gilt:

Seehöhe in m	Luftdruck in mm Q. S.	Seehöhe in m	Luftdruck in mm Q. S.
0	760	3000	530
100	751	4000	470
200	742	5000	417
300	733	6000	370
400	724	7000	328
500	716	8000	291
1000	674	9000	258
1500	635	10000	229
2000	598	15000	124

Aus der Ballastgleichung folgt, daß die Ballastmenge proportional dem Balloninhalte V ist.

Ferner folgt, daß von 2 Ballons mit gleichem Volumen V , jedoch mit verschiedener Füllung zur Ersteigung ein und derselben Höhe, die durch die Druckdifferenz $b - b'$ gegeben ist, der Ballon mit der leichteren Gasfüllung mehr Ballast auswerfen muß, als der mit der schweren Füllung, denn B wird um so größer, je kleiner die Gasdichte s wird. Ein Leuchtgasballon reagiert also stärker auf die gleiche Ballastmenge, als ein gleich großer Wasserstoffballon. Die Ursache liegt darin, daß das beim Steigen des prallen Ballons aus dem Füllansatze strömende Gas natürlich ebenfalls als Ballast wirkt, der Leuchtgasballon also dadurch außer dem Ballast B noch einen weiteren und größeren Gewichtsverlust (an Füllgas) erfährt, als der Wasserstoffballon.

Schreiben wir die Ballastgleichung 26) in der Form

$$B = \frac{Vb(1-s)}{2,152 T} \left(1 - \frac{b'}{b}\right),$$

so wird daraus unter Berücksichtigung der Gl. 25)

$$B = Q \left(1 - \frac{b'}{b}\right) \dots\dots 26 a),$$

wobei Q das Gewicht des Ballons vor der Entlastung um B bedeutet.

Die infolge der Entlastung erstiegene Höhe kann auch ohne Benutzung der vorstehenden Tabelle unmittelbar berechnet werden, mit Hilfe der barometrischen Höhenformel.

Diese lautet unter Vernachlässigung der Luftfeuchtigkeit für mittlere geographische Breite:

$$h_n = h' - h = (18400 + 70 t_m) \log \frac{b}{b'} \dots\dots 27),$$

wobei t_m die mittlere Temperatur der Luftsäule von der Höhe h_n bedeutet (s. Fig. 9). Wir haben vorausgesetzt: $t_m = t = t' = 0$, so daß wir erhalten:

$$h_n = 18400 \log \frac{b}{b'} = 8000 \ln \frac{b}{b'} \dots\dots 27 a).$$

Aus Gl. 26 a) ergibt sich das Verhältnis

$$\frac{b'}{b} = \frac{Q - B}{Q}.$$

Führen wir dies in die Höhenformel 27 a) ein, so kommt sofort die gesuchte Steighöhe

$$h_n = 8000 \ln \frac{Q}{Q - B} \dots\dots 28).$$

Diese Höhe h_n heißt die Normalhöhe.

Wenn der Ballastabwurf B nur einen kleinen Teil des Ballongewichtes Q ausmacht, etwa bis zu 10%, dann kann mit größter Annäherung geschrieben werden:

$$\ln \frac{Q}{Q - B} \simeq \frac{B}{Q},$$

so daß Gl. 28) übergeht in

$$h_n = 8000 \frac{B}{Q} \dots\dots 28 a),$$

gültig für $B \leq 0,1 Q!$

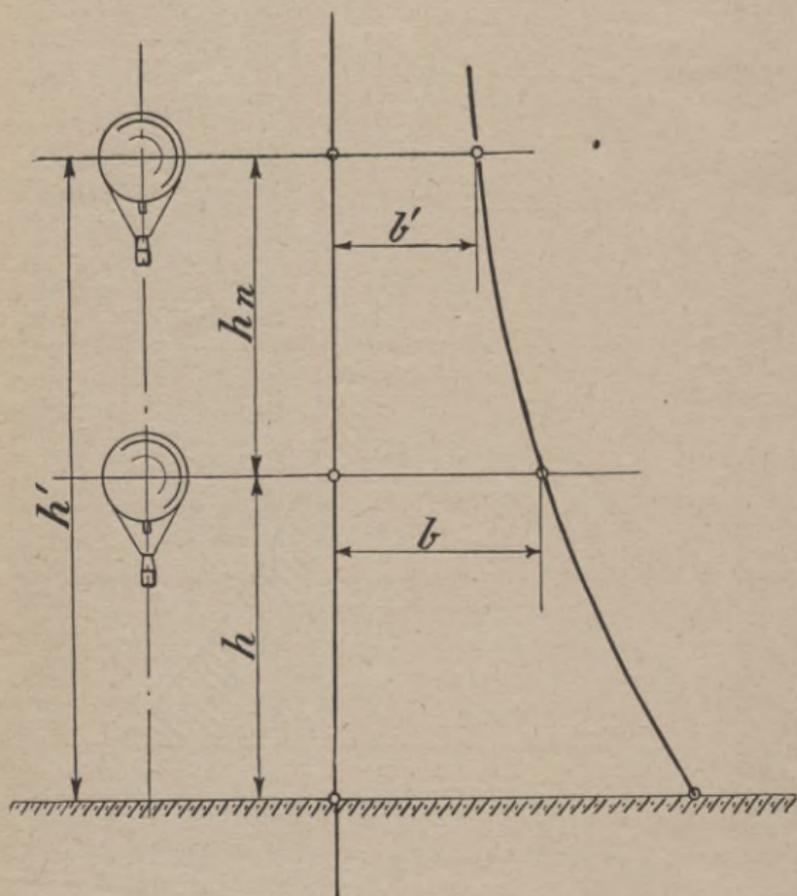


Fig. 9.

Oder in Worten: Ein praller Ballon steigt jedesmal um 80 m, sooft wir das Ballongewicht um 1% vermindern, unabhängig von seinem Volumen, seinem Gesamtgewicht, der Art seiner Füllung

und der Höhe, in welcher der Ballastabwurf erfolgt.

Die Abnahme des Luftdruckes mit der Höhe nach der logarithmischen Funktion 27a) hat zur Folge, daß für

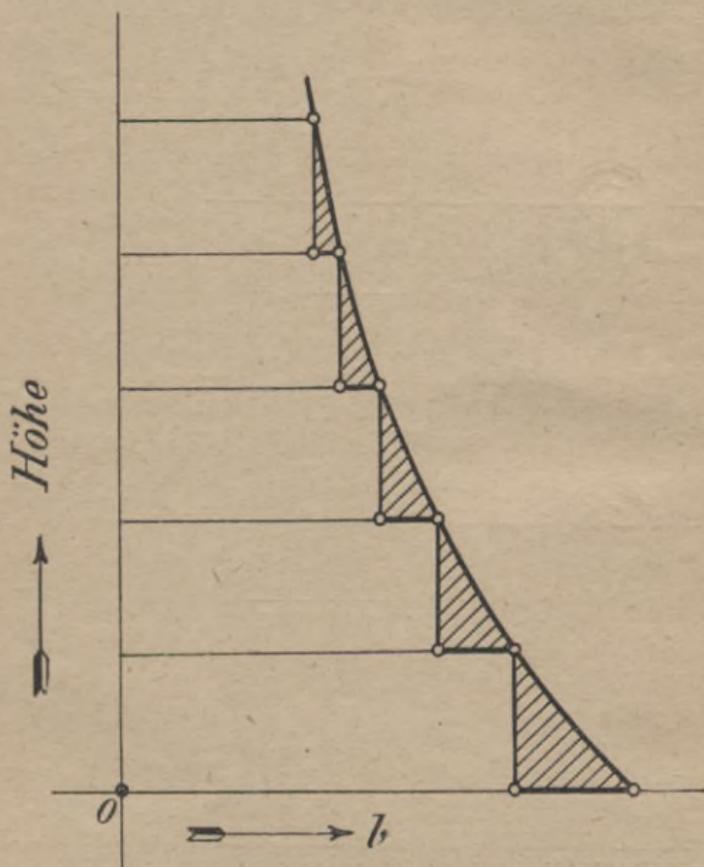


Fig. 10.

gleiche Höhenstrecken, z. B. je 1000 m, um so weniger Ballast erforderlich ist, in je größerer Höhe der Ballon sich befindet.

Die Abnahme der Druckdifferenzen $b - b'$ zwischen gleichen Höhenstrecken veranschaulicht die Abnahme der

erforderlichen Ballastmengen (s. Fig. 10). Diese sind proportional den schraffierten Dreiecksflächen.

Beispiel: Für einen Ballon von 1200 cbm Inhalt mit einem Leergewicht $L = 380$ kg ergibt sich für Wasserstofffüllung bei einem Auftriebskoeffizienten $c = 1$ kg/m³ eine Nutzlast $N = 820$ kg. Es ist also im Gleichgewichtszustand an der Erde das Ballongewicht

$$Q = N + L = 380 + 820 = 1200 \text{ kg} = V \cdot c = 1200 \cdot 1.$$

Für den gleichen Ballon mit Leuchtgasfüllung ergibt sich für $c' = 0,7$ kg/m³ eine Nutzlast $N' = 460$ kg. Also Ballongewicht:

$$Q' = N' + L = 460 + 380 = 840 \text{ kg} = V \cdot c' = 1200 \cdot 0,7.$$

Unter der Voraussetzung, daß in der maximal erreichbaren Höhe außer der Besatzung von 2 Personen à 75 kg noch 50 kg an Instrumenten, Gepäck, Karten usw. sowie 75 kg Landungsballast an Bord bleiben, berechnet sich nach Gl. 28) die Normalhöhe für den Wasserstoffballon zu 4880 m, für den Leuchtgasballon zu 2000 m.

B. Der schlaaffe Ballon.

Ein teilweise gefüllter Ballon befinde sich im Gleichgewicht auf der Erde. Sein Gasvolumen sei V_0 . Im prallgefüllten Zustande sei das Gasvolumen V . Man setzt

$$V_0 = m V \dots\dots 29),$$

wobei $m \leq 1$. m heißt der Füllungsgrad. Der Ballon werde nun um die Ballastmenge B entlastet. Der schlaaffe Ballon steigt nun mit zunehmendem Volumen und konstantem Gewicht, bis er prall ist. Diese Höhe heißt die Prallhöhe.

Unter der getroffenen Annahme $t_m = t = t' = 0$ gilt

nach dem Gesetz von Mariotte: $V_0 b_0 = V' b' = V b_p$
 $= \text{const.}$ für jeden Luftdruck $\leq b_p$, wobei b_p den zur Prall-
 höhe gehörigen Luftdruck bedeutet (s. Fig. 11).

Es ergibt sich

$$\frac{b_0}{b_p} = \frac{V}{V_0} = \frac{1}{m} \dots\dots 30)$$

und dieses Verhältnis eingeführt in die Höhengleichung 27 a)
 liefert sofort die Prallhöhe des Ballons zu:

$$h_p = 8000 \ln \frac{1}{m} \dots\dots 31).$$

Die Prallhöhe ist also nur vom Füllungsgrad abhängig. Für
 den Auftrieb erhalten wir für eine beliebige Höhe $h' < h_p$
 nach Gl. 25)

$$A = \frac{V' b'}{2,152 T} (1 - s) = \text{const.},$$

da das Produkt $V' b'$ bis zur Prallhöhe eine konstante
 Größe darstellt.

Der schlaife Ballon steigt also nicht nur mit konstan-
 tem Gewicht, sondern auch mit konstantem Auf-
 trieb im Gegensatz zum Prallballon.

Es bleibt daher der durch die Ballastabgabe B verursachte
 Auftriebsüberschuß bis zur Prallhöhe stets der gleiche.

Ist die Prallhöhe erreicht, so steigt der Ballon mit dem
 Auftriebsüberschuß B nach den Gesetzen des prallen Bal-
 lons bis zur Gleichgewichtshöhe.

Nach Fig. 11 sei die gesamte Steighöhe des schlaffen
 Ballons $h_n' = h_p + h_n$, und nach Einsetzen der Werte für
 h_p und h_n aus den Gleichungen 31) und 28) erhalten wir dafür:

$$h_n' = 8000 \ln \left(\frac{1}{m} \cdot \frac{Q}{Q - B} \right) \dots\dots 32),$$

wobei Q das Ballongewicht an der Erde bedeutet.

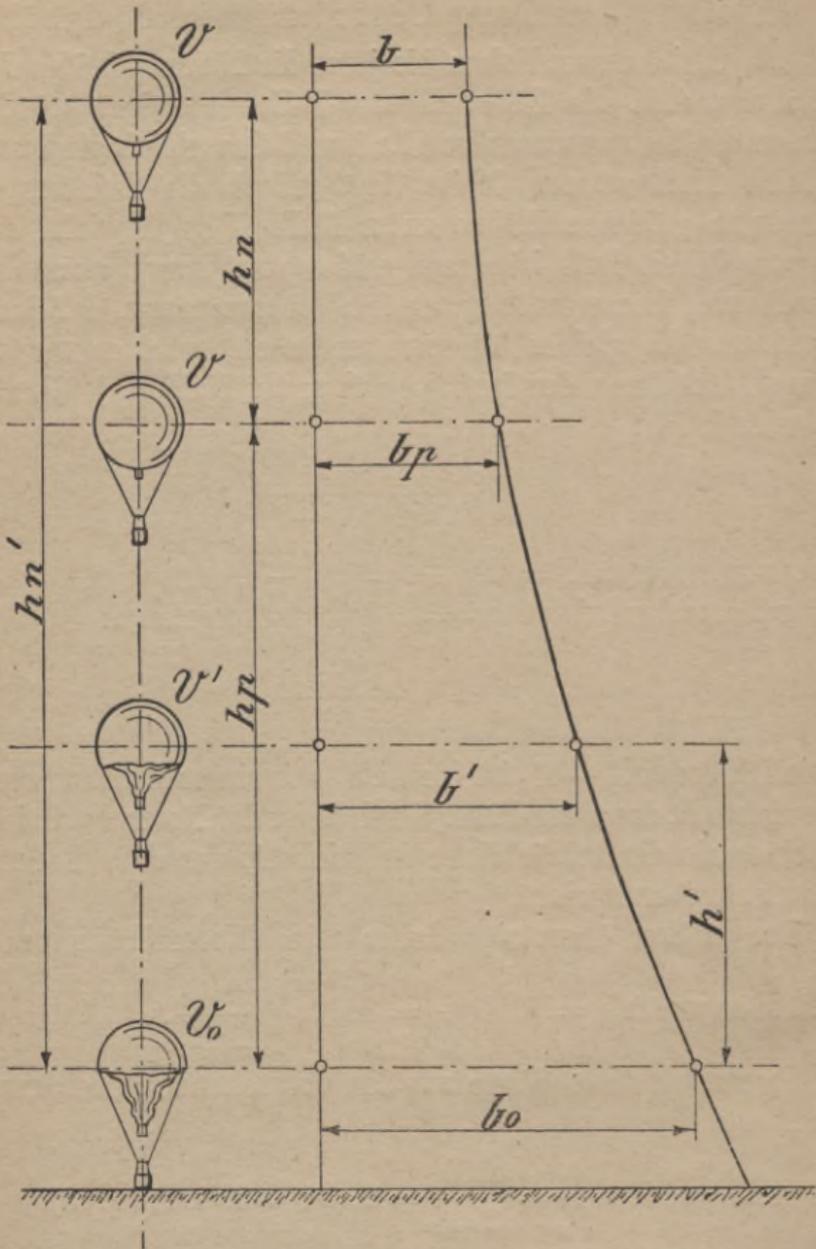


Fig. 11.

C. Einfluß der Temperatur auf die Steighöhe.

Die Gleichungen liefern bis jetzt die Normalhöhe des Ballons, d. h. die Höhe, die der Ballon ersteigen würde, wenn die Temperaturen von Luft und Gas gleich groß und gleich Null wären. Meist liegt jedoch die Lufttemperatur in größeren Höhen unter Null. Das Gewicht der Raumeinheit Luft ist dann größer und somit auch der Auftrieb. Immer noch unter der Voraussetzung, daß Luft und Gas die gleiche Temperatur haben, erhalten wir für eine Abkühlung der Luft von t^0 unter Null nach Gl. 25) den Auftrieb:

$$A = V \frac{b(1-s)}{2,152(T_0 - t)},$$

wenn wir setzen $T = 273 - t = T_0 - t$.

Der Normalauftrieb für $t = 0^0$ war entsprechend:

$$A_0 = V \frac{b(1-s)}{2,152 T_0}.$$

Die Differenz $A - A_0$ ist identisch mit einem Entlastungsgewichte B , denn um dieses Gewicht ist der Normalauftrieb kleiner als der tatsächliche Auftrieb A , der dem Ballongewichte Q entspricht.

Der Ballon übersteigt daher seine Normalhöhe nach Gl. 28 a) um $\Delta h = 8000 \frac{B}{Q} = 8000 \frac{A - A_0}{A}$.

Setzen wir diese Werte aus den vorstehenden Gleichungen ein, so wird

$$\Delta h = 8000 \frac{t}{T_0} = \frac{8000}{273} t = 29,3 t \sim 30 t \dots\dots 33).$$

Der Ballon übersteigt also seine Normalhöhe um rund 30 m pro Grad Abnahme der Lufttempe-

ratur, unabhängig von seinem Volumen, seiner Höhe und der Art seiner Füllung.

Es ist ferner noch zu berücksichtigen, daß die Temperatur der Gasfüllung infolge der Sonnenbestrahlung meist erheblich größer ist als die der umgebenden Luft. Das Gewicht der Raumeinheit Gas wird dann kleiner, womit ein weiterer Gewinn an Auftrieb verbunden ist.

Wir setzen wieder:

$$\text{Gastemperatur } T' = 273 + t',$$

$$\text{Lufttemperatur } T = 273 + t,$$

$$\text{und } T' - T = t' - t = \Delta t \text{ Temperaturüberschuß des Gases.}$$

Ist V das Volumen des prallgefüllten Ballons bei 0° Gastemperatur, so dehnt sich bei Erwärmung um Δt° die Gasfüllung aus gemäß dem Gesetze von Gay-Lussac nach Gl. 9) auf ein Volumen $V' = V(1 + \alpha \Delta t)$.

Die Differenz $V' - V = V\alpha \cdot \Delta t$ tritt durch den Füllansatz ins Freie. Das Gewicht des ausgestoßenen Gasvolumens ist also gleichbedeutend mit einer Entlastung des Ballons, entspricht also einem Ballastgewichte B .

$$\text{Es ist } B = (V' - V)\gamma'.$$

Setzen wir den Wert $V' - V$ ein und für γ' die Beziehung nach Gl. 12, so wird

$$B = V\alpha \Delta t \frac{b \cdot s}{2,152 T'}.$$

Vor der Erwärmung des Gases war der Auftrieb nach Gl. 25

$$A = Q = V \frac{b(1-s)}{2,152 T}.$$

Der Ballon übersteigt daher seine Normalhöhe nach Gl. 28 a) um

$$\Delta h' = 8000 \frac{B}{Q} = 8000 \frac{s}{1-s} \cdot \frac{\Delta t}{T'} \alpha T \dots\dots 34),$$

oder wenn wir für α den Zahlenwert $\frac{1}{273}$ und näherungsweise für $T = 273^0$ einsetzen:

$$\Delta h' \sim 8000 \frac{s}{1-s} \cdot \frac{\Delta t}{T'} \dots\dots 34a).$$

Die Steighöhe infolge der Bestrahlung ist also wesentlich von der Art der Füllung beeinflußt.

Es ist $\frac{s}{1-s} = 0,77$ für $s = 0,435$ Leuchtgas,

$\frac{s}{1-s} = 0,136$ „ $s = 0,12$ Wasserstoff normal,

$\frac{s}{1-s} = 0,075$ „ $s = 0,07$ Wasserstoff rein.

Nimmt man im Mittel $T' \sim 300^0$ an, so liefert Gl. 34 a) für

$\Delta h' = 20,5 \Delta t$ für Leuchtgas,

$\Delta h' = 3,6 \Delta t$ „ Wasserstoff normal,

$\Delta h' = 2 \Delta t$ „ „ rein.

Ein Ballon übersteigt also seine Normalhöhe bei Leuchtgasfüllung um 20 m und bei reiner Wasserstofffüllung um 2 m pro Grad Temperaturüberschuß der Gasfüllung, unabhängig von seinem Volumen und seiner Höhe.

Wir erhalten nun für die gesamte Steighöhe eines Ballons $H = h_n + \Delta h + \Delta h'$ oder nach Einsetzen der Werte aus den Gleichungen 28), 33) und 34 a)

$$H = 8000 \ln \frac{Q}{Q - B} + 30 t + 8000 \frac{s}{1 - s} \cdot \frac{\Delta t}{T'} \dots\dots 35),$$

wobei bedeutet t die Lufttemperatur unter Null und Δt den Temperaturüberschuß des Gases gegenüber der Luft.

Q ist das Gewicht des Ballons im Gleichgewichtszustande und B die gesamte verfügbare Ballastmenge.

Durch die Temperatureinflüsse wird also die Normalhöhe erheblich gesteigert.

