

MALMER, IVAR

Rotorfartyget och dess fysikaliska
underlag : av Ivar Malmer

Lindblad
1925

EOD - Miljoner böcker bara en knapptryckning bort. I mer än 12 europeiska länder!



Tack för att du väljer EOD!

Europeiska bibliotek har miljontals böcker från 1400- till 1900-talet i sina samlingar. Alla dessa böcker går nu att få som e-böcker – de är bara ett musklick bort. Sök i katalogen från något av biblioteken i eBooks on Demand- nätverket (EOD) och beställ boken som e-bok – tillgängligt från hela världen, 24 timmar per dag och 7 dagar i veckan. Boken digitaliseras och blir tillgänglig för dig som e-bok.

EOD bokens fördelar!

- Få samma utseende och känsla som med originalet!
 - Använd ditt standardprogram för att läsa boken på skärmen, zooma och navigera genom boken.
 - *Sök:** Använd fulltextsökning för enskilda fraser.
 - *Klipp & klistra:** Kopiera bilder och delar av texten till andra applikationer (t.ex. ordbehandlingsprogram).
- *Ej tillgängligt i varje e-bok.

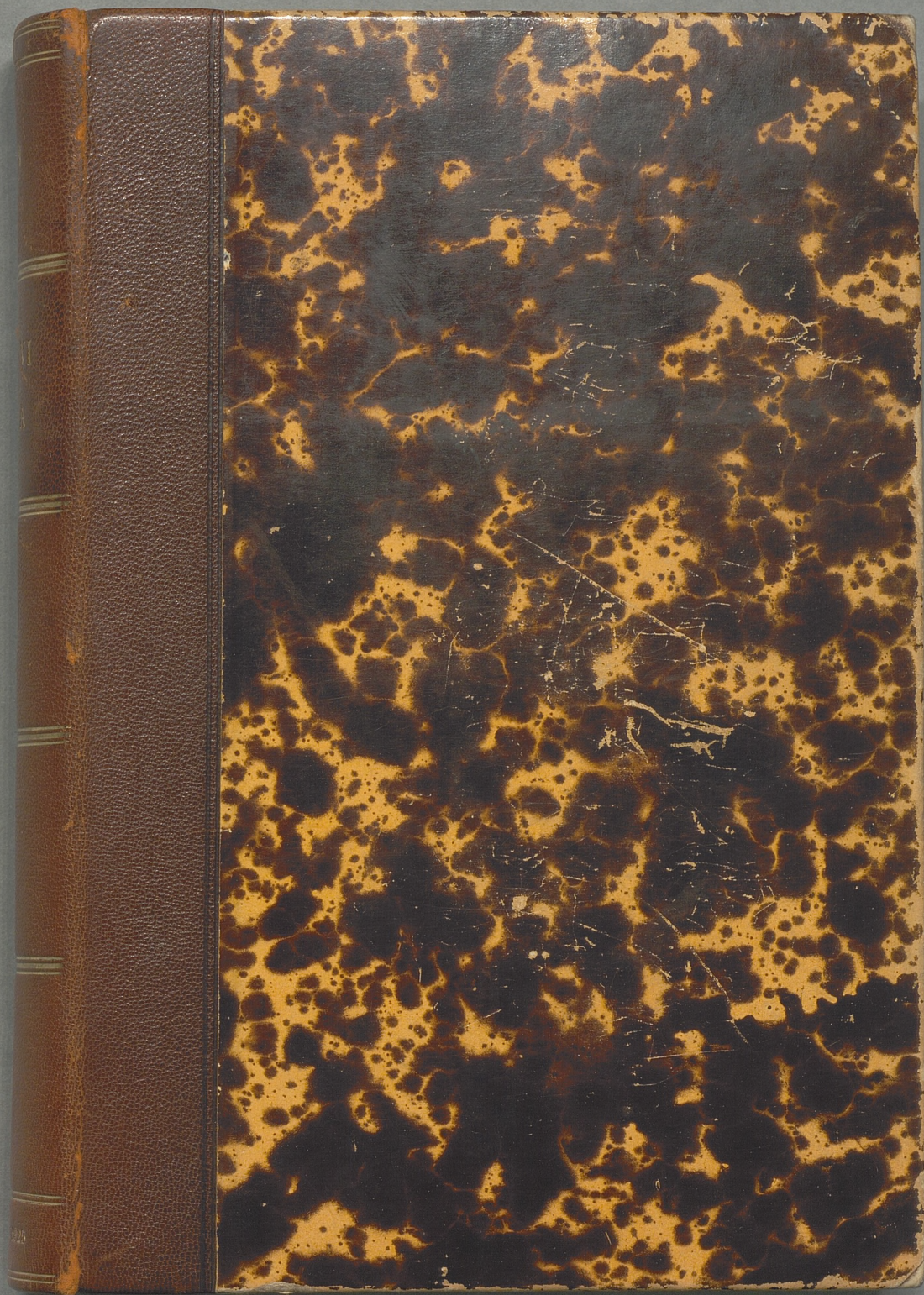
Villkor för användning

Genom att använda EOD-tjänsten accepterar du de villkor som ställs av biblioteket som äger den aktuella boken.