Für das Beispiel des 1200cbm-Leuchtgasballons wurde die Normalhöhe zu 2000 m berechnet.

Nehmen wir die Lufttemperatur an der Erde zu 0° an, so erhalten wir für die normale Temperaturabnahme von $0,5^\circ$ pro 100 m Höhe in 2000 m eine Temperatur der Luft $t = -10^\circ$. Nach Gl. 33) wird daher $\Delta h = 30 \cdot 10 = 300$ m.

Der Temperaturüberschuß der Gasfüllung gegen die Luft durch Sonnenbestrahlung betrage $t = 30^\circ$.

Es wird dann $\Delta h' = 20,5 \cdot 30 \sim 600$ m, so daß die Normalhöhe insgesamt um 900 m überstiegen wird. Wir erhalten also $H = 2900$ m.

4. Der Ballon in der Gleichgewichtshöhe.

Ein steigender praller Ballon, der sich seiner Gleichgewichtslage nähert, kommt dort noch nicht zum Stehen, sondern er steigt infolge seines Beharrungsvermögens etwas darüber hinaus.

Über der Gleichgewichtshöhe ist das Ballongewicht größer als der Auftrieb. Der Ballon beginnt daher zu fallen und wird schlaff. Die Differenz zwischen Ballongewicht und Auftrieb wirkt als Gewichtsüberschuß nach unten, und der Ballon fällt nach den Gesetzen des schlaffen Ballons mit konstantem Gesamtgewicht und abnehmendem Volumen bis zur Erde durch. Der Fall verschärft sich mit der nach unten zunehmenden Lufttemperatur.

Die Gleichgewichtslage eines prallen Ballons ist also labil. Ohne Zutun des Führers bleibt der Ballon daher im allgemeinen nicht in der Gleichgewichtshöhe, er muß vielmehr dort durch rechtzeitiges Ballastgeben gehalten werden. Die Ballastmenge wird geschätzt.

Dieser labile Gleichgewichtszustand bedingt die Regel, daß man im allgemeinen das Steigen des Ballons nicht hindert, dagegen jede Neigung zum Fallen durch sofortige Ballastabgabe im Keime erstickt. Stabile Gleichgewichtslagen, d. h. solche, denen der Ballon bei einer Störung des Gleichgewichtes von selbst wieder zustrebt, sind nur für den schlaffen Ballon möglich, wenn der fallende Ballon auf seinem Wege zur Erde eine Luftschicht antrifft, die um so kälter wird, je tiefer er darin untertaucht. Die normale Abnahme der Lufttemperatur um $\frac{1}{2}^{\circ}$ pro 100 m Höhe wird nämlich, besonders bei ruhigem Wetter, wiederholt durch Luftschichten gestört, in denen eine völlige Umkehrung (Inversion) der Temperaturverhältnisse, also eine Temperaturzunahme mit der Höhe stattfindet. Derartige Inversionsschichten, die eine Dicke von 500 m und mehr haben können, findet man nachts oft unmittelbar über der Erdoberfläche, bei Tage meist auf der Oberfläche eines Wolkenmeeres.

Der fallende Ballon gewinnt in der Inversionsschicht so lange an Auftrieb, bis sein Gewichtsüberschuß aufgehoben ist. Er fällt über diese Gleichgewichtslage infolge der Beharrung hinaus, bis der zunehmende Auftriebsüberschuß ihn zur Umkehr zwingt. Beim Übersteigen der Gleichgewichtslage verliert er wieder an Auftrieb infolge der zunehmenden Lufttemperatur.

Der Ballon pendelt also um die Gleichgewichtslage, bis der Beharrungszustand erreicht ist. Das Gleichgewicht in der Inversion ist daher stabil.

Nehmen wir auf dem ganzen Wege wieder eine konstante mittlere Temperatur der Luft $t_m = 0$ an, und Gas = Lufttemperatur, dann gilt für den fallenden schlaffen Ballon genau wie beim Steigen $V_0 b_0 = V' b' = V b_p$. Er fällt mit konstant bleibendem Gewichtsüberschuß bis zur Erde.

5. Der Abstieg.

A. Einleitung des Falles.

Soll zur Landung geschritten werden, so erfolgt die Einleitung des Falles durch Ventilzug, falls der Ballon nicht von selbst fällt.

Durch zeitweises Öffnen des Ventils wird ein Teil der Gasfüllung in die Atmosphäre entlassen, das Volumen V des Ballons also vermindert, was einen Gewichtsüberschuß zur Folge hat. Der Ballon fällt.

Pro cbm entlassenen Gases erhalten wir für Leuchtgas einen Auftriebsverlust von $1,293 - 0,5 = 0,8$ kg. Diese Kraft wirkt pro cbm Volumenverminderung als Gewichtsüberschuß.

Bei Wasserstofffüllung ergibt sich dafür:

$$1,293 - 0,09 = 1,2 \text{ kg.}$$

Der Leuchtgasballon reagiert also schwerer auf das Ventil, denn das entlassene Gas wirkt gleichzeitig als Ballast.

B. Das Bremsen des Falles.

Der nach den Gesetzen des schlaffen Ballons zur Erde gehende Ballon verliert während des Falles immer mehr an Auftrieb, infolge der mit der Nähe der Erde steigenden Lufttemperatur. Der Fall wird also immer schneller und muß daher durch Ballastabgabe im gleichen Maße gebremst werden.

Für den Auftrieb in der Gleichgewichtshöhe ist, wenn V das pralle Volumen des Ballons darstellt, nach Gl. 25)

$$A' = \frac{V b'}{2,152 T'} (1 - s),$$

für Gastemperatur = Lufttemperatur = T' .

An der Erde wäre der Auftrieb

$$A_0 = \frac{V_0 b_0}{2,152} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{s}{T'} \right),$$

wenn T_0 die Lufttemperatur an der Erde bedeutet und die Gastemperatur T' während des Falles als unveränderlich angenommen wird, was ziemlich genau zutrifft. V_0 ist das Gasvolumen des Ballons an der Erde.

Es ist dann nach dem Mariotteschen Gesetz:

$$V_0 b_0 = V b'.$$

Eingesetzt gibt für $A_0 = \frac{V b'}{2,152} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{s}{T'} \right)$.

Die Auftriebsdifferenz $A' - A_0 = B_{\min}$ ergibt dann den erforderlichen Bremsballast zu:

$$B_{\min} = \frac{V b'}{2,152} \cdot \frac{T_0 - T'}{T' T_0} \dots\dots 36).$$

Der Bremsballast ist also unabhängig von der Art der Gasfüllung, jedoch proportional dem Ballonvolumen.

Setzen wir die Temperatur an der Erde 0° , also $T_0 = 273$ und $b_0 = 760$ mm, und nehmen wir wieder die Temperaturabnahme mit der Höhe zu $\frac{1}{2}^\circ$ pro 100 m an, so berechnet sich nach Gl. 36) für einen Ballon von 1200 cbm folgende Tabelle für den Bremsballast:

Höhe h	Temp.	Druck	B_{\min} in kg	B_{\min} in Säcken à 15 kg
7000 m	— 35	328	98	6,5 Sack
6000	— 30	370	93	6
5000	— 25	417	85	5,5
4000	— 20	470	75	5
3000	— 15	530	63	4
2000	— 10	598	46	3
1000	— 5	674	26,5	2
0	0	760	0	0

Diese Ballastmengen sind erforderlich, um den während des Falles durch die Zunahme der Lufttemperatur hervorgerufenen Auftriebsverlust auszugleichen.

Eine weitere Ballastmenge ist nötig, um das durch Ventilzug zur Einleitung des Falles erzeugte Übergewicht zu beseitigen.

Schließlich ist noch ein Notballast zurückzuhalten, um unvorhergesehenen Landungsschwierigkeiten begegnen zu können. Diese gesamte Ballastreserve heißt Landungsballast. Außer diesem wirkt noch das Schleppseil als weitere Sicherung.

Sind die Ballastvorräte bis auf den Landungsballast ausgefahren, so wird man zur Landung schreiten müssen, spätestens wenn der Ballon durch den Beginn einer Fallbewegung diese freiwillig anbietet.

Wird der Ballon, um die Fahrt weiter fortzusetzen, noch einmal ins Gleichgewicht gebracht, dann sind die verbleibenden Ballastvorräte nicht mehr ausreichend, um den Fall vollständig zu bremsen, so daß mehr oder weniger hartes Aufsetzen auf die Erde in Kauf genommen werden muß.

III. Luftschiffe.

1. Die Navigation im Luftschiff.

Jedes Luftfahrzeug hat nach Eintritt des Beharrungszustandes die Geschwindigkeit und die Richtung des herrschenden Windes restlos angenommen.

Außerdem erteilt sich das Luftfahrzeug relativ zu der bewegten Luftmasse mit Hilfe seiner Maschinen und Propeller eine Eigengeschwindigkeit v_e . Bezeichnen wir

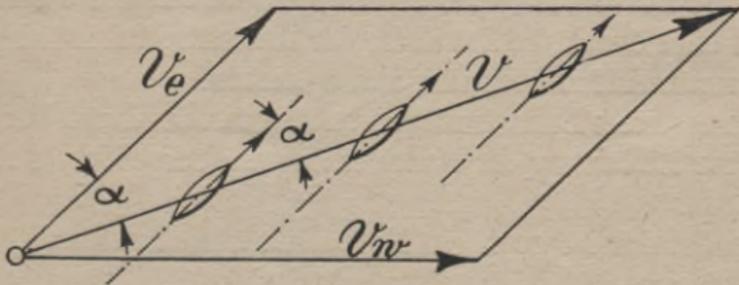


Fig. 12.

die Windgeschwindigkeit mit v_w , so ergibt sich die Geschwindigkeit des Luftfahrzeuges relativ zur Erde nach Größe und Richtung als die Resultierende aus der Eigen- und der Windgeschwindigkeit (Fahrdreieck [s. Fig. 12]).

Diese Resultierende v heißt die „Reisegeschwindigkeit“ des Fahrzeuges oder die „Geschwindigkeit über Grund“.

Ein Luftfahrzeug fährt also im allgemeinen mit der Flanke halb rechts oder halb links voraus, d. h. die Kiel- linie bildet mit dem Kurs einen Winkel α , den wir Kiel- winkel nennen wollen. Der Kielwinkel wird zu Null, wenn

die Windrichtung zufällig mit dem Kurs, d. h. mit der Richtung auf das Reiseziel zusammenfällt.

Die Feststellung und dauernde Aufrechterhaltung des Kielwinkels bildet die Hauptaufgabe der Navigation in der Luft.

Ein Luftfahrzeug ist also, ganz unabhängig von der Richtung und Stärke des herrschenden Windes, stets dem gleichen Luftdrucke ausgesetzt, nämlich nur dem von der Eigengeschwindigkeit herrührenden Winddruck, der stets in Richtung der Kiellinie wirkt. Der Druck dieser selbst-erzeugten Luftströmung auf die Ruderflächen ermöglicht die Steuerung des Fahrzeuges.

Der augenblicklich im Fahrbereich herrschende Wind kann keinerlei Kräfte auf das Fahrzeug ausüben, da es dessen Bewegung mitmacht. Die Windgeschwindigkeit v_w macht sich nur bemerkbar bei der Abfahrt und bei der Landung eines Luftschiffes, die stets gegen den Wind zu erfolgen haben, um die Geschwindigkeit in der Nähe der Erde möglichst herabzusetzen, sowie um ein Abtreiben durch seitlichen Winddruck zu vermeiden.

Betrachten wir nun zunächst den Einfluß, den die Windgeschwindigkeit auf das Aktionsfeld eines Luftschiffes ausübt. Herrscht Windstille, so ist dasselbe eine Kreisfläche mit dem Standorte B des Luftschiffes als Mittelpunkt. Der Radius R des Kreises, der Aktionsradius des Schiffes, ist abhängig von der Eigengeschwindigkeit und der maximalen Fahrtdauer, also dem Benzinverrat des Fahrzeuges. Das Schiff kann also jeden Ort erreichen, der nicht weiter als um R vom Standorte B entfernt liegt.

Weht jedoch Wind, dessen Geschwindigkeit und Richtung in Fig. 13 durch v_w gekennzeichnet ist, während die Eigengeschwindigkeit des Schiffes v_e ihrer Größe nach durch den Radius des Kreises gegeben sein soll, so gelangt

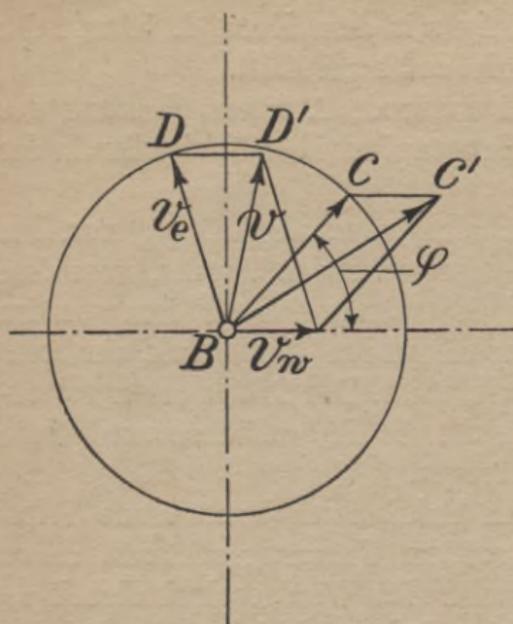


Fig. 13.

das Schiff in der Zeiteinheit, wenn es seinen Kiel in die zum Winde unter dem beliebigen Winkel φ gewählte Richtung BC einstellt, nicht nach dem Punkte C der Kreisperipherie, wie es bei Windstille der Fall wäre, sondern nach einem Punkte C' , der um die Windgeschwindigkeit v_w in der Richtung des Windes verschoben ist.

Das gleiche gilt für jede andere Kielrichtung des Schiffes, z. B. BD . Stets gelangen wir nach einem Punkte D' , der von D um die Strecke v_w in der Windrichtung entfernt liegt.

Verbinden wir alle diese Punkte C' , D' usw., so erhalten wir wieder einen Kreis vom Radius v_e , dessen Mittelpunkt nun ebenfalls um die Strecke

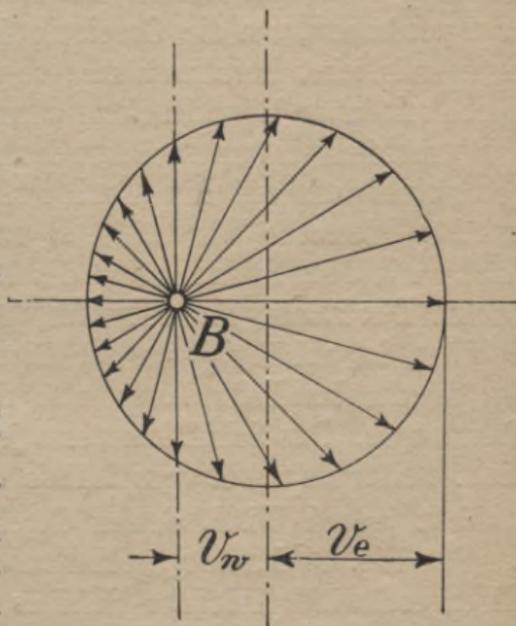


Fig. 14.

v_w vom Standorte B des Schiffes in der Windrichtung abgerückt ist (s. Fig. 14).

Wir erkennen also aus Fig. 14, daß das Schiff bei Wind für jede Fahrtrichtung eine andere Geschwindigkeit besitzt. Die Länge eines Fahrstrahles von B aus bis zur Peripherie des Kreises entspricht der dieser Fahrtrichtung zugeordneten Geschwindigkeit v des Schiffes relativ zur Erde. Dieselbe wird ein Maximum $v_{\max} = v_e + v_w$, wenn das Schiff mit dem Winde, ein Minimum $v_{\min} = v_e - v_w$, wenn es gegen den Wind fährt.

Der Kielwinkel α , unter dem das Schiff zu fahren hat, um z. B. nach C zu gelangen, wird erhalten, indem man den Zielpunkt C mit dem Mittelpunkt des Kreises verbindet (s. Fig. 15). Der Winkel bei C ist dann der Kielwinkel α , den die Längsachse des Schiffes mit der Kurslinie BC dauernd erhalten muß.

Für die Wege pro Zeiteinheit, also für die Geschwindigkeiten von Wind und Schiff, können wir in Fig. 14 auch die Wege, die der maximalen Fahrtdauer des Schiffes T entsprechen, einführen. Der Radius des Kreises entspricht dann dem Aktionsradius R des Schiffes bei Windstille. Er ergibt sich aus

$$R = 3,6 \cdot v_e \cdot T \text{ km,}$$

wenn v_e in Metern und T in Stunden gegeben ist.

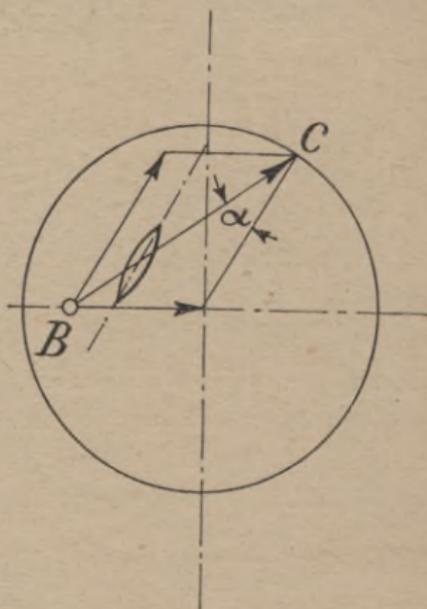


Fig. 15.

Die Windgeschwindigkeit v_w hätten wir dann in Fig. 14 zu ersetzen durch die Strecke:

$$W = 3,6 \cdot v_w \cdot T,$$

also denjenigen Weg in km, den das Schiff in der Zeit von T Stunden zurücklegen würde, wenn es allein dem Winde überlassen wäre (Windversetzung).

Aus Fig. 14 erkennen wir, daß der Stationsort B des Schiffes exzentrisch innerhalb eines Kreises mit dem Radius R liegt, und zwar auf demjenigen Fahrstrahl, der in der Windrichtung durch den Mittelpunkt des Kreises gezogen ist.

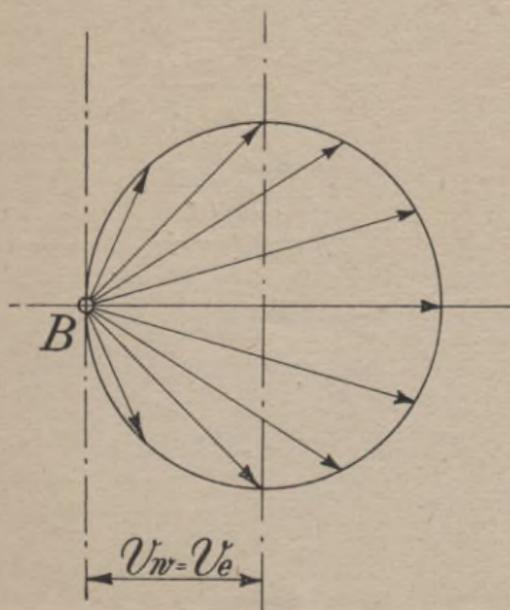


Fig. 16.

Die Exzentrizität ist gleich dem Weg des Windes W in der Zeit T und muß entgegengesetzt der Windrichtung abgetragen werden. Die Windrichtung wählen wir mit der positiven Richtung der X -Achse zusammenfallend.

Der Aktionsradius ist für jede Richtung von anderer Größe, es gilt hier genau das gleiche, was wir über die mit der Fahrriichtung veränderlichen Geschwindigkeiten festgestellt haben. Jedenfalls wissen wir, daß das Luftschiff, nach welcher Richtung des Horizontes es sich auch wenden möge, stets nach Ablauf der Zeit T die Peripherie des Aktionskreises erreicht und damit seinen Benzinvorrat erschöpft hat.

Bis jetzt haben wir vorausgesetzt, daß die Windgeschwindigkeit kleiner als die Eigengeschwindigkeit des Fahrzeuges sei. Werden die beiden Geschwindigkeiten gleich groß, dann wird in Fig. 14 $W = R$, und der Stationsort des Schiffes fällt auf die Peripherie des Aktionskreises. Wir erhalten dann das Bild der Fig. 16. Es fällt sofort auf, daß das Schiff jetzt nur noch die Hälfte des Horizontes beherrscht. Alle Richtungen, die links von der durch B gezogenen senkrechten Geraden liegen, bleiben ihm verschlossen, während im vorigen Falle, solange also v_w kleiner war wie v_e , jede beliebige Richtung offenstand.

Noch beschränkter wird das Schiff in seiner Gebrauchsfähigkeit, wenn die Windstärke die Eigengeschwindigkeit des Fahrzeuges übertrifft. Der Stationsort B kommt dann außerhalb des mit dem Radius R geschlagenen Kreises zu liegen.

Da die Geschwindigkeiten unserer Luftfahrzeuge jedoch die größten auftretenden Windgeschwindigkeiten übertreffen, kommt praktisch nur der Fall der Fig. 14 $v_w < v_e$ in Betracht.

Außer der bis jetzt besprochenen Navigationsart für die Fahrt unter Kielwinkel gibt es aber noch eine andere, die praktisch einfacher ist. Sie ist aber nur möglich, wenn man das Ziel vor Augen hat, und führt außerdem nicht in einer geraden Linie, sondern in einer Kurve zum Bestimmungs-orte. Diese Navigationsart besteht darin, daß man die Kielinie des Schiffes stets auf das Ziel gerichtet hält, was praktisch eine einfache Sache ist. In Fig. 17 sei Z das Ziel und B der Abfahrtsort. Der Wind wehe parallel der X -Achse in Richtung des Pfeiles. dw bedeute den Weg, den das Schiff in der unendlich kleinen Zeit dt vom Winde davongeführt wird, während dv die in derselben Zeit durch die Eigengeschwindigkeit des Fahrzeuges zurückgelegte Strecke

nach Größe und Richtung darstellt. Richtet man nun die Kiellinie des Schiffes auf das Ziel Z , so bewegt sich das Schiff tatsächlich unter dem Einfluß der Eigengeschwindigkeit und der Windgeschwindigkeit in der Richtung $B C$.

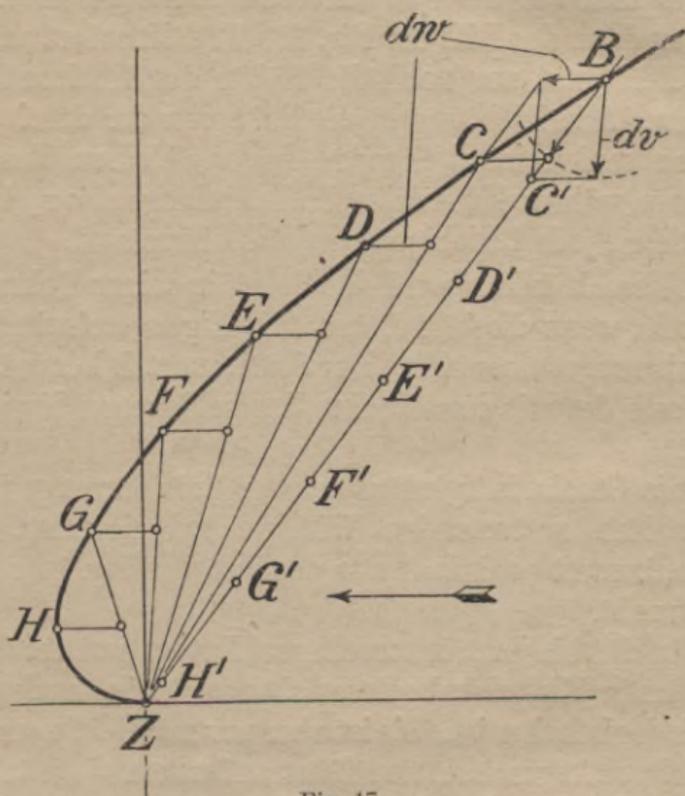


Fig. 17.

Nach Ablauf der unendlich kleinen Zeit dt sei es in C angekommen und nun wendet es seinen Kiel von neuem nach dem Bestimmungsorte Z . Das Schiff gelangt dann nach Punkt D , und in jedem weiteren Augenblick wiederholt sich das gleiche Spiel, so daß das Schiff, den Kiel ununterbrochen auf das Ziel richtend, die Kurve $B C D E$ beschreibt, die näher und näher an den Bestimmungsort heranzführt und

denselben schließlich erreicht, sofern die Eigengeschwindigkeit größer als die Windgeschwindigkeit ist. Die Geschwindigkeit des Schiffes relativ zur Erde ist dabei nicht mehr konstant, wie es bei der bisherigen geradlinigen Fahrt unter konstantem Kielwinkel der Fall war, was man ohne weiteres aus Fig. 17 erkennen kann.

Nun noch eine Bemerkung über den Zeitunterschied der Fahrt unter konstantem Kielwinkel, also in gerader Linie aufs Ziel, und bei Fahrt unter veränderlichem Kielwinkel, also bei der eben besprochenen Kurvenfahrt.

Verbinden wir zu diesem Zwecke in Fig. 17 den Abfahrtsort mit dem Ziel durch eine gerade Linie, so legt das Schiff in der Zeit dt die konstante Strecke BC' zurück, während bei der Kurvenfahrt der Weg pro Zeitelement ein veränderlicher ist. Die Orte auf der Kurve und auf der Geraden, die das Schiff gleichzeitig erreicht, sind in der Fig. 17 mit gleichen Buchstaben bezeichnet, und ein Blick auf dieselben läßt erkennen, daß man bei gerader Fahrt früher zum Ziele gelangt.

Der gerade Weg ist also der kürzeste, jedoch der andere ist bequemer, denn die dauernde Aufrechterhaltung des Kielwinkels erfordert ununterbrochene Aufmerksamkeit, während es dagegen wenig Mühe macht, den Kiel des Schiffes immer aufs Ziel gerichtet zu halten.

2. Die Konstruktion von Luftschiffen.

Die in der Einleitung erwähnte Einteilung der Luftschiffe in starre, halbstarre und unstarre Luftschiffe, wie sie sich in Deutschland eingebürgert hat, trifft den Kern der Sache nicht, denn zwischen einem halbstarren und unstarren Luftschiff besteht kein prinzipieller Unterschied. Wir unterscheiden besser „Prallluftschiffe“ und „starre Luft-

schiffe“. Zu den ersteren zählen die unstarre und halbstarre Bauart. Sie sind dadurch gekennzeichnet, daß der Luftschiffkörper aus einer Stoffhülle besteht, die unmittelbar die Gasfüllung aufnimmt. Um die Belastungs- und Luftwiderstandskräfte ohne merkliche Formveränderung aufnehmen zu können, wird die Gasfüllung des unstarren Ballonkörpers unter Überdruck gesetzt. Dadurch gelingt es, dem bei Luftschiffen stets langgestreckten Ballon-

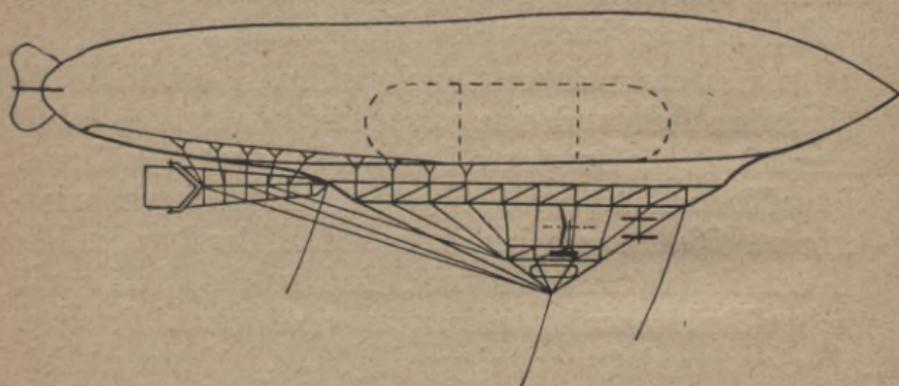


Fig. 18.

körper eine gewisse Widerstandsfähigkeit gegen Biegung und Knickung zu erteilen, die sonst nur ein starrer Körper besitzt. Kräfte dieser Art werden hervorgerufen durch die am Ballonkörper aufgehängten Gondelgewichte, durch den Ruderdruck, sowie durch den Fahrwiderstand. Um den Ballonkörper von diesen Kräften teilweise zu entlasten, wurde er zuerst in Frankreich mit einem Gerüst aus Stahl- oder Aluminiumrohren armiert (s. Fig. 18), das für das halbstarre System kennzeichnend ist.

Ein derartiges Gerüst erwies sich jedoch mit zunehmender Größe der Schiffe als Notwendigkeit, schon als Verbindungsweg zwischen den einzelnen Gondeln, und als Raum zur Aufnahme von Betriebsstoffen und Ballast. Die Unter-

scheidung zwischen halbstarrr und unstarrr verlor damit auch ihre Berechtigung.

Bei den starren Luftschiffen bildet der Luftschiffkörper ein starres Gerüst aus Aluminium-, Stahl- oder Holzträgern, das mit Stoff bespannt ist und in seinem Inneren in besonderen Gaszellen die Gasfüllung trägt.

Die wesentlichsten Gesichtspunkte für die Konstruktion von Luftschiffen sollen nun in großen Zügen betrachtet werden.

A. Prallluftschiffe.

Was das Verhalten der Gasfüllung betrifft, das wir im II. Abschnitt über den Freiballon behandelt haben, so besteht natürlich zwischen einem Luftschiff und einem Freiballon keinerlei Unterschied. Alles, was in diesem Abschnitte entwickelt wurde, gilt sinngemäß auch ohne weiteres für Luftschiffe.

Jede bei der Abfahrt prallgefüllte Gashülle wird beim Fallen um so schlaffer, je näher sie der Erde kommt und aus je größerer Höhe der Abstieg erfolgt.

Der untere Teil der Hülle legt sich daher in starke Falten.

Dieser Umstand ist nun für einen Freiballon ohne weitere Bedeutung, er spielt auch bei einem Luftschiff keine Rolle, sofern dasselbe nach dem starren System gebaut ist; dagegen liegt es auf der Hand, daß ein Prallluftschiff den Betrieb nicht mehr aufrechterhalten kann oder zum mindesten erheblich einschränken muß, wenn die Ballonhülle ihre pralle Form verliert.

Es muß daher bei diesen Schiffen während des Fallens der durch die andauernde Volumenverminderung der Gasfüllung frei werdende Raum durch Luft ersetzt werden, um die pralle Form der Hülle zu erhalten. Die dazu erforderlichen Luftmengen pumpt man mit Hilfe von Ventilatoren

in die innerhalb der Hülle zu diesem Zwecke angebrachten Luftsäcke (Ballonets), das sind kleinere Ballons, deren Hüllen leer am Boden des Gasraumes liegen, wenn derselbe bei Beginn der Fahrt prall mit Wasserstoff gefüllt ist. Sie bleiben natürlich auch so lange leer, bis das Luftschiff seine größte Höhenlage erreicht hat. Während des Aufstieges bläst der im Gegensatz zum Freiballon vollkommen geschlossene Ballonkörper aus seinen Überdruckventilen andauernd diejenigen Gasmengen ab, die während des nun folgenden Abstieges durch Luft ersetzt werden sollen.

In den Fig. 18 und 21 sind die Ballonets in gefülltem Zustande punktiert eingezeichnet.

Die Überdruckventile öffnen sich selbsttätig unter dem beim Steigen des Schiffes zunehmenden Drucke der Gasfüllung.

Bei Beginn des Abstieges treten die Ventilatoren in Tätigkeit und versehen die ebenfalls durch Überdruckventile nach außen abgeschlossenen Ballonets mehr und mehr mit atmosphärischer Luft, so daß sie bei der Landung gerade prall damit gefüllt sind. Dies ist jedoch nur möglich, wenn das Schiff aus seiner durch die Dimensionierung der Ballonatanlage bestimmten maximalen Steighöhe zurückkehrte.

Die Tragkraft des Schiffes ist jetzt nach der Ankunft an der Erde vermindert um das Gewicht der in die Ballonets gepumpten Luft, und dieses Gewicht entspricht offenbar gerade dem zur Ersteigung dieser Höhe erforderlichen Gewichtsverlust.

Hat das Schiff seine maximale Steighöhe überschritten, so vermögen die Ballonets den damit verbundenen Gasverlust nicht mehr ganz zu ersetzen, und die Hülle wird dann in der Nähe der Erde von dem Augenblicke an schlaff, in welchem die Ballonets gerade prall geworden sind.

Die Hülle wirft dann mehr oder weniger starke Falten und das Schiff kann dann nur noch mit verminderter Fahr- geschwindigkeit manövrieren. Die Ballonets sind daher einerseits recht reichlich zu bemessen, und andererseits ist sorgfältig darauf zu achten, daß die maximale Steighöhe des Schiffes nicht überschritten wird.

Die Dimensionierung einer Ballonetanlage wird sehr ein- fach nach folgender Rechnung ausgeführt:

Bezeichnen wir das Volumen des prallgefüllten Ballons mit V und den Luftdruck in mm Q. S. in der maximal von dem Fahrzeug zu ersteigenden Höhe mit b , ferner den Luft- druck in der Höhe des Meeresspiegels mit b_0 und schließlich das Volumen der den Balloninhalt V in der maximalen Höhe restlos füllenden Gasmasse in der Höhe des Meeres- spiegels mit V_0 , so erhalten wir nach dem Gesetz von Mariotte das unbekannte Volumen

$$V_0 = V \frac{b}{b_0}.$$

V_0 gibt uns also denjenigen Raum an, der von dem ge- samten Rauminhalt V der Ballonhülle noch von Gas erfüllt ist, nachdem das Schiff aus der erstiegenen Höhe nach dem Meeresspiegel zurückgekehrt ist.

Die Differenz beider Räume ist demnach zur Prallhaltung der Hülle durch Einpumpen von Luft zu ersetzen, und wir finden für das Volumen B der Ballonetanlage die Beziehung:

$$B = V \left(1 - \frac{b}{b_0} \right) \dots \dots \dots 37),$$

oder
$$B = V \left(1 - \frac{b}{760} \right) \dots \dots \dots 37a).$$

Die größte Steighöhe sei z. B. 2000 m. Dieser Höhe ent- spricht ein Luftdruck nach Tabelle von 598 mm Queck- silbersäule.

Dafür erhalten wir aus Gl. 37a)

$$B = V \left(1 - \frac{598}{760} \right) = \frac{1}{4,7} V.$$

Was den konstruktiven Einbau der Ballonets betrifft, so können dieselben entweder an dem Boden der Hülle be-

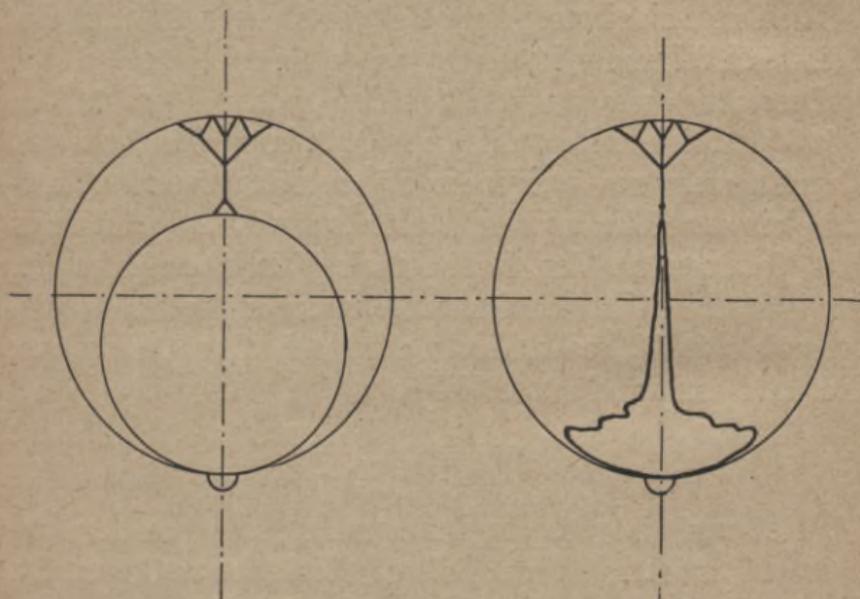


Fig. 19 a.

Fig. 19 b.

festigt sein, oder sie sind an der Decke derselben aufgehängt, wclch letzterer Form der Vorzug zu geben ist, da es in diesem Falle nicht passieren kann, daß die schweren Falten des leeren Ballonets sich so über die Eintrittsöffnung des Luftkanals legen, daß das Einpumpen der Luft erschwert oder gar vollständig verhindert wird. Die Figuren 19a und 19b zeigen ein aufgehängtes Ballonet im Querschnitt, in gefülltem und in leerem Zustande.

Ballonets, die eine größere Längenausdehnung besitzen, müssen durch Querschotten (s. Fig. 18) in einzelne, jedoch

durch eine Öffnung untereinander in Verbindung stehende Räume geteilt werden, da sonst bei teilweiser Füllung die hin und her flutenden Luftmassen die horizontale Gleichgewichtslage des Schiffes stören können.

Ferner ist es zweckmäßig, die Ballonets nicht unlösbar in die Hülle einzubauen, sondern so zu konstruieren, daß sie bequem herauszunehmen sind, zu welchem Zwecke die Hülle mit einer verschließbaren kreisförmigen Öffnung versehen ist.

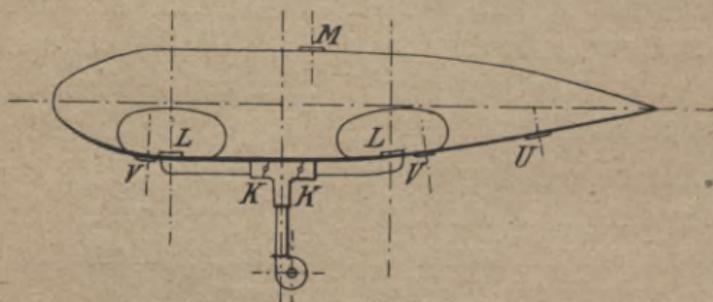


Fig. 20.

Fig. 20 zeigt die Anordnung der Luftleitung. Das vom Ballonet-Ventilator nach oben führende Rohr teilt sich an der Hülle und verzweigt sich nach den einzelnen Ballonets, deren Zahl natürlich bei großen Schiffen auch größer werden kann oder muß, als zwei.

Jede einzelne Zweigleitung ist mit einer Klappe *k* versehen, die von der Gondel aus betätigt wird, so daß die Verteilung der Luft in die einzelnen Ballonets nach Belieben erfolgen kann.

Durch Öffnen sämtlicher Klappen strömt die Luft gleichzeitig in alle Ballonets.

Die Luftleitung ist am besten so wie in Fig. 20 angedeutet an der Außenseite der Hülle fest angenäht. Sie kann auch

in das Innere des Ballons verlegt werden, was aber weniger zu empfehlen ist, da die Leitung dann nicht zugänglich bleibt.

In Fig. 20 bedeuten ferner *V* die Überdruckventile der Ballonets, die sich selbsttätig öffnen, sobald die Ballonets prall gefüllt sind. Die etwa noch weiter zugeführte Luft strömt dann ins Freie. Unmittelbar daneben, in der Mitte des Ballonets, liegen die Öffnungen *L*, durch welche die Luft aus der Luftleitung in die Ballonets eintritt.

Das Ventil *M* auf dem Rücken des Ballons stellt das Manövrierventil dar, das von der Gondel aus geöffnet werden kann, um Gas abzugeben, falls das Schiff rasch zum Fallen gebracht werden soll.

Am Heck des Ballons befinden sich schließlich die Überdruckventile *U*, die sich beim Überschreiten des zulässigen inneren Überdruckes selbsttätig öffnen, um das Gas beim Steigen ins Freie zu entlassen.

Die Lage der Überdruckventile am hinteren Ende des Ballons ist deshalb geboten, weil das in Fahrt sofort nach rückwärts und oben abströmende Gas keine Gelegenheit finden kann, in die Nähe der Auspuffgase der Motoren zu gelangen und sich dort unter Umständen zu entzünden.

Die Federn der Ballonet-Überdruckventile *V* müssen auf einen etwas geringeren Überdruck abgestimmt sein, als diejenigen des Gasraumes, die mit *U* bezeichnet sind, damit beim Steigen des Schiffes mit ganz oder teilweise gefüllten Ballonets zunächst die Luft aus den Ballonets geblasen wird, und dann erst, wenn diese ganz entleert sind, gibt der Ballon bei weiterem Steigen aus den Überdruckventilen Gas ab.

Wir kommen nun zu der Berechnung des Ballonetventilators. Er muß in der Lage sein, innerhalb der

kürzesten, bei normalem Betrieb zu erwartenden Fallzeit des Schiffes aus seiner maximalen Steighöhe zur Erde, den gesamten Rauminhalt B der Ballonetanlage mit Luft zu füllen.

Der Fall eines Schiffes oder eines Freiballons geht in Form einer gleichförmig beschleunigten Bewegung vor sich.

Diese dauert jedoch nur so lange an, bis der durch den schneller werdenden Fall immer mehr anwachsende Luftwiderstand gerade gleich der beschleunigenden Kraft geworden ist. Dieser Zustand wird im allgemeinen bei der großen Fläche, die der Ballon bietet, bald erreicht sein, und der weitere Fall vollzieht sich dann mit gleichförmiger Geschwindigkeit.