- Villkor för användning: <https://books2ebooks.eu/csp/sv/nls/sv/agb.html>

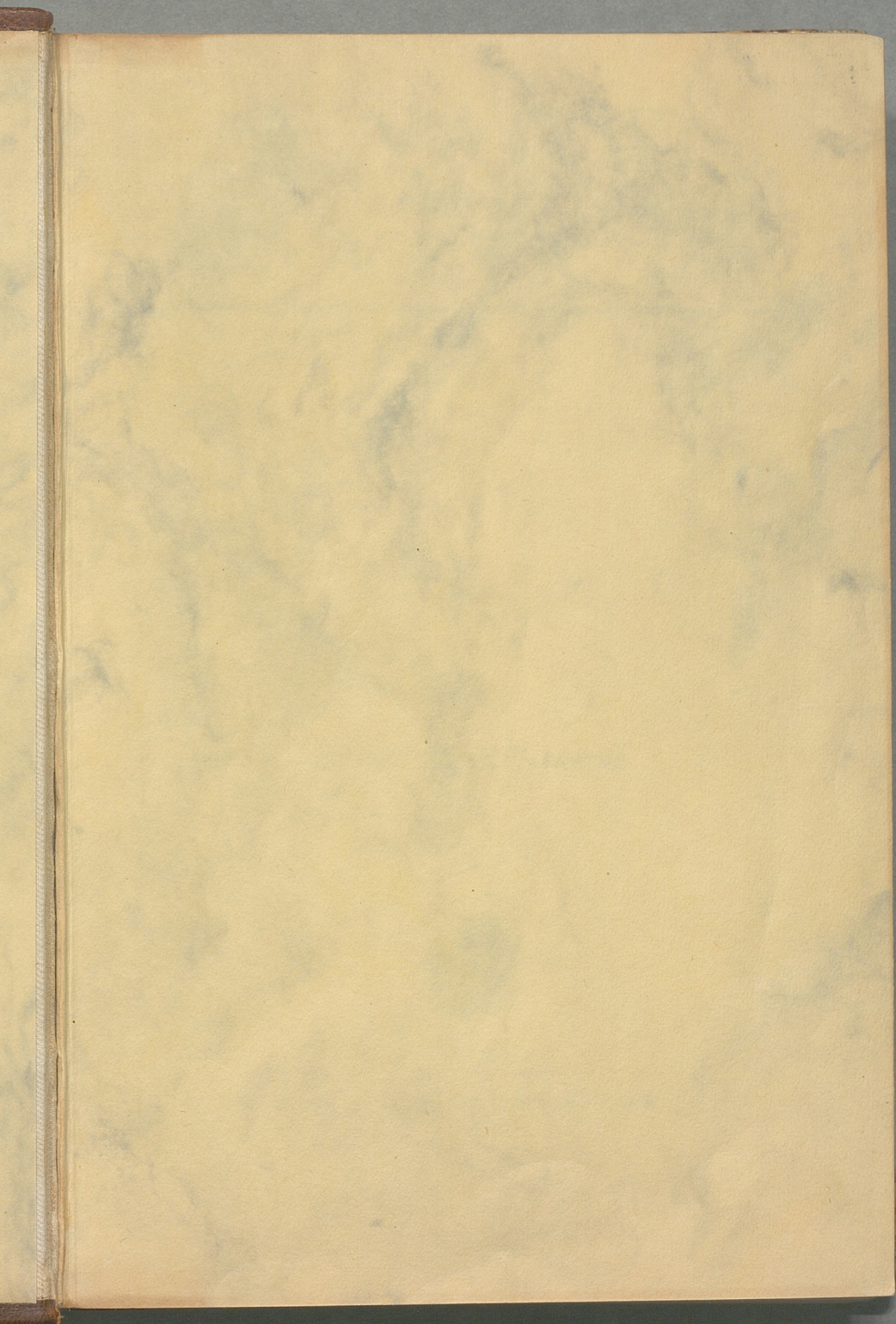
Fler e-böcker

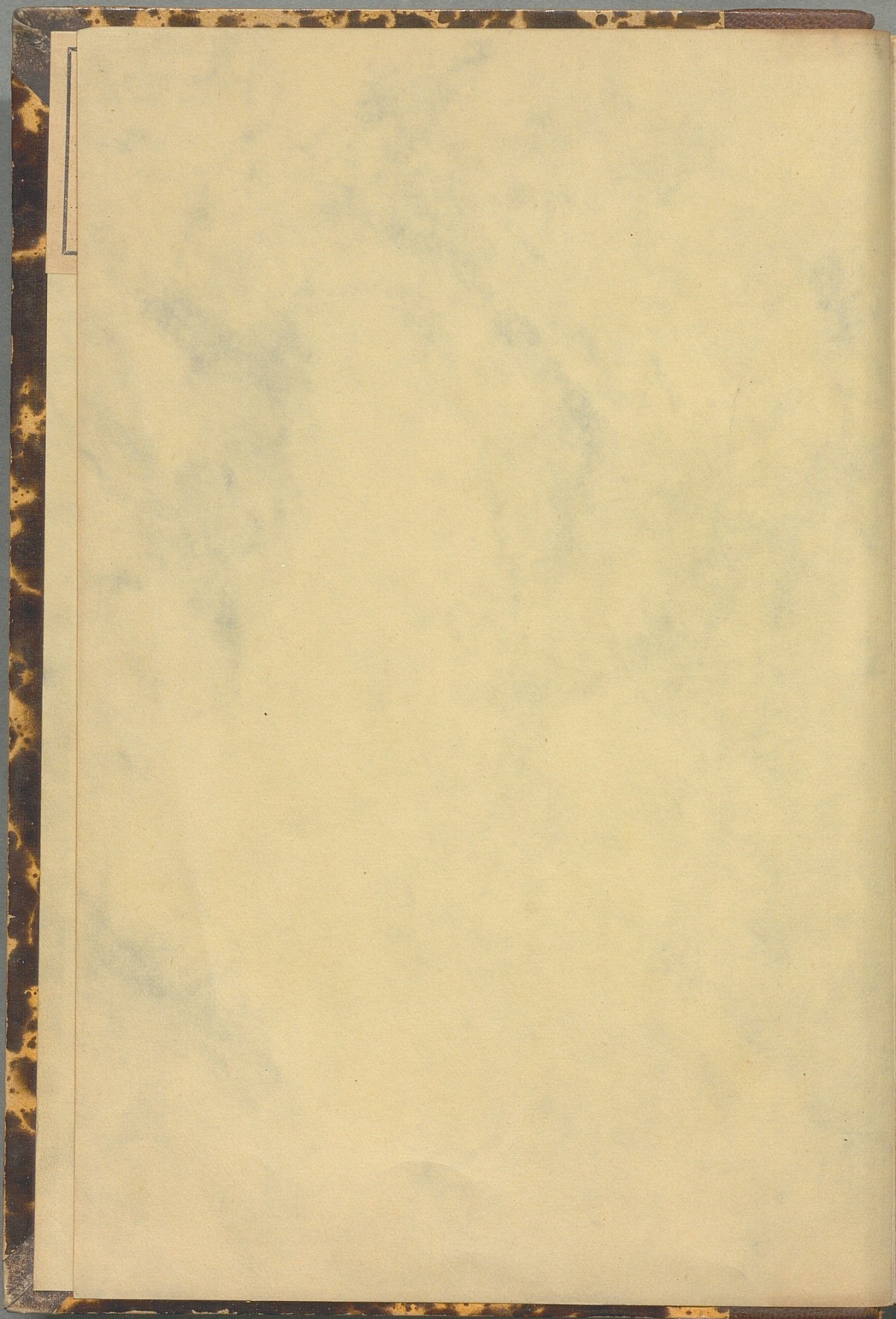
Redan nu erbjuder 40 bibliotek från 12 europeiska länder denna service. Sök böcker tillgängliga för den här tjänsten: <https://search.books2ebooks.eu>
Mer information finns tillgängliga via <https://books2ebooks.eu> boken.