Bezeichnen wir diese maximale Fallgeschwindigkeit mit u und die maximale Steighöhe mit h , so beträgt die kürzeste Fallzeit

$$t = \frac{h}{u} \text{ Sekunden.}$$

Bezeichnen wir ferner die sekundliche Luftmenge, die der Ventilator liefern muß, mit Q , so wird

$$B = Q t = Q \frac{h}{u}.$$

Setzen wir in dieser Gleichung für den Balloneraum B den in Gl. 37) gefundenen Wert, so erhalten wir für die vom Ventilator maximal zu liefernde sekundliche Luftmenge:

$$Q = V \frac{u}{h} \left(1 - \frac{b}{b_0} \right) \dots \dots 38).$$

Legen wir eine maximale Fallgeschwindigkeit von $c = 3$ m zugrunde, so erhalten wir für die Maximalhöhe $h = 2000$ m, der ein Barometerstand von $b = 598$ mm

entspricht, aus Gl. 38) für ein beispielsweise 9000 cbm fassendes Luftschiff:

$$Q = 9000 \frac{3}{2000} \left(1 - \frac{598}{760}\right) \sim 3 \text{ cbm pro Sekunde.}$$

Der innere Überdruck, unter dem die Gasfüllung bei Prallluftschiffen zu halten ist, bestimmt sich in erster Linie durch den Staudruck auf den Kopf des Ballonkörpers infolge der Eigengeschwindigkeit v_e des Schiffes. Er beträgt

$$p = \frac{\gamma}{2g} v_e^2 \text{ oder } p \sim \frac{1}{16} v_e^2 \dots \dots \dots 39),$$

wenn wir für $\gamma \sim 1,2$ und für $g = 9,81$ einsetzen.

Für $v_e = 25$ m/sek wird $p \sim 40$ mm Wassersäule. Ein ebenso großer innerer Überdruck ist mindestens nötig, um ein Eindringen des Kopfes in Fahrt zu verhindern.

Dieser an sich geringe Druck verursacht jedoch schon ganz beträchtliche Stoffspannungen, die den Sicherheitsgrad gegen Bruch der Hülle gerade noch erträglich erscheinen lassen. Dazu kommt noch die Zunahme des Gasdruckes mit der Höhe der Gassäule, dessen Maximum sich nach Gl. 23 a) berechnet, wenn D diesmal den Durchmesser des Luftschiffes bedeutet.

Die Hüllen von Prallluftschiffen müssen daher eine erhebliche Festigkeit besitzen und bestehen deshalb aus mindestens dreifacher Stofflage, mit einer Zerreißfestigkeit von 3000 kg pro m Länge. Entsprechend hoch sind auch die Stoffgewichte. Sie betragen ca. $\frac{1}{2}$ kg/m².

Fig. 21 zeigt als Vertreter des unstarren Systems ein Parseval-Luftschiff von ca. 5600 cbm Rauminhalt bei 300 PS.

Große Prallluftschiffe sind in mehrere in sich völlig abgeschlossene Gasräume eingeteilt, da sonst bei Schräglagen

des Schiffes der Gasdruck gefährliche Werte annehmen könnte. Jeder Gasraum erfordert sein besonderes Ballonet. Die Bedienung der Ballonetanlage, sowie die ständige Beobachtung des Druckes in allen Räumen erschwert die Führung solcher Schiffe. Der Gasdruck wird an Manometern am Führerstand abgelesen. Solange die Luftschiffe noch in kleineren Dimensionen gebaut wurden, besaß das

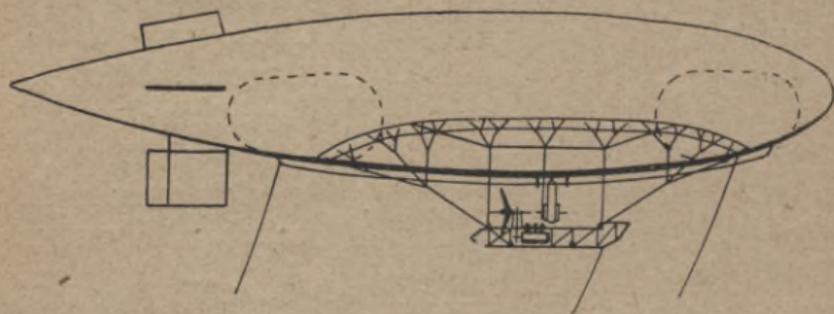


Fig. 21.

Prallluftschiff den Vorzug eines geringeren Konstruktionsgewichtes. Es war leicht zu verpacken und zu transportieren und erheblich billiger, sowohl in der Herstellung als auch im Betrieb. Diese Vorzüge verschwinden jedoch bei den großen Schiffsdimensionen der neueren Zeit, so daß für die Zukunft im wesentlichen nur noch starre Luftschiffe in Betracht kommen.

B. Starre Luftschiffe.

Das mit Stoff bespannte Gerippe des Luftschiffkörpers besteht aus Längsträgern l und ringförmigen Querträgern q , die die Form eines regelmäßigen Vieleckes zeigen und durch Drahtseile und Drähte derartig verspannt sind, daß ein statisch starres Gebilde entsteht (s. Fig. 22). Die Quer- oder Ringträger unterteilen durch ihre Verspannung das Schiff in Räume, deren jeder eine Gaszelle G aus leichtesten

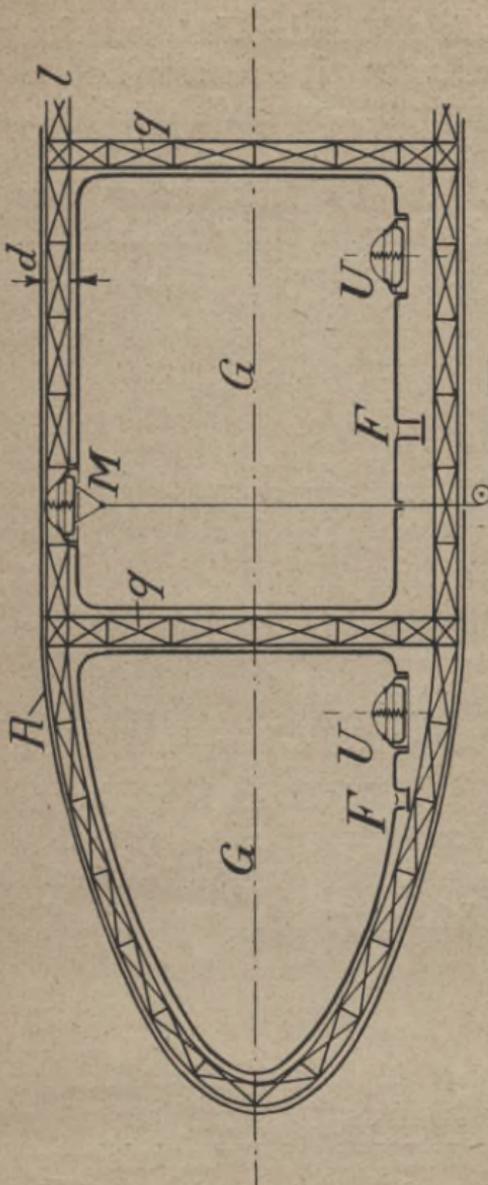


Fig. 22.

Ballonstoffen trägt, zur Aufnahme je eines Teiles der Gasfüllung. Die Zahl der einzelnen Zellen beträgt je nach der Größe des Schiffes 20 und mehr.

Die äußere Stoffbespannung *A* des Gerippes schützt die Gashüllen *G* vor Witterungseinflüssen, besonders auch vor chemischen Wirkungen des Sonnenlichtes auf die Dichtungsmittel und schließlich vor Temperatureinflüssen, da zwischen Gashüllen und Bespannungsstoff ein Luftmantel vorhanden ist, dessen Dicke *d* sich durch die Höhe der Träger bestimmt. Dieser Luftmantel hindert als schlechter Wärmeleiter einen schnelleren Temperaturwechsel der Gas-

füllung, dessen störende Wirkung aus der Theorie des Freiballons bekannt ist. An sich erreichen die Temperaturunterschiede bei Luftschiiffen zwischen Gas und äußerer

Luft infolge der Sonnenbestrahlung bei weitem nicht jene Höhe wie beim Freiballon, da durch die große Eigengeschwindigkeit das Schiff stets von einem gewaltigen Luftstrom gekühlt wird.

Jede Gaszelle kann nun beim Sinken des Schiffes beliebig schlaff werden, da die Unveränderlichkeit der äußeren Form stets durch die Stoffbespannung des starren Gerippes gewährleistet ist. Man braucht sich also um die Gasfüllung in keiner Weise zu kümmern, wodurch ein hoher Grad von Betriebssicherheit erreicht ist.

Die äußere Stoffbespannung braucht nicht gasdicht zu sein, sondern nur wasserdicht. Sie wird außerdem durch Imprägnierung feuerfest gemacht.

Jede Gaszelle besitzt unten ein Überdruckventil U , das sich selbsttätig öffnet, sobald beim Steigen der innere Überdruck den äußeren Luftdruck um wenig übersteigt. Die Überdruckventile vertreten hier die Stelle des offenen Füllansatzes beim Freiballon und verhindern gleichzeitig das Eintreten von Luft in den Gasraum, um das Gas möglichst rein zu erhalten. Jede Zelle trägt außerdem noch einen Füllansatz f , der nach der Füllung fest abgebunden wird.

Einige der Zellen, etwa die Hälfte, tragen oben Manövrierventile M , welche durch Ventilzug vom Führerstande aus geöffnet werden können, um das Schiff zum Fallen zu bringen.

Die Form der Zellen schmiegt sich möglichst genau der durch das Gerippe bestimmten Schiffsform an.

Die Zellen bestehen aus einfachem gummierten Ballonstoff, oder aus Goldschlägerhaut, da im Gegensatz zum Prallluftschiff nur Gasdichtigkeit, aber keine große Festigkeit erforderlich ist.

Das beim Steigen aus den Überdruckventilen abblasende Gas wird in besonderen Steigschächten abgeführt und an

Stellen ins Freie entlassen, an denen eine Entzündungsgefahr ausgeschlossen erscheint.

Das starre Gerippe bietet in natürlichster Weise die konstruktiven Möglichkeiten zur Anbringung der Ruderflächen und der Ausleger für die Propeller.

Für die Anordnung der Gondeln gibt es verschiedene Möglichkeiten. Bei den älteren Zeppelin Schiffen war die zur Verfügung stehende Maschinenkraft in einer vorderen und einer hinteren Gondel gleichmäßig verteilt. Die vordere Gondel diente zugleich als Führergondel. Der Antrieb erfolgte durch Wellen mit Kegelräderngetriebe auf je 2 Propeller, die am Gerüst montiert waren. Neuere Schiffe mit 4 Motoren zeigten eine Konzentration des größten Teiles der Maschinenkraft (75%) in einer hinteren großen Maschinengondel, während vorn hinter der Führergondel nur noch 1 Motor arbeitete (s.

Fig. 23 a.

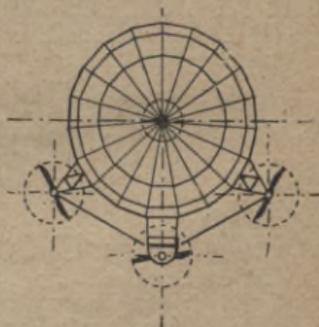
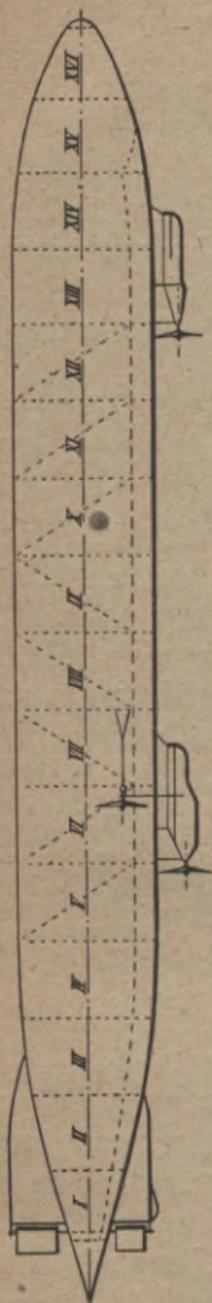


Fig. 23 b.

Zeppelinluftschiff Fig. 23 a und 23 b).

Fig. 23 c zeigt einen Querschnitt des Schiffes durch die vordere Gondel und die Verspannung eines Ringträgers.

Die neuesten Schiffe mit 6 Motoren tragen ebenso viele

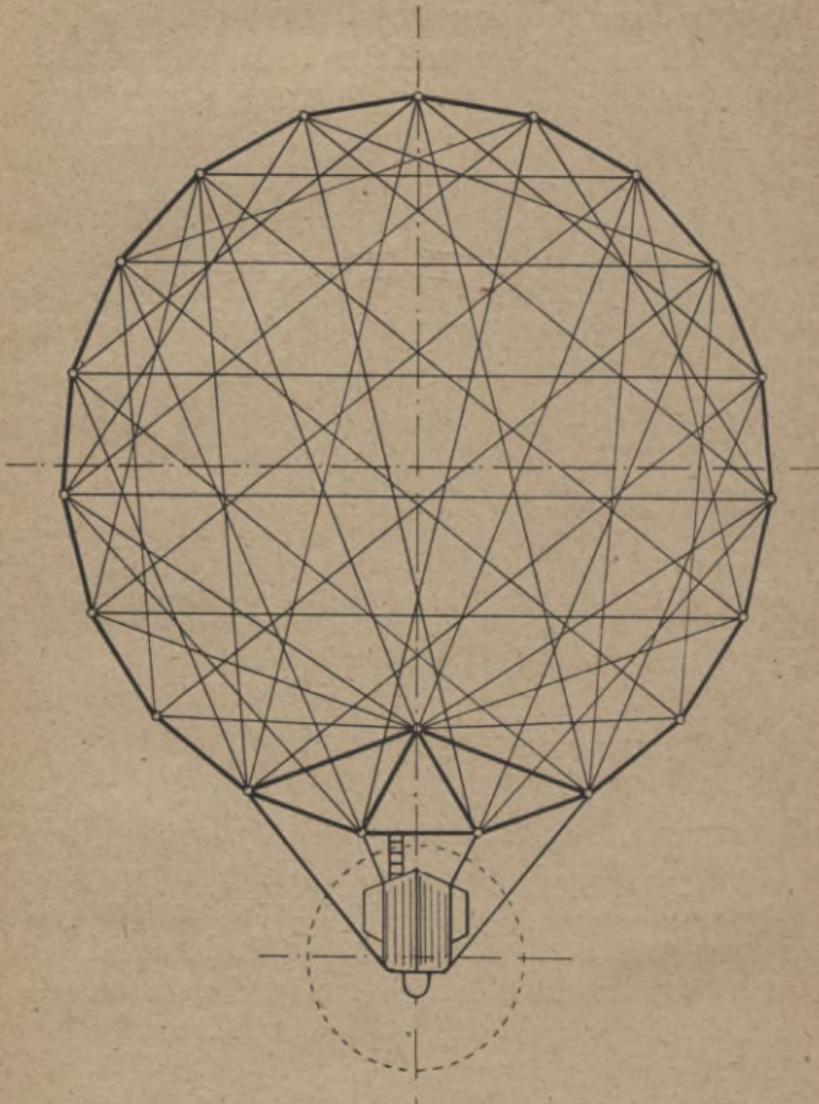


Fig. 23c.

Einzelmaschinengondeln, die so angeordnet sind, daß die

Propellerkreise sich nicht gegenseitig überdecken, mit Ausnahme des vordersten und hintersten Propellers (s. Fig. 24).

Schütte-Lanz bevorzugte von vornherein das Einzelgondelsystem, d. h. jeder der Motoren erhält seine besondere Gondel, wodurch eine gleichmäßigere Lastverteilung erzielt wird.

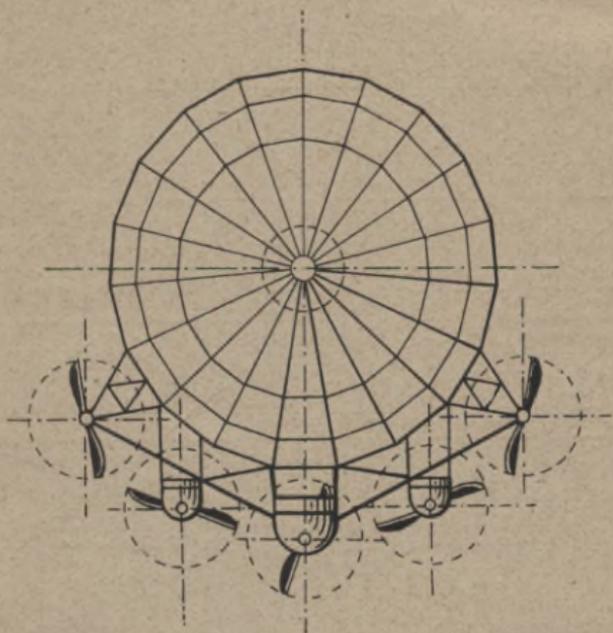


Fig. 24.

In das Innere des Schiffes ist ein durch die ganze Länge desselben gehender Laufgang eingebaut, der den Verkehr zwischen den einzelnen Gondeln ermöglicht, sowie zur Aufnahme von Betriebsstoffen, Ballast, Transportlasten, Schlafräumen usw. dient.

Der Ballast wird in Form von Wasser in Säcken mitgeführt.

Die Ballastsäcke können je nach Bedarf allmählich entleert werden. Ein Teil derselben ist jedoch so eingerichtet,

daß der gesamte Inhalt von mehreren 100 kg momentan abgeworfen werden kann (Momentballast).

Das Personal sämtlicher Maschinen wird vom Führerstand aus durch Maschinentelegraphen angewiesen. Die gesamte umfangreiche Ballast- und Ventilanlage wird in übersichtlicher Weise ebenfalls vom Führerstand aus bedient. Dort arbeiten auch unter dem unmittelbaren Kommando des Führers der Höhen- und Seitensteuermann.

Das erste Zeppelinluftschiff 1898—1900 besaß 11 300 cbm Rauminhalt, eine Länge von 128 m bei 11,7 m äußerem Durchmesser, 2 Daimlermotoren à 16 PS., die ihm eine Eigengeschwindigkeit von ca. 8 m/sek. erteilten.

Die neueren Zeppelinluftschiffe besitzen ca. 60 000 cbm, eine Länge von ca. 200 m bei einem Durchmesser von ca. 24 m. Die gesamte Maschinenkraft beträgt ca. 1500 PS. Die Geschwindigkeit ca. 35 m pro Sekunde, also 128 km/St. Die mitgeführten Betriebsstoffe sind ausreichend für alle in Betracht kommenden transatlantischen Reisewege ohne Fahrtunterbrechung. Die Nutzlast beträgt ca. 50% des gesamten Auftriebs von rund 65 000 kg.

3. Form und Fahrwiderstand von Luftschiffen.

Der Luftwiderstand einer ebenen Fläche vom Inhalte F , die senkrecht zu sich selbst mit der Geschwindigkeit v durch ruhende Luft bewegt wird, ist gegeben durch die Gleichung:

$$W = \psi F \frac{\gamma}{g} v^2 \dots \dots 40),$$

wobei γ das Gewicht von 1 cbm Luft und $g = 9,81$ m die Beschleunigung der Erdschwere bedeutet. ψ ist ein Erfahrungskoeffizient, der nach den neueren Versuchen im Mittel etwa 0,6 beträgt.

Hat man es statt der Fläche mit einem Körper zu tun, so pflegt man Gl. 40) beizubehalten und an Stelle von F den größten Querschnitt des Körpers senkrecht zur Bewegungsrichtung einzuführen. Durch Versuche wird dann der dem Körper zugeordnete Koeffizient bestimmt.

Derartige Versuche an Modellen von Luftschiffkörpern wurden in der Göttinger Modellversuchsanstalt unter der Leitung von Prof. Prandtl ausgeführt.

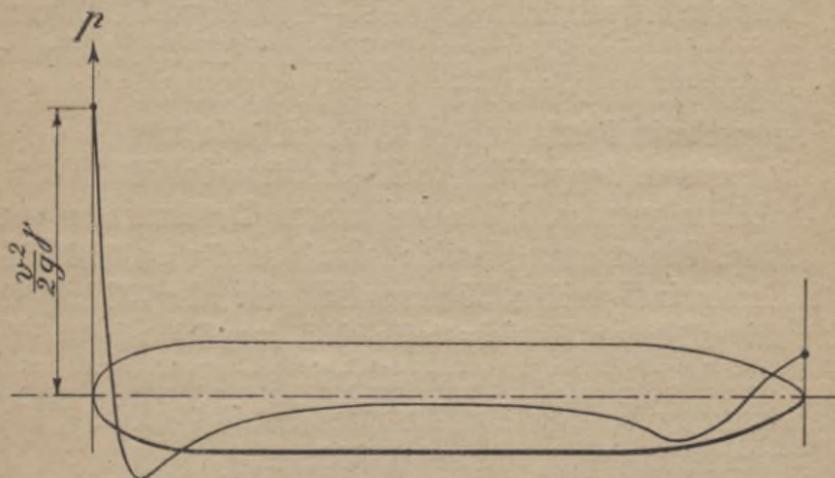


Fig. 25.

Die Fig. 25 und 26 zeigen zwei derartige Luftschiffmodelle verschiedener Form. Es ist klar, daß für einen Luftschiffkörper nur eine lange, schlanke Form in Betracht kommt, um den Widerstand möglichst klein zu gestalten. Aus Gründen der Gewichtsersparnis darf damit jedoch nicht zu weit gegangen werden, da die Oberfläche des Körpers im Verhältnis zu seinem Rauminhalt um so größer und damit schwerer wird, je schlanker seine Form. Neuere Luftschiffe zeigen ein Verhältnis des größten Durchmessers zur Länge von etwa 1:8 bis 1:9.

Die Göttinger Versuche ergaben, daß eine schlank ver-

laufende Zuspitzung des hinteren Endes viel wichtiger ist als am vorderen, da ein stumpf verlaufendes Heck eine Schleppe von Luftwirbeln hinter sich herzieht, die durch ihre saugende Wirkung beträchtlichen Widerstand verursacht. Die Kopfform oder der Bug des Schiffes kann stumpf abgerundet werden, doch darf man auch darin nicht übertreiben. Um den Raum für die Gasfüllung möglichst auszunutzen, pflegt man einen Teil des Mittelschiffes

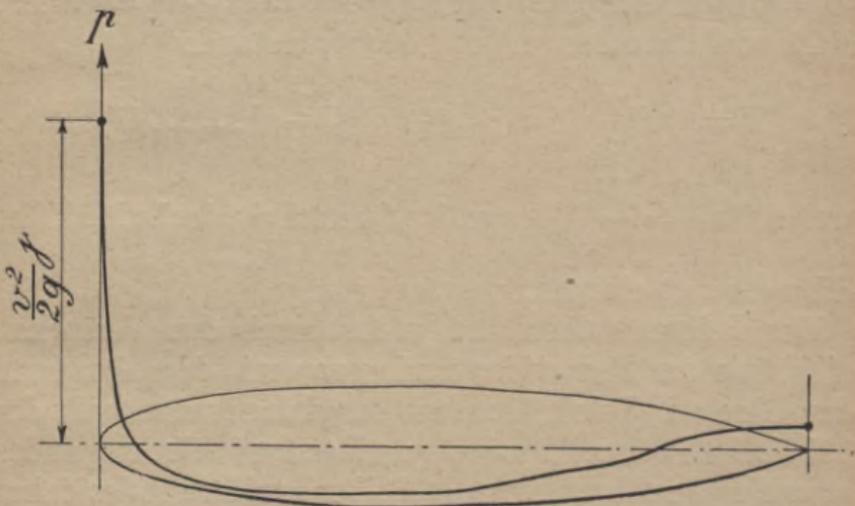


Fig. 26.

zylindrisch zu gestalten (Fig. 25). Die eleganteren Formen ohne zylindrisches Mittelstück (Fig. 26) sind jedoch günstiger, da der allmähliche Verlauf der Begrenzungslinie ein ruhigeres Abfließen der Luft gewährleistet.

Die in die Fig. 25 und 26 eingezeichneten Kurven stellen die Druckverteilung längs einer Meridianlinie des Modelles dar. Die Achse des Modells dient als Nulllinie, so daß die oberhalb der Achse liegenden Werte Überdruck, und die unterhalb der Achse liegenden Werte negativen Druck, also Saugwirkung bedeuten.

Die Widerstände setzen sich zusammen aus dem Druck- oder Formwiderstand, der sich aus der Druckverteilung bestimmt, und dem Reibungswiderstand. Bezeichnen wir die zugehörigen Koeffizienten mit ψ_1 und ψ_2 , so ergab sich nach den Göttinger Versuchen für die Form Fig. 25:

$\psi_1 = 0,0308$ und $\psi_2 = 0,0289$, daher $\psi = \psi_1 + \psi_2 = 0,0597$, und für die schlankere Form Fig. 26:

$\psi_1 = 0,0171$ und $\psi_2 = 0,0112$, daher $\psi = \psi_1 + \psi_2 = 0,0283$.

Es wird dann der gesamte Luftwiderstand:

$$W = \psi F \frac{\gamma}{g} v^2 = (\psi_1 + \psi_2) F \frac{\gamma}{g} v^2 \dots\dots 41),$$

wobei für $F = \frac{D^2 \pi}{4}$ der größte Querschnitt des Luftschiffes

(Hauptspant) einzusetzen wäre.

Der Reibungswiderstand wächst nach den Versuchen nicht wie der Formwiderstand genau mit dem Quadrate der Geschwindigkeit, sondern langsamer, etwa mit der 1,7. bis 1,8. Potenz. Der Gesamtwiderstand folgt wegen des abweichenden Verhaltens des Reibungswiderstandes daher auch nicht genau dem quadratischen Gesetze. Während nun die Beziehungen für den Druckwiderstand erfahrungsgemäß für alle Dimensionen gelten, kann dies für den Reibungswiderstand nicht mit Sicherheit vorausgesagt werden. Die Anwendung der an Modellversuchen erforschten Gesetze über den Reibungswiderstand auf große Abmessungen muß daher mit Vorsicht erfolgen.

Der auf den größten Querschnitt des Körpers (Projektion des Körpers auf die Bewegungsrichtung) bezogene Koeffizient ψ erscheint nun als Vergleichszahl für verschiedene Luftschiffformen nicht sehr zweckmäßig. In der Luftschiffpraxis handelt es sich weniger um den größten Querschnitt,

sondern hauptsächlich um den Rauminhalt V des Luftschiffes, und man bezieht daher nach einem Vorschlage von Prof. Prandtl den Koeffizienten besser auf das Volumen des Körpers, statt auf den größten Querschnitt.

Der Formwiderstand von geometrisch ähnlichen Körpern ist dem größten Querschnitt proportional. Dieser verhält sich aber, da die Flächen mit der zweiten, die Volumina mit der dritten Potenz wachsen, bei verschieden großen Volumeninhalten wie $V^{2/3}$. Die Widerstände geometrisch ähnlicher Körper werden sich also bei verschiedenem Volumen wie $V^{2/3}$ verhalten.

Man setzt daher zweckmäßiger nach Prandtl die Fläche $V^{2/3}$, d. i. die Seitenfläche des in einen Würfel verwandelten Luftschiffvolumens, als Vergleichsfläche in die Widerstandsformel ein und erhält dann an Stelle der Gl. 41)

$$W = \xi V^{2/3} \frac{\gamma}{g} v^2 \dots\dots 42).$$

Die Koeffizienten ξ geben dann unmittelbar an, wie sich verschiedene Ballonformen bei gleichem Volumen in bezug auf ihren Luftwiderstand verhalten

Für die Modellform Fig. 25 erhalten wir jetzt einen Druckwiderstandskoeffizienten $\xi_1 = 0,00924$, für die Form Fig. 26 wird $\xi_1 = 0,00687$. Das Zahlenverhältnis zwischen den Koeffizienten hat sich also wesentlich geändert zugunsten der Form mit zylindrischem Teil. Es ergibt sich bezogen auf den gleichen größten Querschnitt das 1,8fache, bezogen auf das gleiche Volumen das 1,35fache des Widerstandes gegenüber der schlankeren Form.

Für den Gesamtwiderstandskoeffizienten der Form Figur 26 kann man setzen $\xi = \xi_1 + \xi_2 = 0,013$.

Für ein ähnlich geformtes großes Zeppelinluftschiff von 56000 cbm Gasinhalt und ca. 60000 cbm Körperinhalt mit

1440 PS. und einer Geschwindigkeit von ca. 33 m/sek. ergibt sich nach Gl. 42) als gesamter Fahrwiderstand des Luftschiffkörpers ohne Gondeln und Steuerungsflächen:

$$W = 0,013 \sqrt[3]{60000^2} \cdot \frac{1,22}{9,81} \cdot 33^2 \sim 2750 \text{ kg.}$$

4. Die Steuerung von Luftschiffen.

Die Steuerung der Luftschiffe erfolgt am einfachsten ebenso wie bei Seeschiffen mit Hilfe von ebenen Ruderflächen, die um eine senkrechte, bzw. wagerechte Achse drehbar gelagert sind. Der durch die Eigengeschwindigkeit des Fahrzeuges erzeugte Luftdruck auf die aus der Mittschiffslage herausgedrehten Ruderflächen bewirkt eine Drehung des ganzen Schiffes um dessen senkrechte bzw. wagerechte Schwerpunktsachse, und damit eine Richtungsänderung des Fahrzeuges im gewünschten Sinne.

Daraus geht hervor, daß eine Ruderfläche nur in Fahrt steuert, und da der Luftwiderstand oder der Ruderdruck stets mit dem Quadrate der Geschwindigkeit wächst, so ist die Steuerwirkung um so kräftiger, je rascher das Schiff läuft. Bei geringer Fahrt läßt sie erheblich nach.

Um auch ein langsamfahrendes oder ruhendes Schiff zu einer Drehbewegung zu veranlassen, kann man als Steuerorgane Querpropeller und Hubpropeller anwenden, die durch besondere Motoren betrieben werden können.

Bis jetzt haben sich jedoch derartige Einrichtungen nicht als notwendig erwiesen.

Um einen ruhigen Lauf des Schiffes zu sichern, sowie um die Ruderwirkungen zu dämpfen, besitzt jedes Schiff am Heck fest mit dem Schiffsrumpf verbundene horizontale und vertikale Stabilisierungs- oder Dämpfungsflächen, an deren äußerstes Ende sich die drehbaren

Ruderflächen anschließen. Fig. 27 zeigt das Heck eines großen Zeppelin-Luftschiffes mit den Ruder- und Dämpfungsflächen. Die Ruderachsen werden meist in das vordere erste Drittel der Ruderflächen gelegt, um das Drehmoment des Ruderdruckes in bezug auf die Ruderachse und damit den Kraftaufwand zur Handhabung des Steuerrades zu vermindern (Balanceruder). Für die größten Luftschiffe genügt die Steuerung von Hand durch je einen Mann für Seiten- und Höhensteuer.

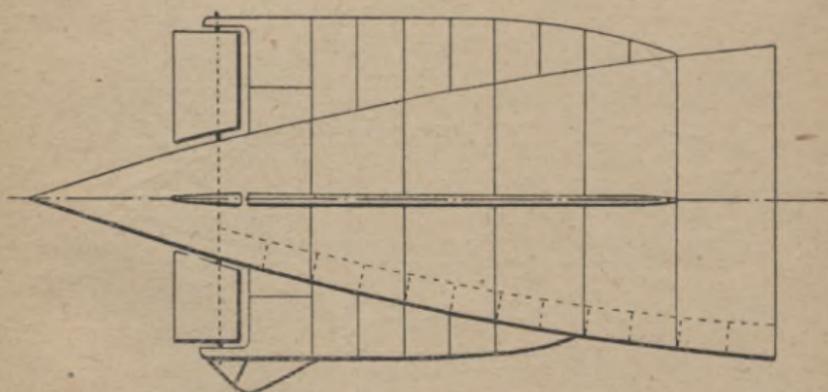


Fig. 27.

Über die stabilisierende Wirkung der festen Dämpfungsflächen, auch Flossen genannt, wurden eingehende Versuche in der Göttinger Versuchsanstalt von Prof. Prandtl an Luftschiffmodellen angestellt. Es zeigte sich, daß ohne Dämpfungsflächen die Resultierende aller Luftdruckkräfte bei geneigter Längsachse des Modelles außerhalb des Schiffskörpers weit vor den Bug zu liegen kommt, so daß sie also die Neigung der Achse zu vergrößern strebt. Erst nach Anbringung der Dämpfungsflächen rückt die Resultierende hinter den Schwerpunkt, und sucht das Schiff wieder aufzurichten. Ohne Stabilisierungsflächen wäre also ein ruhiger Lauf des Schiffes ausgeschlossen.

Fig. 28 zeigt das Schiff von oben gesehen. Die Ruderfläche, deren Breite mit b bezeichnet ist, soll um den Winkel α nach Steuerbord gelegt sein. Der Abstand der Drehachse des Ruders vom Schwerpunkte S des Schiffes sei a . Bezeichnen wir die Eigengeschwindigkeit des Schiffes mit v , die Fläche des Ruders in qm mit f , so erhalten wir für den Ruderdruck nach der Luftwiderstandsformel für schiefgestellte ebene Flächen:

$$P = \psi f \frac{\gamma}{g} v^2 \text{ (s. Gl. 40),}$$

wobei ψ wieder einen Erfahrungskoeffizienten bedeutet, der von dem Neigungswinkel α abhängig ist.

Nach Eiffel ist

$$\psi = \frac{\alpha}{50} \text{ also } P = \frac{\alpha}{50} f \frac{\gamma}{g} v^2 \dots \dots \dots 43).$$

Der Neigungswinkel α ist in Graden einzusetzen.

Gl. 43) gilt jedoch nur für Winkel von 0 bis 30°. Für die übrigen Winkel $\alpha = 30$ bis 90° bleibt nach Eiffel die Luftwiderstandskraft konstant:

$$P = \frac{30^\circ}{50} \frac{\gamma}{g} f v^2 = 0,6 \frac{\gamma}{g} f v^2.$$

Nach den neuesten Versuchen von Föppl über den Winddruck an schräggestellten Flächen ergeben sich jedoch etwa zwischen 15 und 30° etwas höhere, zwischen 30 und 40° dagegen beträchtlich höhere Werte als nach den Eiffelschen Gleichungen. In Fig. 29 sind zum Vergleich die Koeffizienten nach den Föppl'schen und Eiffelschen Messungen aufgetragen.

Die Figur gilt allerdings nur für quadratische Flächen. Für rechteckige Flächen, wie sie für die Ruder allein in

Betracht kommen (s. Fig. 27), verschwindet jene beträchtliche Drucksteigerung zwischen 30 und 40° , und es können für schätzungsweise Berechnungen mit genügender Annäherung die Eiffelschen Gleichungen Verwendung finden.

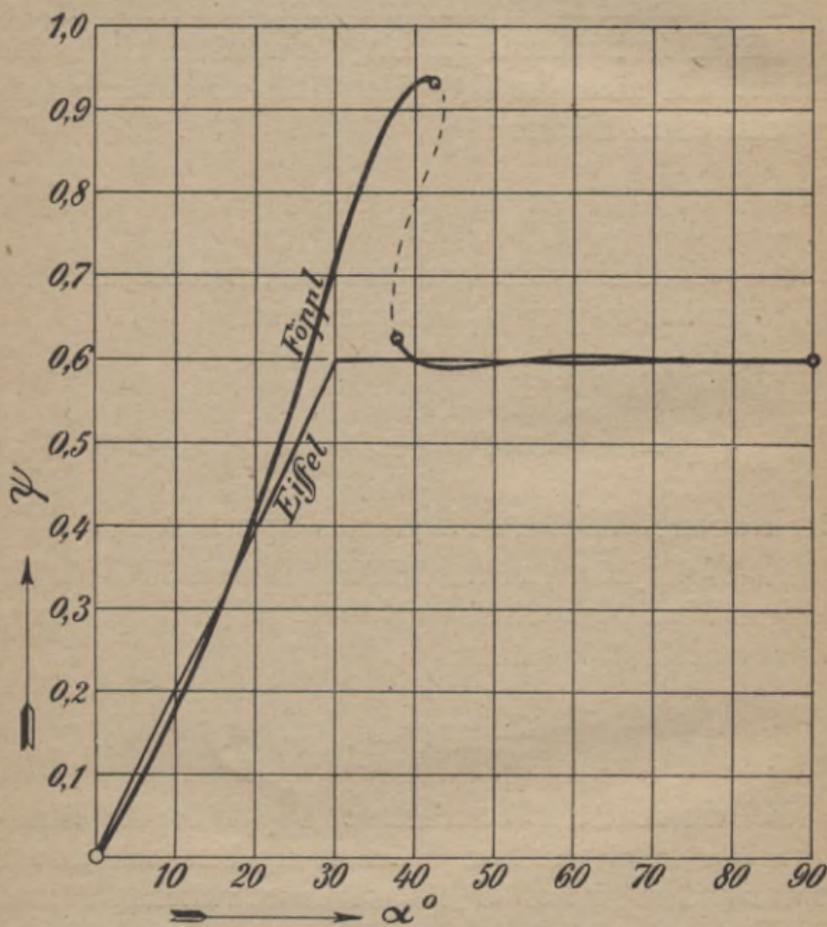


Fig. 29.

Benutzt man diese für die Berechnung des Ruderdruckes, so muß jedenfalls im Auge behalten werden, daß sie gemäß der Versuchsanordnung zunächst nur gelten für Flächen, die völlig isoliert dem Luftstrom ausgesetzt sind.

Am Luftschiff dagegen befinden sich die Ruderflächen in der Heckströmung des Schiffes, und zwar entweder als Balanceruder oder im unmittelbaren Anschluß an die festen Dämpfungsf lächen, so daß nicht ohne weiteres das gleiche Strömungsbild und damit die gleichen Kräfte angenommen werden können, wie bei einer frei im Winde stehenden Fläche.

Es ergaben sich durch Messungen an Luftschiffen für Winkel bis zu 20° größere Kräfte als nach der Föppl'schen Kurve, für Winkel in der Gegend von 20° dagegen ist die Übereinstimmung ziemlich gut. Größere Ausschläge als 20° , höchstens 30° kommen jedoch nicht vor.

Da für die Konstruktion der Ruderflächen und der zugehörigen Steueranlage in bezug auf Festigkeit nur der größte auftretende Ruderdruck in Betracht kommt, kann dafür unbesorgt der entsprechende Föppl'sche oder Eiffel'sche Wert zugrunde gelegt werden.

Der Ruderdruck P kann ungefähr senkrecht zur Fläche angenommen werden. Verlegen wir nach Fig. 28 die Kraft P nach dem Schwerpunkt S des Schiffes, so setzt sich dieselbe mit dem Schraubenschub zu einer Resultierenden zusammen, die die weitere Bewegung des Schiffes bestimmt. Außerdem erkennen wir ein Drehpaar von der Größe

$$M = P \left(a \cdot \cos \alpha + \frac{b}{2} \right).$$

Die halbe Ruderbreite $\frac{b}{2}$ ist im Verhältnis zu dem großen Ruderabstande a so klein, daß sie vernachlässigt werden kann, es wird dann

$$M = P a \cdot \cos \alpha.$$

Führen wir in diese Gleichung den Wert von P aus Gl. 43) ein, so wird

$$M = \frac{\alpha}{50} \cdot \frac{\gamma}{g} f v^2 \cdot a \cdot \cos \alpha \dots \dots 44).$$

M heißt das Rudermoment (Evolutionsmoment) der Seitensteuerfläche für den Ruderausschlag α . Dieses Drehmoment versetzt das Schiff um die senkrechte Schwerpunktsachse in Drehung, wodurch die Richtungsänderung bewirkt wird. Bleibt das Ruder dauernd mit dem gleichen Ausschlag liegen, so beschreibt das Schiff nach einiger Zeit einen Kreis, dessen Radius um so kleiner wird, je größer das Rudermoment ist.

Der Kreis mit dem kleinsten Radius (Drehkreisradius) wird offenbar gefahren, wenn das Rudermoment M nach Gl. 44) ein Maximum wird.

Dies ist unter Zugrundelegung der Kurve von Eiffel nach Fig. 29 der Fall für $\alpha = 30^\circ$. Für weiter zunehmende Ausschlagwinkel nimmt das Rudermoment und damit die Ruderwirkung schnell ab, bis es bei $\alpha = 90^\circ$ zu Null wird. Ein größerer Ruderausschlag als 30° hätte also keinen Zweck mehr. Das Handsteuerrad muß daher so eingerichtet sein, daß ein Überschreiten des größten Ausschlages von 30° nach jeder Seite hin unmöglich gemacht wird. Fig. 30 zeigt die Abhängigkeit der Rudermomente vom Ausschlagwinkel α .

Nach Gl. 44) ergibt sich durch Einsetzen der Werte für 30° das größte Rudermoment

$$M_{\max} = 0,52 \frac{\gamma}{g} f v^2 a \dots \dots 44a),$$

unter dessen Einwirkung das Schiff den kleinsten Kreis fährt.

Für ein gegebenes Schiff ist die Wirkung des Rudermomentes nur noch bestimmt durch das Produkt $f \cdot a$. Man wird also den Abstand a des Ruders von der Schwerpunktsachse des Schiffes so groß als möglich wählen, um

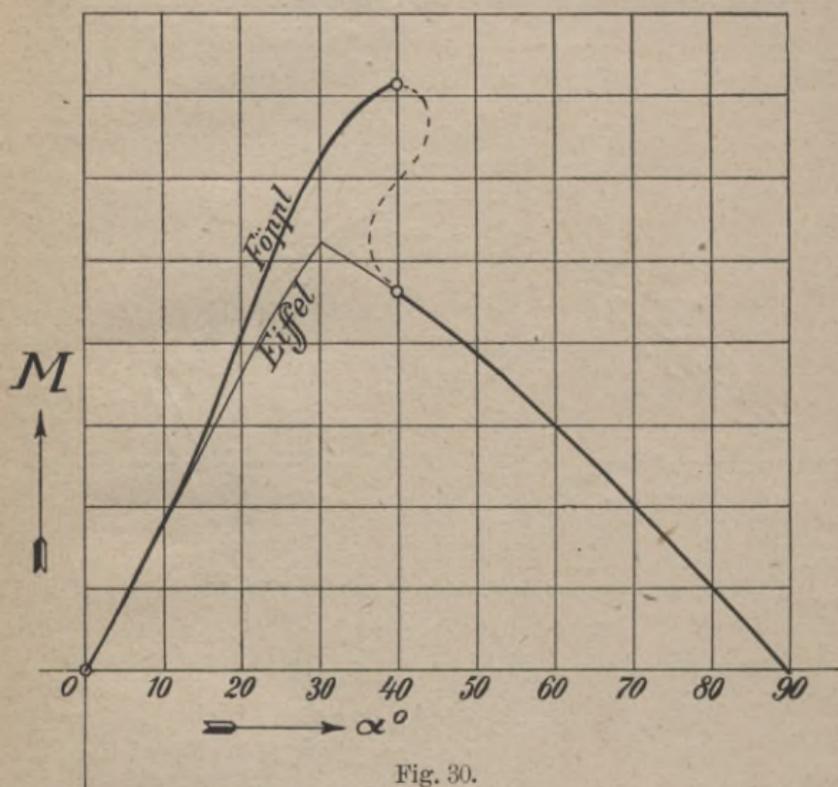


Fig. 30.

die Ruderfläche und damit Ruderdruck und Rudergewicht so klein als möglich zu bekommen.