Kungl. Biblioteket
STOCKHOLM

P. Olsson
Saml.





Poligge
Savel
o



VAD
VI
VETA



4.

ROTORFARTYGET

OCH

DESS FYSIKALISKA UNDERLAG

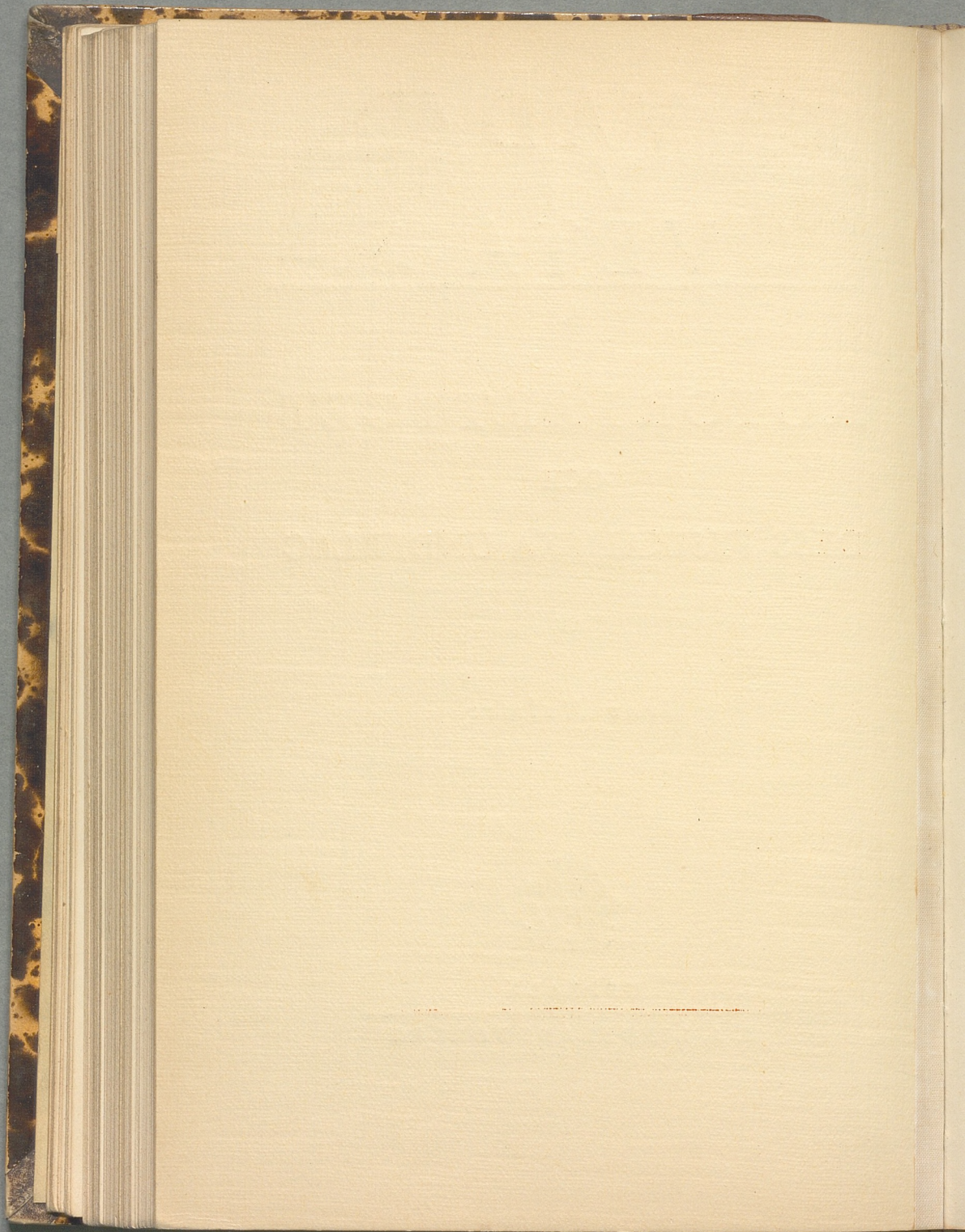
AV

Ivar Malmer



UPPSALA

J. A. LINDBLADS FÖRLAG



VAD VI VETA. 4.

ROTORFARTYGET

OCH

DESS FYSIKALISKA UNDERLAG

AV

IVAR MALMER

Fil. Dr.,

Docent vid Tekniska Högskolan



UPPSALA

J. A. LINDBLADS FÖRLAG



AND VESTA

ROTORFARTYGET

OGH

DESS FYSIKALISKA UNDERLAG

AV K. LINDBERG



Stockholm 1925.
Kurt Lindberg, Boktryckeriaktiebolag.

INNEHÅLL.

<i>Inledning</i>	5
Kap. I. <i>Ur strömningsfysiken</i>	14
1. Luftmotstånd. Newtons motståndsteori	14
2. Lufttryck och strömning	16
3. Virvelfri strömning	22
4. Strömning kring en cylinder i verklig luft	33
Kap. II. <i>Magnus-effekten, dess förklaring och storlek</i>	38
1. Prandtl's gränsskiktsteori	38
2. Magnus-effekten i gränsskiktsteoriens belysning ...	44
3. Undersökningar i Göttingens aerodynamiska för- söksanstalt över Magnus-effektens storlek	51
Kap. III. <i>Rotorfartyget</i>	63

INLEDNING.

Det torde ha varit få uppfinningar under senare tid, som så tilldragit sig allmänhetens intresse som *Flettners* rotor-segel. Ingen torde ha verkat så förbluffande och likt en blix från klar himmel, ej blott på en bredare allmänhet utan även bland teknikens män. Vi ha visserligen upplevt en serie epokgörande uppfinningar inom exempelvis elektricitetens område. Men allmänheten har vant sig vid att utvecklingen där sker fort och att nya uppfinningar höra till ordningen för dagen. Kunskapen om de elektriska företeelserna har dessutom varit tillräckligt allmän, för att smältandet av nya uppfinningar skulle förlöpa på ett naturligt sätt. Om också vissa uppfinningar på detta område för allmänheten tett sig som framsprungna i ett slag, ha de dock för ett större antal teknici en tid förut så att säga kastat sin skugga framför sig.