Während der Fahrt mit gelegtem Ruder ist das Schiff drei hauptsächlichen Kraftwirkungen ausgesetzt: 1. dem Schraubenschub, der stets in Richtung der Längsachse wirkt; 2. dem Ruderdruck, der ungefähr senkrecht zur Ruderfläche angenommen werden kann; 3. der Luftwiderstandskraft.

Die Resultierende der letzteren fällt jedoch jetzt nicht mehr in die Längsachse des Schiffes, wie bei gerader Fahrt, da unter dem Einflusse des Ruderdruckes die Bewegungsrichtung des Schiffes mit dessen Längsachse einen Winkel δ , den Derivationswinkel bildet. Fig. 31 zeigt das

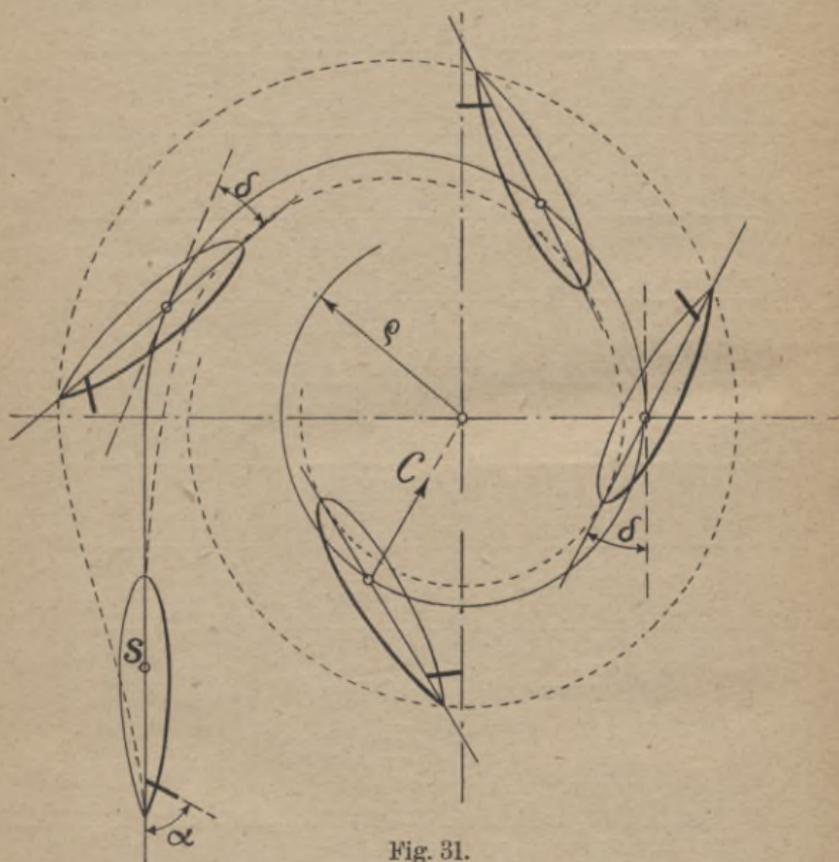


Fig. 31.

Einlaufen eines Luftschiffes in den Drehkreis. Das Schiff liegt bei Hecksteuerung, den Bug nach innen, das Heck nach außen gerichtet, auf der Bahnkurve. Das Umgekehrte ist der Fall bei Bugsteuerung. Nach Eintritt des Beharrungszustandes beschreiben sämtliche Punkte

des Schiffes konzentrische Kreisbahnen. Die Heckspitze beschreibt dabei den größten Kreis (s. Fig. 31). Die zur Aufrechterhaltung der Drehkreisbahn mit dem Schwerpunktsradius ρ erforderliche Zentripetalkraft $C = m \frac{v^2}{\rho}$ stellt die Resultierende aus Schraubenschub, Ruderdruck und dem Fahrwiderstande in der Kurve dar.

Für große Luftschiffe beträgt der Drehkreisradius ca. 1500 m. Die Übersetzung der Steueranlage soll so bemessen sein, daß der Druck am Handsteuerrad bei Hartlage des Ruders ca. 15, höchstens 20 kg nicht überschreitet.

B. Höhensteuerung.

Die Änderung der Höhenlage eines Luftschiffes kann zunächst genau wie beim Freiballon mittelst Ballastes und Ventils bewirkt werden.

Ein Luftschiff verfügt jedoch infolge seiner Eigengeschwindigkeit relativ zur umgebenden Luft über rationellere Mittel zur Erreichung des genannten Zweckes, indem es diese Eigengeschwindigkeit zur Erzeugung von Kräften benutzt, mit deren Hilfe es in der Lage ist, sich ohne Opfer von Ballast oder Gas über oder unter seine Gleichgewichtslage zu begeben und sich dort dauernd zu halten.

Soll ein in seiner Gleichgewichtshöhe fahrendes Luftschiff ohne Änderung seines Gewichtes — also ohne Ballastabgabe — eine größere Höhe ersteigen und sich dort dauernd aufhalten, so muß eine senkrecht nach oben gerichtete Kraft wirken, welche dem mit zunehmender Erhebung über die Gleichgewichtslage immer größer werdenden Unterschied zwischen Auftrieb und Gewicht entspricht.

Diese Kraft erzeugt man im allgemeinen durch Neigung der Schiffsachse gegen die Horizontale. Der durch die

Eigengeschwindigkeit des Fahrzeuges hervorgerufene Luftstrom trifft gegen die untere Fläche des Luftschiffes (siehe Fig. 32), deren Drachenwirkung eine Kraft verursacht, die schräg nach aufwärts gerichtet ist.

Die senkrechte Komponente K dieser Kraft drückt nun das Schiff so lange nach oben, bis der Auftrieb gerade um K kg abgenommen hat.

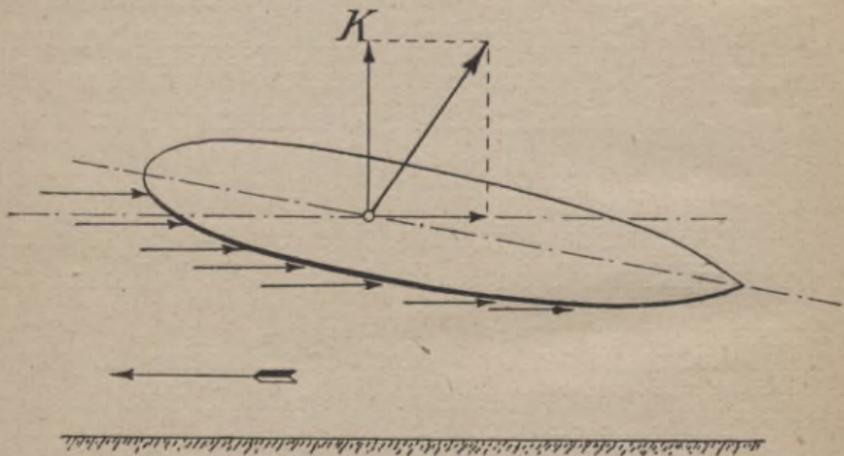


Fig. 32.

In dieser Höhe, in der das Schiff also um K kg zu schwer ist, liegt wieder der Gleichgewichtszustand vor, der mit Hilfe der dynamisch erzeugten Komponente K dauernd aufrechterhalten werden kann.

Die dabei gleichzeitig auftretende horizontale Komponente vergrößert den Fahrwiderstand des Schiffes. Die Neigungswinkel der Schiffsachse gegen die Horizontale betragen bis zu 15° . Die Fahrgeschwindigkeit erleidet dadurch schon eine erhebliche Einbuße.

Die durch die Drachenwirkung des schief liegenden Schiffes hervorgerufene Kraft K wächst mit dem Quadrate der Eigengeschwindigkeit.

Soll daher ein Schiff in der Nähe der Erde mit Hilfe der Höhensteuerung ein Hindernis übersteigen, so ergibt sich für den Führer die praktische Regel, mit voller Kraft dagegen anzufahren.

Stellt man die Längsachse des Schiffes so ein, daß der Bug zur Erde geneigt ist, so trifft der durch die Fahrt erzeugte Luftstrom den Rücken des Schiffskörpers, so daß die Luftwiderstandskraft und ihre senkrechte Komponente K nach unten gerichtet sind.

Dadurch vermag man das Luftschiff aus seiner Gleichgewichtslage ohne Ventilzug — also ohne ein Opfer von Gas — bis zur Erde zu führen oder nach Belieben in jeder Zwischenlage zu fahren, und andererseits ist man dadurch in der Lage, das Schiff bei vorhandenem Auftrieb zu hindern, in die statische Gleichgewichtshöhe emporzu steigen.

Die Neigung der Schiffsachse wird erzwungen durch horizontale Ruderflächen, die am Heck des Schiffes im Anschluß an die horizontalen Dämpfungsflächen angebracht sind.

Fig. 33 zeigt die Seitenansicht eines dynamisch über seine Gleichgewichtslage hinausgedrückten Schiffes im Beharrungszustande. Das Schiff bewegt sich in horizontaler Richtung mit der Geschwindigkeit v mit der um den Winkel β zur Horizontalen geneigten Achse. Der im Gasraumschwerpunkt S angreifende Auftrieb A und das ebenso große Gewicht Q des Schiffes, das im Systemschwerpunkte S' wirkt, bilden infolge der Achsenneigung ein Drehpaar von der Größe:

$$M = A \cdot c \sin \beta = V\gamma(1-s)c \sin \beta \dots\dots 45),$$

wenn c den Abstand des Systemschwerpunktes von der Schiffsachse bedeutet und $A = Q = V\gamma(1-s)$ (nach

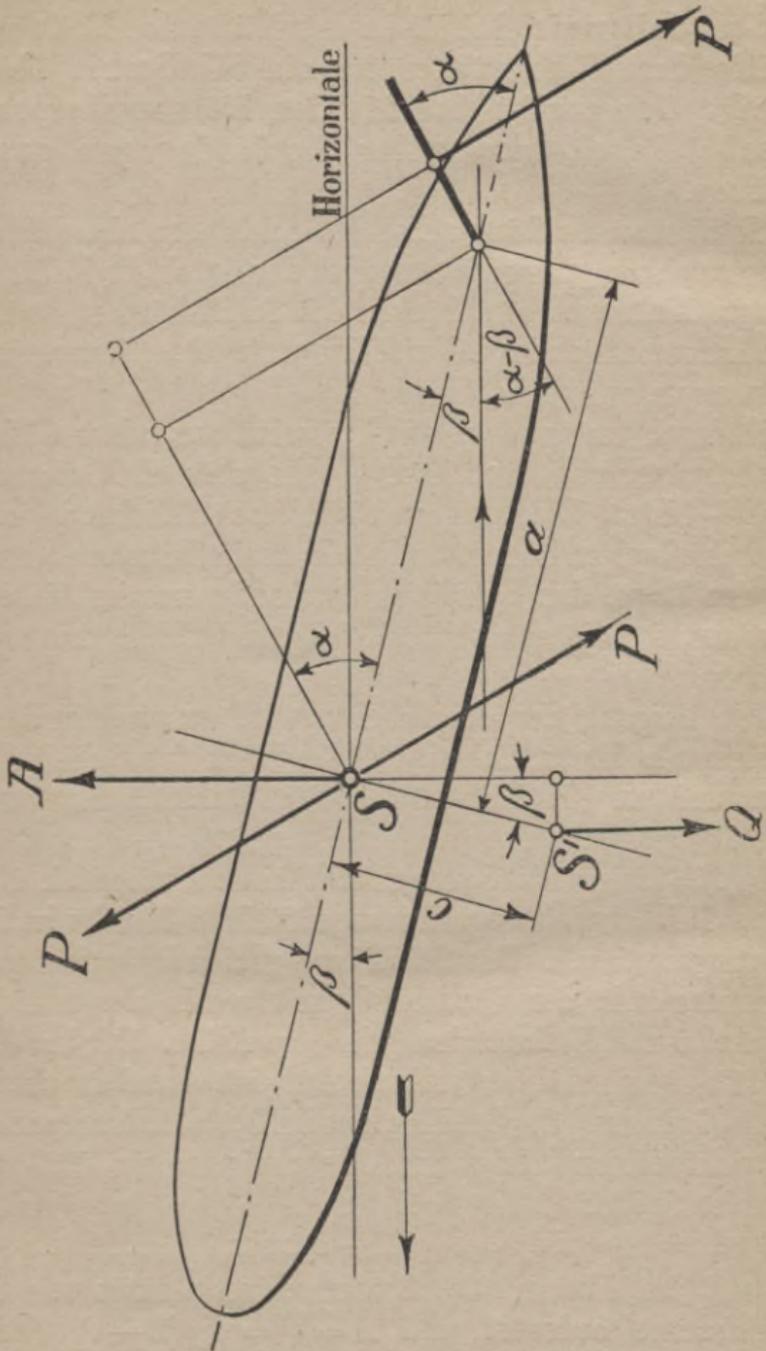


Fig. 33.

Gl. 19). S' ist der Schwerpunkt des ungefüllten Schiffes samt der Nutzlast. $Q = A$ das entsprechende Gewicht. Bei horizontaler Lage des Schiffes muß S' senkrecht unter S liegen.

Die dauernde Aufrechterhaltung der Achsenneigung β erfordert daher ein ebenso großes Drehpaar im entgegengesetzten Sinne, das durch den Luftwiderstand P des um den Winkel α ausgelegten Höhenruders aufgebracht werden muß.

Verlegen wir den Ruderdruck P nach dem Schwerpunkte S , so ergibt sich für das Rudermoment ein Drehpaar $M = Pa \cdot \cos \alpha$, wenn a den Abstand der Ruderachse vom Gasraumschwerpunkt bedeutet.

Die horizontal mit der Geschwindigkeit v anströmende Luft trifft die Höhenruderfläche unter dem Winkel $\alpha - \beta$.

Wir erhalten daher für P nach der Eiffelschen Formel (Gl. 43)

$$P = \frac{\alpha - \beta}{50} \frac{\gamma}{g} f v^2,$$

wenn f die Fläche des Höhenruders in qm bedeutet.

Setzen wir diesen Wert in die Gleichung für das Rudermoment ein, so wird:

$$M = \frac{\alpha - \beta}{50} \frac{\gamma}{g} \cdot f v^2 \cdot a \cos \alpha \dots \dots 46).$$

Durch Gleichsetzen der Gleichungen 45) und 46) ermittelt sich für ein gegebenes Schiff die gesamte Höhenruderfläche zu

$$f = \frac{50 \cdot g}{\alpha \mp \beta} \cdot \frac{V(1-s)}{v^2} \cdot \frac{c}{a} \cdot \frac{\sin \beta}{\cos \alpha} \dots \dots 47).$$

Dabei gilt das negative Zeichen für Heckruder, das positive Zeichen für Bugruder.

Die Gleichung gestattet sofort für eine gewünschte maximale Schräglage β_{\max} des Schiffes und den maximalen Ruderausschlag α_{\max} die erforderliche Ruderfläche zu berechnen.

Der Winkel $\alpha - \beta$ bzw. $\alpha + \beta$, unter dem der horizontale Luftstrom die Ruderflächen trifft, ist dabei in Graden einzusetzen.

Die Fläche, und damit der Ruderdruck, wird um so kleiner, je kleiner das Volumen V des Schiffes, je kleiner der Schwerpunktsabstand b und je größer der Abstand a der Ruderachse vom Schwerpunkt S ist. Den stärksten Einfluß hat die Geschwindigkeit v des Schiffes.

Gl. 47) gilt unverändert, wenn das Schiff mit abwärts-geneigter Achse fährt. Das Ruder ist dann nach der entgegengesetzten Seite auszulegen.

Aus Gl. 47) ist ersichtlich, daß man für Bugsteuer mit einer etwas kleineren Fläche auskommen würde, oder mit anderen Worten, ein Bugsteuer wirkt bei gleicher Fläche kräftiger als ein Hecksteuer beim gleichen Ruderausschlag.

Durch die Verlegung des Ruderdruckes P nach dem Gasraumschwerpunkt S (Fig. 33) entsteht die freie nach abwärts gerichtete Kraft P , deren horizontale Komponente den Fahrwiderstand vermehrt, während ihre senkrechte Komponente der durch die Schräglage erzeugten dynamischen Auftriebskraft K (Fig. 32) entgegenwirkt. Bei Bugsteuerung wirkt diese Komponente im Sinne der gewünschten Wirkung.

Trotz dieser Vorzüge pflegt man Bugsteuer nicht mehr anzuwenden, da sie den Fahrwiderstand vergrößern und einen unruhigen Lauf des Schiffes veranlassen.

Für eine maximale Neigung der Schiffsachse von $\beta = 15^\circ$ beginnt nach Gl. 46) für Hecksteuerung das Ruder erst zu

wirken bei einem Ausschlagwinkel $\alpha \geq 15^\circ$. Für kleinere Winkel wird das Moment negativ. Das Maximalmoment tritt daher nicht bei $\alpha = 30^\circ$ Ausschlag ein, wie bei der Seitensteuerung (s. Fig. 31), sondern erst bei $\alpha = 45^\circ$.

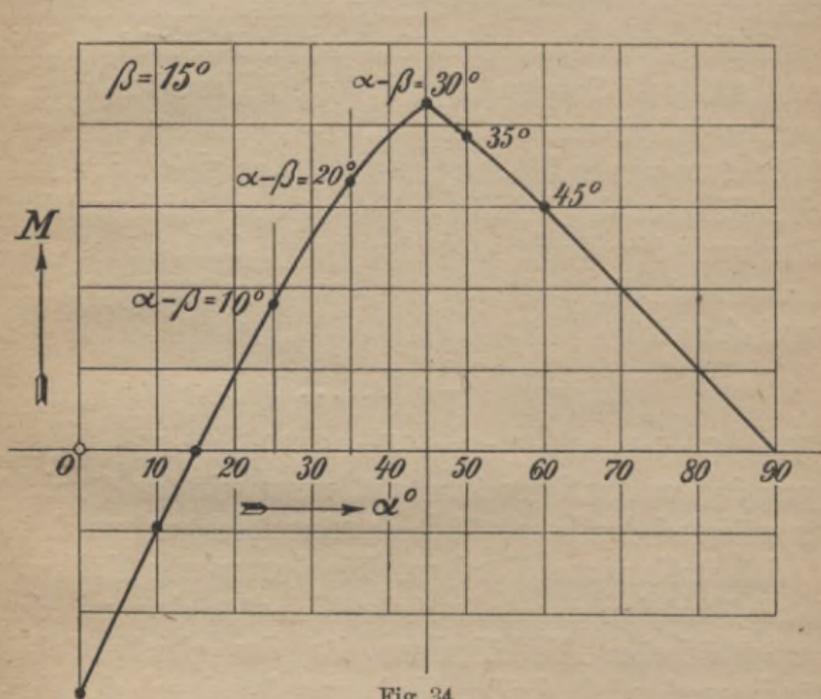


Fig. 34.

Fig. 34 zeigt die Änderung des Rudermomentes für Hecksteuerung, unter Zugrundelegung der Eiffelschen Formel für den Ruderdruck.

Für das Höhenruder am Heck ist daher ein größerer Ausschlag zulässig als beim Seitenruder.

5. Die dynamische Steighöhe.

Dynamische Steighöhe heißt der Höhenunterschied zwischen der Fahrthöhe und der Gleichgewichtshöhe eines Luftschiffes.

Dieser Höhenunterschied wird erzwungen durch die dynamische Hubkraft K , deren Größe von der Neigung β der Schiffsachse, von dem Quadrate der Fahrgeschwindigkeit und von der Fahrhöhe abhängig ist. Für $\beta_{\max} \sim 15^\circ$ erhalten wir das Maximum der dynamischen Hubkraft und damit die größte dynamische Steighöhe. Für stärkere Neigungen läßt die Geschwindigkeit des Schiffes schon zu sehr nach, so daß K wieder abnimmt.

Die dynamische Hubkraft ist offenbar gleich der Auftriebsdifferenz des Schiffes zwischen der Gleichgewichtshöhe und der dynamisch erstiegenen Fahrhöhe. Bezeichnen wir die Auftriebskoeffizienten entsprechend mit c und c' , so ist

$$K = V (c - c') \dots \dots 48a).$$

Das Gewicht des Luftschiffes Q bleibt während des dynamischen Anstieges konstant, wenn wir das Gewicht der während der kurzen Zeit des Anstieges verbrauchten Betriebsstoffe vernachlässigen. Die dynamische Hubkraft ist als Funktion der Auftriebskoeffizienten eine mit den atmosphärischen Verhältnissen für das gleiche Schiff ständig wechselnde Größe. Sie kann sofort durch eine Versuchsfahrt bestimmt werden. Das in beliebiger Höhe über dem Meeresspiegel prall gefüllte und genau abgewogene Schiff wird mit voller Maschinenkraft und maximal ausgelegtem Höhenruder so lange dynamisch in die Höhe gedrückt, als es möglich ist. Luftdruck, Temperatur von Luft und Gas, sowie die Luftfeuchtigkeit sind sowohl in der Gleichgewichtshöhe, als auch in der dynamisch erreichten Fahrhöhe zu messen. Das spez. Gewicht s der Gasfüllung wird vor der Fahrt bestimmt.

Liegt die Temperatur in der dynamisch erreichten Höhe schon unter Null, so kann die Feuchtigkeit oben vernach-

lässigt werden, da sie dann selbst bei hohem Sättigungsgrad den Auftrieb nur unmerklich beeinflußt.

Auf Grund der gemessenen Zahlen bestimmt man nun nach der Auftriebsformel Gl. 18) die Auftriebskoeffizienten c und c' bei Beginn der Fahrt und in der dynamisch erreichten Höhe.

Die dynamische Hubkraft kann dann sofort durch Einsetzen der beiden Zahlenwerte in die Gl. 48 a) berechnet werden.

Die zugehörige dynamische Steighöhe wird unmittelbar am Barographen abgelesen. Sie ist aber im allgemeinen jeden Tag eine andere, da sie von Luftdruck, Temperatur und Feuchtigkeit abhängt, und sie kann daher nicht ohne weiteres als Maßstab zur Beurteilung der dynamischen Höhenleistung eines Schiffes benutzt werden.

Die unter gegebenen Tagesverhältnissen dynamisch erreichte Höhe muß vielmehr ebenso auf die Normalverhältnisse reduziert werden, wie z. B. die Nutzlast.

Um diese Reduktion vornehmen zu können, muß zunächst die dynamische Hubkraft nach Gl. 48 a) aus der gemessenen dynamischen Tageshöhe bestimmt werden.

Es wird dann festgestellt, welche Höhe erreicht werden müßte, wenn das Schiff genau abgewogen, vom Meeresspiegel aus, unter normalen Verhältnissen dynamisch ansteigen würde. Diese Höhe nennen wir die „reduzierte dynamische Steighöhe“.

Als normale Verhältnisse gelten:

Gastemperatur = Lufttemperatur: $t = t' = 0^{\circ}$;

$b = 760$ mm; $\varphi = 0,6$; $s_0 = 0,1$;

Temperaturabnahme: $\frac{1}{2}^{\circ}$ pro 100 m Höhe.

Bezeichnen wir den Normalauftriebskoeffizienten in Meereshöhe mit c_0 und den Normalauftriebskoeffizienten in

der gesuchten dynamischen Steighöhe mit c_0' , so ist jetzt der dynamisch gehaltene Auftriebsverlust:

$$K_0 = c_0 V - c_0' V \dots \dots 48b).$$

Da die Leistung der normalen Benzinmotoren mit zunehmender Fahrthöhe proportional dem Luftgewichte abnimmt, im gleichen Maße aber auch Fahrwiderstand und Schraubenzug, so bleibt die Geschwindigkeit eines Luftschiffes unabhängig von der Höhe konstant.

Die dynamische Hubkraft ändert sich daher in verschiedenen Höhen nur noch mit dem Luftgewichte, so daß wir schreiben können:

$$\frac{K}{K_0} = \frac{\gamma'}{\gamma_0'}$$

wenn γ' und γ_0' das Gewicht von 1 cbm Luft in den dynamisch erstiegenen Höhen bedeutet.

Nach Gl. 7) bestehen zwischen den Auftriebskoeffizienten und den zugehörigen Luftgewichten die Beziehungen:

$$c' = \gamma' (1 - s) \quad \text{und} \quad c_0' = \gamma_0' (1 - s_0),$$

so daß wir auch setzen können:

$$\frac{K}{K_0} = \frac{c'}{c_0'} \cdot \frac{1 - s_0}{1 - s} \approx \frac{c'}{c_0'}$$

da s nur meist ganz wenig von $s_0 = 0,1$ verschieden ist. Durch Division der Gleichungen 48 a) und 48 b) erhalten wir

$$\frac{K}{K_0} = \frac{c - c'}{c_0 - c_0'}$$

Setzen wir diese beiden letzten Gleichungen einander gleich, so folgt:

$$\frac{c - c'}{c_0 - c_0'} = \frac{c'}{c_0'}$$

und daraus berechnet sich der Normalauftriebskoeffizient c_0' , der in der reduzierten dynamischen Steighöhe herrscht,

$$\text{zu } c_0' = \frac{c'}{c} \cdot c_0 \dots \dots \dots 49).$$

Für c_0 fanden wir nach Abschnitt I, Kap. 5 $c_0 = 1,1619$. c' und c sind bereits nach Gl. 18) mit Hilfe der bei der Versuchsfahrt gemessenen Werte bestimmt, so daß c_0' nach Gl. 49) berechnet werden kann.

Aus der Auftriebsgleichung 18) ergibt sich dann weiter der zu diesem Normalauftriebskoeffizienten c_0' gehörige normale Luftdruck b' und damit aus der Normaldrucklinie Fig. 35 die gesuchte Höhe selbst.

Nach Gl. 18) erhalten wir:

$$c_0' = \frac{b'}{2,152 T} \left(1 - 0,377 \varphi \frac{b_0}{b'} - s_0 \frac{T}{T'} \right).$$

Da die Lufttemperatur in der Höhe des Meeresspiegels normal 0° beträgt, ist in dieser Gleichung $T < 273^\circ$. Die Luftfeuchtigkeit kann daher vernachlässigt, also $\varphi = 0$ gesetzt werden.

Die Gleichung vereinfacht sich daher auf

$$c_0' = \frac{b'}{2,152 T} \left(1 - s_0 \frac{T}{T'} \right)$$

und nach Einsetzen der Normalbedingungen $s_0 = 0,1$ und $T = T'$ berechnet sich daraus der gesuchte Luftdruck zu:

$$b' = 2,388 T c_0' \dots \dots \dots 50).$$

An dem folgenden Beispiel soll gezeigt werden, wie die Rechnung praktisch vorzunehmen ist:

1. Schiff in 320 m prall und ausgewogen.

In 320 m herrschten:

$$b = 731,5 \text{ mm}$$

$$l = l' = 7^\circ \text{ (Luft und Gas)}$$

$$\varphi = 0,78$$

$$s = 0,09.$$

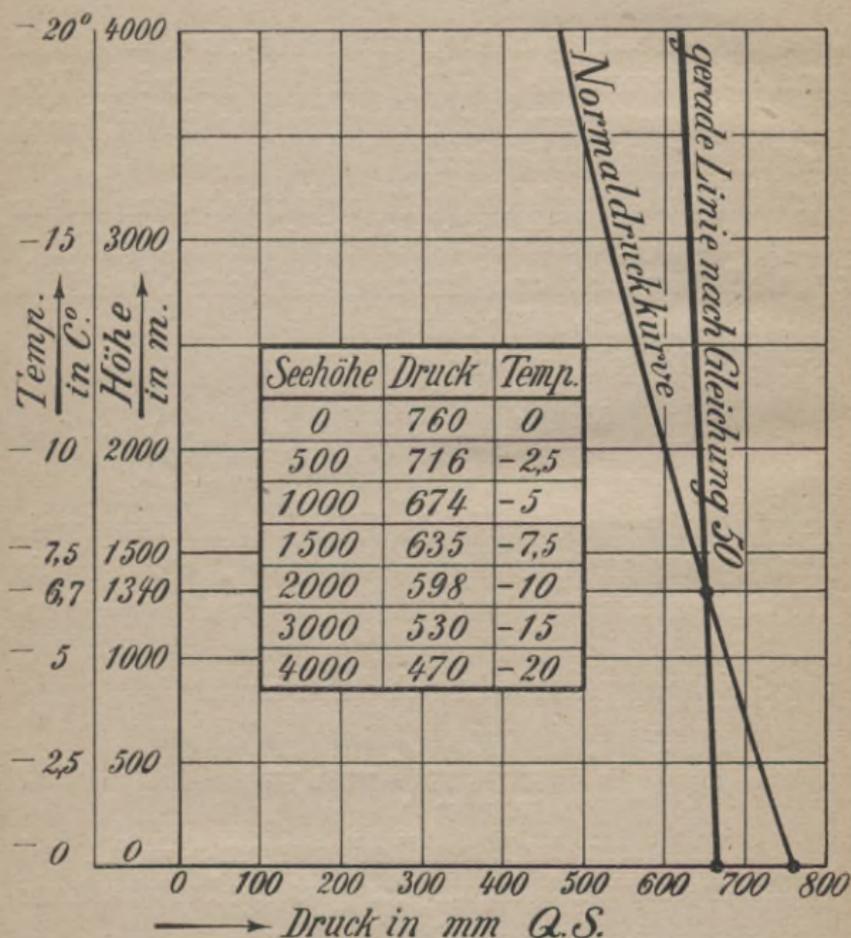


Fig. 35.

2. Von 320 m ab wurde das Schiff dynamisch bei 13° Schräglage gedrückt, bis es in 1700 m Höhe träge zu werden begann. Die dynamische Tagessteighöhe beträgt so nach $1700 - 320 = 1380$ m.

In 1700 m Höhe herrschten:

$$b = 617 \text{ mm}$$

$$t = -1^{\circ}.$$

Da die Temperatur bereits unter Null liegt, kann die Luftfeuchtigkeit vernachlässigt, also $\varphi = 0$ gesetzt werden.

3. Die Auftriebskoeffizienten ergeben sich dann nach Einsetzen dieser Zahlenwerte aus der Auftriebs-Gl. 18) für 320 m zu 1,102 kg pro cbm und für 1700 m zu 0,96 kg pro cbm.

Der Rauminhalt des Schiffes betrug $V = 32000$ cbm.

4. Auftrieb in 320 m Höhe: $1,102 \cdot 32000 = 35258$ kg

„ „ 1700 m „ $0,96 \cdot 32000 = 30710$ kg

Differenz = dynamische Hubkraft $K = 4548$ kg nach Gl. 48a).

5. Reduktion der dynamischen Tagessteighöhe auf die Normalwerte:

$$t = t' = 0^{\circ}; b = 760 \text{ mm}; \varphi = 0,6; s_0 = 0,1;$$

und Temperaturabnahme von $\frac{1}{2}^{\circ}$ auf 100 m Höhe.

a) Es ist Normalauftriebskoeffizient e_0' in der unbekanntem reduzierten Steighöhe nach Gl. 49):

$$e_0' = \frac{0,96}{1,102} \cdot 1,1619 = 1,012.$$

b) Es ist ferner Luftdruck normal in der unbekanntem reduzierten dynamischen Steighöhe nach Gl. 50):

$$b' = 2,388 (273 - t) \cdot 1,012.$$

Diese Gleichung stellt eine Gerade dar und enthält Normaldruck und Normaltemperatur in der unbekanntem dynamischen Steighöhe.

Für drei willkürlich gewählte Temperaturen ergeben sich daraus die zugehörigen Drucke zu:

$t = 0$	$- 10^{\circ}$	$- 20^{\circ}$
$b' = 662$	636	612 mm

Die drei so erhaltenen Punkte müssen in ein und derselben Geraden liegen. Der Schnittpunkt dieser Geraden (s. Fig. 35) mit der Normaldruckkurve zeigt die reduzierte dynamische Steighöhe an, also diejenige Höhe, die das Schiff vom Meeresspiegel unter Normalverhältnissen abfahrend dynamisch erreichen könnte.

Der Schnittpunkt zeigt

1340 m Höhe bei 645 mm Druck und $t = - 6,7^{\circ}$.

Also: reduzierte dynamische Höhe = 1340 m.

In diesem besonderen Falle ist der Unterschied von 40 m zwischen der dynamischen Tagessteighöhe und der reduzierten dynamischen Höhe nur gering infolge der fast normalen Druckverhältnisse.

Je nach den Tagesverhältnissen kann die Tagessteighöhe größer oder kleiner sein, als die reduzierte dynamische Höhe.

Ist das spez. Gewicht s der Gasfüllung merklich verschieden von dem Normalwerte $s_0 = 0,1$, dann wäre dies in der Rechnung zu berücksichtigen, was keine Schwierigkeiten bietet.

6. Die Messung der Eigengeschwindigkeit.

Am einfachsten bestimmt man die maximale Eigengeschwindigkeit eines Luftschiffes, indem man an einem völlig windstillen Tage eine gerade Strecke mit voller Maschinenkraft abfährt.

Dabei ist darauf zu achten, daß sowohl der Anfangspunkt wie auch der Endpunkt der gewählten Strecke in voller

Fahrt passiert werden, damit die Beschleunigungsperiode keinen Einfluß auf die Messung gewinnen kann.

Die Eigengeschwindigkeit ergibt sich dann aus der Länge der befahrenen Strecke und der mittelst Stoppuhr gemessenen Fahrzeit.

Um nicht auf die sehr seltenen windstillen Tage angewiesen zu sein, kann man auch eine abgesteckte Strecke von der Länge s hin und zurück bei Wind abfahren und die Eigengeschwindigkeit durch Rechnung bestimmen.

Am zweckmäßigsten wählt man dazu eine gerade Eisenbahnstrecke oder Landstraße. Die Endpunkte der Strecke sollen durch Wegkreuzungen oder dergleichen deutlich hervorgehoben sein. Die Fahrzeiten werden beim Passieren der Endpunkte in dem Augenblicke gestoppt, in dem sie durch das Fadenkreuz des vertikal nach unten gerichteten Zielfernrohres laufen.

In Fig. 36 bezeichne die Gerade $CM D$ die Richtung der abzufahrenden Strecke. Der Wind wehe mit der Geschwindigkeit v_w in der gezeichneten Richtung. v_1 und v_2 seien die Geschwindigkeiten des Schiffes relativ zur Erde bei der Hin- und Rückfahrt. v_e sei die gesuchte Eigengeschwindigkeit. Die Geschwindigkeitsdreiecke (s. III, 1 Navigation im Luftschiff) $M A C$ und $M B D$ liefern gleiche Kielwinkel α für Hin- und Rückfahrt, wie aus Fig. 36 ersichtlich.

Bezeichnen wir die Zeit für die Hinfahrt (mit dem Winde) mit t_1 und die Zeit für die Rückfahrt (gegen den Wind)

mit t_2 , so ist $v_1 = \frac{s}{t_1}$ und $v_2 = \frac{s}{t_2}$; für die beiden Geschwindigkeitsdreiecke wird nach dem Kosinussatz:

$$2 \cos \alpha v_1 \cdot v_e = v_1^2 + v_e^2 - v_w^2$$

$$2 \cos \alpha v_2 \cdot v_e = v_2^2 + v_e^2 - v_w^2.$$

Durch Subtraktion beider Gleichungen folgt:

$$v_1^2 - v_2^2 = 2 v_e \cos \alpha (v_1 - v_2),$$

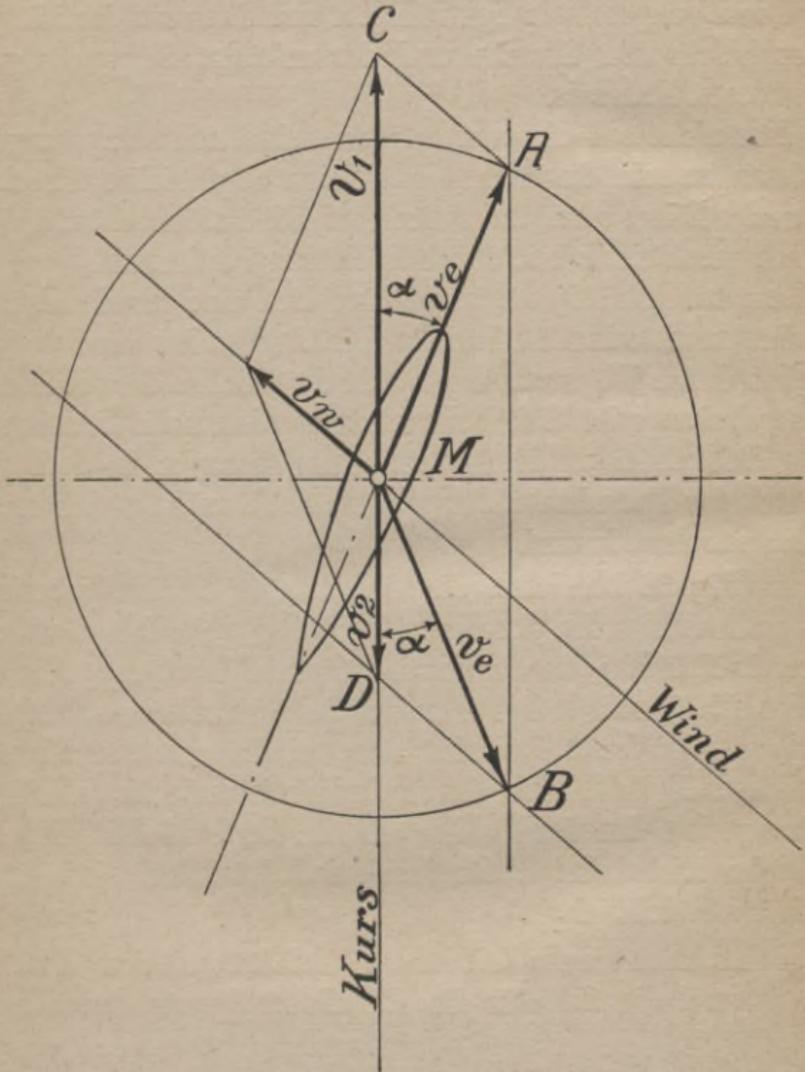


Fig. 36.

woraus die gesuchte Eigengeschwindigkeit sofort folgt zu:

$$v_e = \frac{v_1 + v_2}{2 \cos \alpha}$$

und nach Einsetzen der Werte für v_1 und v_2 wird:

$$v_e = \frac{s}{2} \left(\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) \cdot \frac{1}{\cos \alpha} \dots\dots 51).$$

Die Windgeschwindigkeit v_w verschwindet also aus der Gleichung. Fällt die Windrichtung mit dem Kurs zusammen, dann wird

$$\alpha = 0 \text{ und } v_e = \frac{s}{2} \left(\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) \dots\dots 51 a).$$

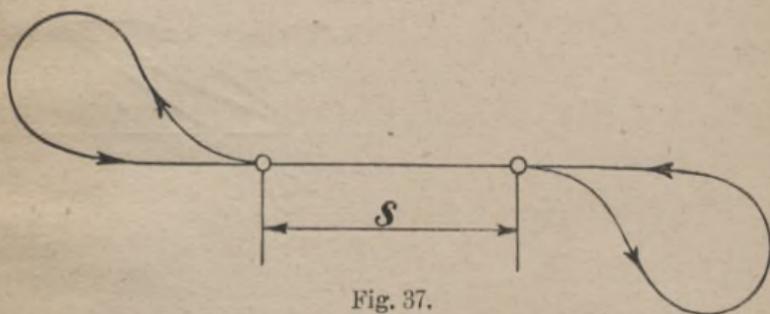


Fig. 37.

Ein Kielwinkel bis zu 8° ist wenig störend, denn $\cos 8^\circ = 0,99 \sim 1$. Um die Zielmarken stets in voller Fahrt zu passieren, wird in weiten Schleifen ausgeholt (s. Fig. 37), so daß der Kurs des Schiffes schon frühzeitig vor Erreichung des ersten Zielpunktes wieder mit der gewählten Eisenbahnstrecke zusammenfällt.

Konstante Richtung und Geschwindigkeit des Windes ist Voraussetzung für die Gültigkeit der Gl. 51).

Da der Wind mit der Höhe Richtung und Geschwindigkeit ändert, muß das Schiff stets in genau gleicher Höhe gehalten werden.

Ruhige Wetterlage ist daher für die zuverlässige Durchführung der Geschwindigkeitsfahrten notwendig.

Die Länge der abzufahrenden Strecke wird etwa zu 20 km gewählt.

Auf eine andere Art erfolgt die Geschwindigkeitsmessung bei Wind durch Abfahren eines beliebig abgesteckten Dreiecks (Fig. 38 a). Die Windrichtung ist durch einen Pfeil angedeutet.