Seglingskonsten är däremot flera tusen år gammal och har varit sig tämligen lik under sekler. Alla människor ha ansett sig förstå seglens funktion och vant sig att betrakta seglet som en evig och oföränderlig anordning för vindkraftens utnyttjande till framdrivande av fartyg. Ett nytt sätt att utnyttja vindkraften måste därför väcka ett allmänt intresse mot bakgrunden av seklers tradition. När så det nya medlet för vindkraftens utnyttjande är något så förbluffande och sublimt enkelt som en på fartygsdäcket rest, roterande cylinder, vars förmåga att ersätta seglet synes obegriplig, är det naturligt, att upp-

finningen måste fångsla intresset med något av underverkets mystik. Att härtill det fysikaliska underlaget för uppfinningen varit okänt även för de flesta av teknikens män, har ytterligare understrukt det underbara i densamma. Man kan lätt förstå det frestande för en del kritiskt folk att rädda sig undan mystiken hos den oförmedlade nyheten genom att helt enkelt vägra tro på fenomenets existens.

För det relativt ringa antal fackmän, som under de senare åren sysslat med strömningsfysik exempelvis i samband med flygtekniska tillämpningar, framstår uppfinningen något mindre oförmedlad. Men även de flesta av dessa torde få erkänna, att Flettners rotorsegel utgör en praktisk konsekvens av den moderna strömningsläran, som icke ger sig av sig själv. Efteråt kan man finna tillämpningen enkel och självklar. Det ligger emellertid nära till hands att här påminna om Columbi ägg.

Vad som emellertid även för de flesta av dessa fackmän torde ha varit obekant, är att den kraftverkan, som gör sig gällande å Flettners rotorsegel, upptäcktes redan för över sjuttio år sedan av den tyske fysikern *Magnus*.¹) Liksom många andra upptäckter, som ej omedelbart lett till någon anmärkningsvärd tillämpning, hade Magnus' upptäckt fallit i glömska. Det är därför en rättvis gård, när Magnus' namn nu dragits fram i samband med Flettners uppfinning och kombinerats med den effekt, på vilken denna är grundad. De kraftverkningar Magnus konstaterade utgjorde säkerligen endast en liten bråkdel av dem Flettner uppnått. Men han har dock upptäckt tillvaron av denna kraftverkan, och denna bör därför rättvisligen benämnas *Magnus-effekten*.

Varuti bestod då Magnus' upptäckt?

Magnus gjorde sin upptäckt år 1852. På den tiden existerade ännu runda kanonkulor. Dessa hade en lång tid

¹ *Gustav Magnus*, professor i fysik vid Berlins universitet, den egentlige grundläggaren av den tyska experimental fysiken, död 1870.

vållat artilleristerna många bekymmer genom att göra fullständigt oberäknliga avvikelser ur den beräknade kastkurvan. Så småningom hittade man på att någorlunda behärska avvikningen genom att ladda kanonen på ett bestämt sätt. Kulorna tillverkades så, att tyngdpunkten kom att ligga något på sidan om kulans centrum. När kulan placerades i loppet så, att tyngdpunkten låg *under* centrum, blev skottvidden *kortare* än den beräknade. När tyngdpunkten låg *ovanför* centrum, blev skottvidden *längre* än den beräknade. »Vänstertunga» kulor avveko åt vänster och »högertunga» åt höger. Skjutförsök med genomskjutning av en serie skärmar visade, att den sålunda erhållna avvikningen ej berodde på en riktningsändring genom stöt i det ögonblick kulan lämnade loppet. Hålets lägen visade, att den avböjande kraften fortsatte att verka under hela kulbanan. Det låg då nära till hands att misstänka, att det var luften, som vållade avvikningen.