Durch Messung der Fahrzeiten bestimmt man für jede

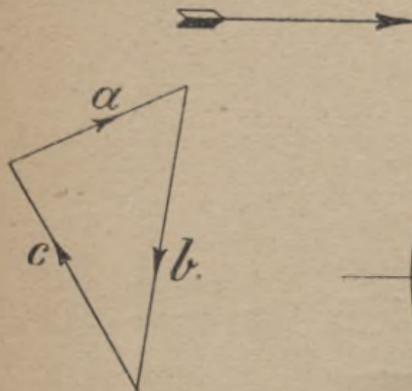


Fig. 38 a.

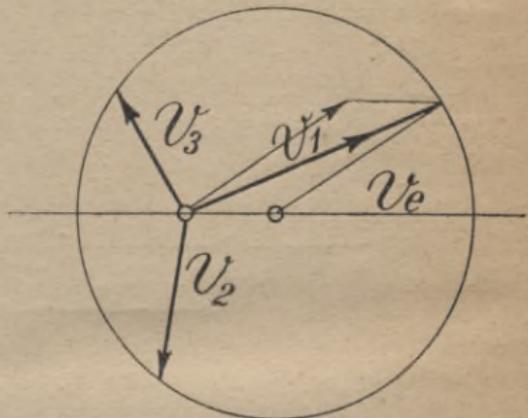


Fig. 38 b.

der Dreieckseiten die zugehörige Fahrgeschwindigkeit aus:

$$\frac{a}{t_1} = v_1,$$

$$\frac{b}{t_2} = v_2$$

und

$$\frac{c}{t_3} = v_3,$$

wobei a , b und c die Längen der Seiten in Metern angeben. Nun zieht man nach Fig. 38 b durch einen Punkt drei Strahlen parallel zu den Seiten des abgefahrenen Dreiecks und trägt auf jedem Strahl die zugehörigen Fahrgeschwindigkeiten v_1 , v_2 und v_3 an.

Die Endpunkte dieser drei Strahlen bilden nun ein zweites Dreieck, und der Radius des diesem Dreieck umschriebenen Kreises liefert sofort die gesuchte Eigengeschwindigkeit.

Der Abstand des Schnittpunktes der drei Geschwindigkeitsstrahlen vom Mittelpunkte des Kreises zeigt die Windgeschwindigkeit, und die Verbindungsgerade dieser beiden Punkte die Windrichtung an, deren Vergleich mit der Wirklichkeit als Kontrolle für die Messung dienen kann. Der Beweis für die Richtigkeit dieser Methode ist auf Grund der Darlegungen des Kapitels 1, III ohne weiteres aus der Fig. 38 b ersichtlich.

Schließlich kann die Eigengeschwindigkeit noch dadurch gemessen werden, daß man an einem windstillen Tage das mit voller Kraft laufende Schiff durch ein Fernrohr beobachtet und das Passieren der Bug- und Heckspitze durch den senkrechten Fadenstrich mit der Stoppuhr markiert.

Die bekannte Länge des Schiffes dividiert durch die gemessene Zeit liefert die Eigengeschwindigkeit.

Es ist dabei gut, aber nicht unbedingt notwendig, wenn man das Schiff möglichst von der Breitseite beobachtet.

Welcher Methode man nun auch den Vorzug geben mag, jedenfalls ist es erforderlich, eine größere Anzahl von Messungen vorzunehmen. Das arithmetische Mittel aus den gewonnenen Meßresultaten wird dann in jedem Falle die Eigengeschwindigkeit des Fahrzeuges mit genügender Genauigkeit ergeben.

7. Die Entwicklung der deutschen Luftschiffe im Weltkrieg.

Kurz vor dem Kriege besaßen die starren Luftschiffe einen Rauminhalt von etwa 19000 bis 22500 cbm. Mit 3 Motoren à 210 PS. wurde eine Geschwindigkeit von

ca. 20 m pro sek. erreicht. Die Nutzlast betrug ca. 33% des gesamten Auftriebes.

Die andauernd gesteigerten Anforderungen an die Leistungsfähigkeit der Schiffe führten zu immer größeren Dimensionen.

Die folgenden Tabellen zeigen am besten die Entwicklung der deutschen Luftschiffotypen während des Krieges, die Hand in Hand ging mit einer großartigen Erweiterung der drei vorhandenen deutschen Werften: Zeppelin Friedrichshafen, Schütte-Lanz Mannheim-Rheinau und Luftfahrzeuggesellschaft Bitterfeld.

A. Zeppelin-Luftschiffe.

Nr.	Schiffstyp	Länge in m	Durchmesser in m	Gasinhalt cbm	Nutzlast kg	Nutzlast in % des Gesamt- auftriebes	Motoren		Gesamte Maschinen- stärke PS.	Geschwindigkeit	
							Zahl	Lei- stung PS.		m/sek	km/st
1.	L. 3	158	15	22500	8700	33	3	210	630	21	75,5
2.	L. 10	163,5	19	31900	15600	42	4	210	840	25,5	92
3.	L. 20	178,5	19	35800	17800	42,7	4	240	960	25,5	92
4.	L. 30	196,5	24	55000	28500	44,6	6	240	1440	27	97
5.	L. 60	196,5	24	55850	39600	61	5	240	1200	30,5	110
6.	L. 71	226,5	24	68500	51000	64	6	260	1560	34	122
7.	L. 100 (Proj.)	238	29,5	108000	82000	65	10	260	2600	37	133

Bemerkenswert ist, daß ein Schiff vom Typ des L. 71 während des Krieges in ununterbrochener 96stündiger Fahrt eine Strecke von ca. 7000 km zurücklegte.

Das Schiff fuhr im Herbst 1917 von dem deutschen Luftschiffhafen Jambol in Bulgarien ab mit dem Auftrag,

unseren hartbedrängten Kämpfern in Deutsch-Ostafrika Waffen, Munition, Medikamente usw. zu überbringen.

Es konnte seinen Auftrag nicht zu Ende führen, da es, über Chartum in Oberägypten angelangt drahtlos zurückgerufen wurde. Das Schiff legte die große Strecke über Feindesland ohne jede Havarie zurück und landete glatt in seinem Heimatshafen Jambol. Es hätte ohne Schwierigkeit die Reise noch weiter ausdehnen können, wenn dies erforderlich gewesen wäre. Die zurückgelegte 7000 km lange Strecke übertrifft die Entfernung London—New York um ca. 1400 km.

Ein Schiff vom Typ des L. 71 der vorstehenden Tabelle wäre in der Lage, mit voller Nutzlast in ununterbrochener Fahrt eine Strecke von 18000 km zurückzulegen.

B. Schütte-Lanz-Luftschiffe.

Nr.	Schiffstyp	Länge m	Durchmesser m	Gasinhalt cbm	Nutzlast kg	Motoren			Geschw.	
						Zahl	Leistung PS.	Gesamte Maschinen- stärke PS.	m/sek	km/st
1.	S.-L. 2.	144	18,2	25 000	7 870	4	180	720	24,5	88,2
2.	S.-L. 3.	153	20	32 000	14 000	4	210	840	24	86,5
3.	S.-L. 6.	163	20	35 000	15 800	4	210	840	25,8	93
4.	S.-L. 10.	174	20	38 700	19 500	4	240	960	25,8	93
5.	S.-L. 20.	198	23	56 000	35 500	5	240	1200	28,5	103

Die Schütte-Lanz-Luftschiffe unterscheiden sich von den Zeppelin-Luftschiffen in der Hauptsache dadurch, daß das starre Gerüst des Schiffes aus Holzträgern konstruiert ist, während das Gerüst der Zeppelin-Luftschiffe aus Duraluminium besteht.

Für größere Schiffstypen ist das Duraluminium dem Holz überlegen. Bei seinen neuesten Projekten ging daher auch Schütte-Lanz zur Metallkonstruktion des Gerippes über.

C. Luftfahrzeug-Gesellschaft Bitterfeld.

Nr.	Schiffstyp	Länge m	Durchmesser m	Gasinhalt cbm	Nutzlast kg	Motoren		Gesamte Maschinen- stärke PS.	Geschw.	
						Zahl	Leistg. PS.		m/sek	km/st
1.	P.-L. 19.	92	15,5	10000	3300	2	180	360	21,7	78
2.	P.-L. 25.	114	16	14000	6000	2	210	420	22	79,2
3.	P.-L. 27.	157	18,6	32000	18000	4	240	960	25	90

Diese Luftschiffwerft beschäftigte sich hauptsächlich mit der Entwicklung des Prallluftschiffes nach dem System des Majors v. Parseval. Die Tabelle enthält daher nur Prallluftschiffe.

Interessant ist das große Prallluftschiff P. L. 27, dessen Gasinhalt den Starrschiffstypen L. 10 und S. L. 3 entspricht und dessen Nutzlast 56% des gesamten Auftriebes beträgt, das sich also den gleich großen starren Schiffen in dieser Beziehung überlegen zeigt. Leider konnte dieses Schiff infolge ungünstiger Umstände nicht weiter entwickelt werden. In neuerer Zeit hat die Luftfahrzeug-Gesellschaft auch starre Luftschiffe mit Gerippen aus Aluminiumrohren projektiert.

D. Das Verkehrsluftschiff „Bodensee“.

Nach Beendigung des Krieges baute die Zeppelin-Werft das 22500 cbm-Schiff „Bodensee“ speziell für den täglichen Verkehr Friedrichshafen—Berlin.

Es besitzt eine Länge von 130 m und einen Durchmesser von 18,7 m. Die Nutzlast beträgt normal 11,500 kg, das sind 44% des gesamten Normalauftriebes.

4 Motoren à 260 PS., im ganzen also 1040 PS., erteilen dem Luftschiff eine Geschwindigkeit von 36 m/sek. oder 130 km/st.

Je ein Motor arbeitet in den beiden seitlich aufgehängten Backbord- und Steuerbordmaschinengondeln auf je eine Luftschaube, während die beiden anderen Motoren zusammen in der hinteren Maschinengondel eine gemeinsame Luftschaube antreiben.

Vorn befindet sich die Passagierkabine in unmittelbarer Verbindung mit der Führergondel,

Die Kabine enthält 30 Sitzplätze, eine Küche und Nebenräume für die Bequemlichkeit der Reisenden.

Von dem Tage der Betriebsaufnahme am 24. August 1919 bis zum 1. Dezember 1919 wurden an 98 Tagen 103 Fahrten ausgeführt, also an einzelnen Tagen 2 Fahrten. Davon 78 fahrplanmäßige Fahrten zwischen Friedrichshafen und Berlin (600 km) und 2 Fahrten zwischen Berlin und Stockholm (800 km).

Die Reise Friedrichshafen—Berlin wurde je nach der Wetterlage in 5 bis 6 Stunden zurückgelegt.

Es sind während dieser Zeit im ganzen außer der Besatzung 2380 Passagiere befördert worden, außerdem etwa 5000 kg Post und ca. 30000 kg Gepäck.

Die gesamte Fahrzeit beträgt 533 Stunden, wobei 52000 km zurückgelegt wurden. Trotz des auf vielen Fahrten sehr schlechten Wetters und starken Windes wurde somit eine Durchschnittsgeschwindigkeit von rund 100 km/st. erzielt.



Register.

- Abstieg 55
Aktionsfeld 59
Aktionsradius 59
Ammoniak 13
Anker 33
Archimedes 5
Auftrieb 8
Auftriebskoeffizient 11
Auftriebsüberschuß 11
Ausdehnungskoeffizient 15
- Ballastgleichung 42
Ballonet 68
Ballonelanlage 69
Ballonetventil 72
Ballonetventilator 73
Ballongewicht 41
Ballonhülle 36
Ballonstoffe 36
Barograph 35
Barometer 35
Bremsballast 56
- Charles 6
- Dämpfungsf lächen 86
Derivationswinkel 94
Drehkreisradius 88
Druckverteilung 82
Dunstdruck 23
- Eiffel 89
Eigengeschwindigkeit 58
Evolutionsmoment 92
- Fahrdreieck 58
Fahrwiderstand 81
Fallgeschwindigkeit 73
Feuchtigkeit, relative 23
Föppl 89
Formwiderstand 89
Freiballon 29
Füllansatz 33
- Gasabführung 77
Gasdichte 12
Gasdruck 37
Gasgewichte 13
Gaskonstante 15
Gaszellen 75
- Gay-Lussac 15
Geschwindigkeitsmessung 108
Gleichgewichtslage 54
Goldschlägerhaut 36
- Halbstarre Luftschiffe 65
Handsteuerrad 95
Heißluftballon 6
Helium 14
Höhenformel 44
Höhensteuerung 95
- Innendruck 37
Inversion 54
- Kiellinie 58
Kielwinkel 58
Konstruktionsgewicht 41
Korb 33
Korbring 32
Kurs 58
- Landung 55
Landungsballast 57
Leergewicht 27
Leuchtgas 13
Luftdrucktabelle 43
Luftgewicht 12
Luftsack 68
Luftwiderstand 81
- Manometer 75
Mariotte 15
Meusnier 6
Momentballast 81
Montgolfier 5
- Navigation 58
Netz 32
Netzloser Freiballon 32
Normalauftriebskoeffizient 12
Normalhöhe 44
Nutzlast 26
- Oberflächenreibung 84
- Parsevalluftschiff 74
Prallballon 67
Prallhöhe 47
Prallluftschiff 67
- Reduzierte Nutzlast 25
Reduzierte Steighöhe 103
Reibungswiderstand 84
Reisegeschwindigkeit 58
Reißbahn 33
Reißleine 33
Ruderdruck 89
Rudermoment 92
- Schlaffer Ballon 47
Schleppseil 34
Schraubenschub 91
Schütte-Lanz 115
Seitensteuerung 88
Stabilisierungsf lächen 86
Starre Luftschiffe 75
Statoskop 35
Staudruck 74
Steighöhe, dynamische 101
Steighöhe, statische 41
Stoffbeanspruchung beim Freiballon 36
Stoffbeanspruchung beim Luftschiff 74
Stoffdichtung 36
- Tagesauftrieb 27
Tagesnutzlast 27
Temperaturabnahme 53
Temperatureinfluß 50
- Überdruckventil, Gas 68
Überdruckventil, Luft 72
Übersetzung, Handsteuer 95
- Ventil 32
Ventilator 67
Ventilleine 32
Ventilzug 55
- Wasserstoff 12
Winddruck 59
Windgeschwindigkeit 58
Windversetzung 62
- Zentripetalkraft 95
Zeppelinluftschiff 114
Zerplatzdruck 40
Zerreißfestigkeit 39
Zielansteuern 63
Zustandsgleichung 15

Carl Schleicher & Schüll Düren Rheinland



empfehlen

**Millimeterpapiere
in Rollen, Bogen u.**

**Blocks, Koordinaten- und Logarithmen-
papiere, Zeichen-, Paus- u. durchsichtige
Entwurfzeichenpapiere, Pausleinwand,
Normal-Zeichnungsblätter, unüber-
troffene Lichtpauspapiere**

Anfragen erbeten

Muster kostenfrei

Vom gleichen Verfasser erschien in der
Sammlung Göschen:

Flugtechnik

Mit 62 Figuren
Nr. 841

Das Bändchen befaßt sich mit denjenigen Luftfahrzeugen, die sich durch dynamischen Auftrieb schwebend erhalten. Es gibt eine Einführung in die aerodynamischen Grundlagen und in die Theorie der Drachenflieger und macht mit ihren Konstruktionsformen bekannt.

VEREINIGUNG WISSENSCHAFTLICHER VERLEGER

WALTER DE GRUYTER & CO., VORMALS

G. J. GÖSCHEN'SCHE VERLAGSHANDLUNG

J. GÜTTENTAG, VERLAGSBUCHHANDLUNG

GEORG REIMER / KARL J. TRÜB-

NER / VEIT & COMP.

BERLIN W. 10 UND

LEIPZIG

Auf nachstehende Bände der
SAMMLUNG GÖSCHEN

wird ferner hingewiesen:

Meteorologie von Professor Dr. W. Trabert, neubearbeitet von Dr. Albert Defant. Mit 46 Abbildungen und Tafeln. Nr. 54.

Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht von Dr. A. Nippoldt. Mit 7 Tafeln und 16 Figuren. Nr. 175.

Luftelektrizität von Dr. Karl Kähler. Mit 18 Abbildungen. Nr. 649.

Nautik. Kurzer Abriss des täglich an Bord von Handelsschiffen angewendeten Teils der Schiffahrtskunde. Von Dr. Franz Schulze. Mit 56 Abbildungen Nr. 84.

Luft- und Meeresströmungen von Dr. Franz Schulze. Mit 27 Abbildungen und Tafeln. Nr. 551.

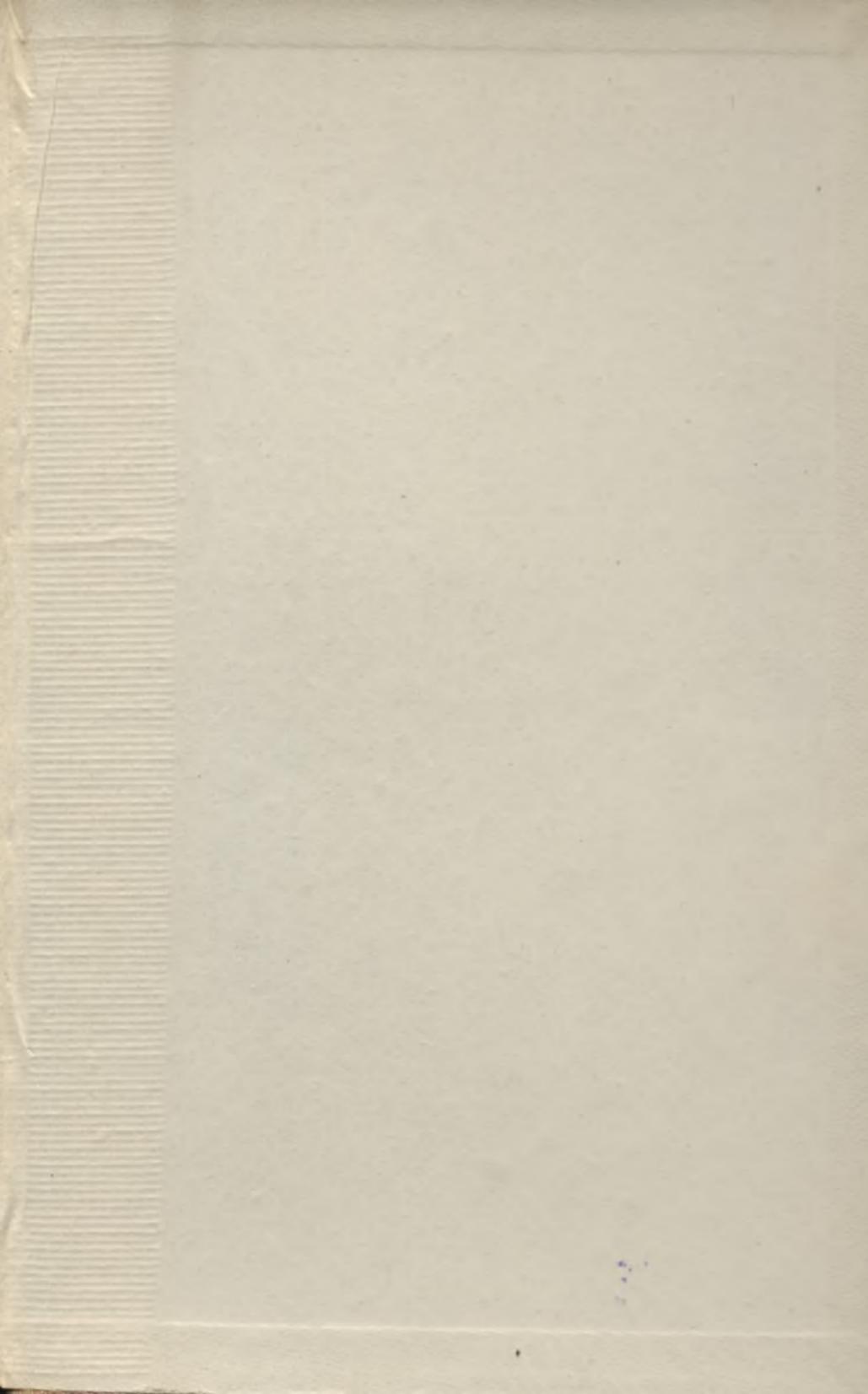
Klimakunde I: Allgemeine Klimalehre von Professor Dr. W. Köppen. Mit 7 Tafeln und 2 Figuren. Nr. 114.

Ausführliche Verzeichnisse stehen
auf Wunsch gern zur Verfügung

VEREINIGUNG WISSENSCHAFTLICHER VERLEGER
WALTER DE GRUYTER & CO., VORMALS
G. J. GÖSCHEN'SCHE VERLAGSHANDLUNG
J. GUTTENTAG, VERLAGSBUCHHANDLUNG
GEORG REIMER / KARL J. TRÖB-
NER / VEIT & COMP.
BERLIN W. 10 UND
LEIPZIG

2100

S - 96



Biblioteka Politechniki Krakowskiej



I-301395



Biblioteka Politechniki Krakowskiej



10000295813