Magnus antog, att denna luftens verkan berodde på att kulan på grund av sidoförläggningen av tyngdpunkten försattes i rotation under inverkan av explosionstrycket. För att avgöra frågan utförde han försök med en anordning, som visas i fig. 1. I ena änden på en balans, som var rörlig kring en lodrät axel, placerades på en vertikal stång en snurra, bestående av en i en ring lagrad roterbar cylinder. Cylinders axel var lodrät. Medelst ett snöre försattes cylindern i rotation på samma sätt som en vanlig leksakssnurra. Med en fläkt (F) blåstes en luftström mot cylindern. Det visade sig då, att balansen svängde ut åt den sida, där luftströmmen och cylinders yta rörde sig åt samma håll. Utom det vanliga luftmotståndet i vindriktningen mot cylindern uppträdde alltså en kraft, vinkelrätt mot luftströmmen (fig. 2). Det är denna kraft, som fått namnet Magnus-effekten. Riktningen av cylinders förflyttning visade sig överensstämma med kanonkulans avvikning. En vänstertung kula exempelvis måste

naturligtvis under explosionstryckets inverkan försättas i rotation motsols, uppifrån sett. Under inverkan av det mötande luftdraget måste den då, i enlighet med Magnus' försöksresultat, avvika åt vänster från kanonen sett. Detta var ju också, vad den gjorde.

Genom ett annat försök konstaterade Magnus, att lufttrycket minskades (d. v. s. luften förtunnades) på den sida om cylindern, där dennas yta och vinden gingo åt

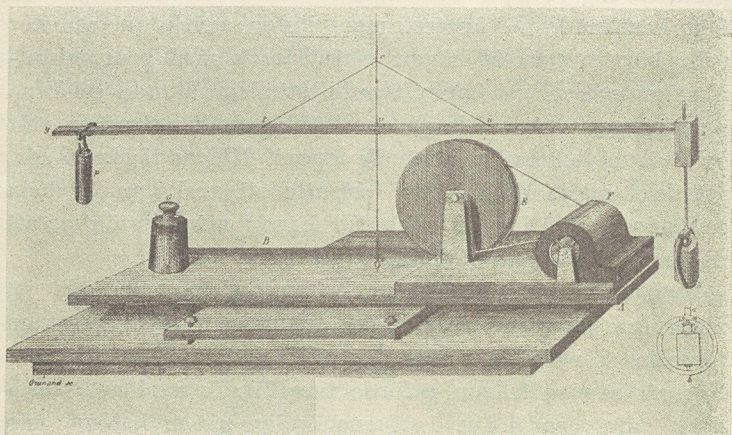


Fig. 1. Magnus' försöksanordning.

samma håll, samt ökades på den motsatta sidan. Den kraft, som förde cylindern åt ena sidan, utgjordes alltså av skillnaden i lufttrycken å de båda sidorna.

Magnus hade sålunda med sina försök utrett frågan om de runda kanonkulornas snedsprång. Intresset synes ha blivit så pass ensidigt sammankopplat med dessa, att försöken så småningom föllo i tämligen allmän glömska, sedan de runda kulorna försvunnit. De levde emellertid upp ett slag år 1877 i en skrift av den engelske fysikern *Lord Rayleigh*, i vilken denne med deras tillhjälp förklarar de egendomliga kastbanorna av snurrande tennisbollar. Men

ej heller denna nya förankring synes ha förmått hålla Magnus-effekten uppe i fysikernas allmänna medvetande. Detta är rätt förklarligt. Någon praktisk tillämpning av de på den tiden erhållna svaga kraftverkningarna kunde man ej skönja. Och strömningsläran var ännu ej mogen att inränga dem bland de förklarade fenomenen.

Att förklara fenomen innebär ju emellertid ofta att påvisa deras med andra kända fenomen likartade karaktär. Ur den synpunkten företogs vid tiden omkring 1880 en serie förklarande försök med i en vätska eller i luft

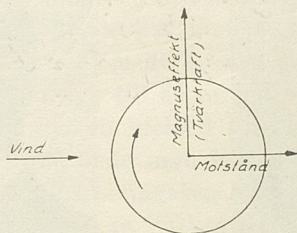


Fig. 2. Riktning av Magnus-effekt eller tvärkraft samt motstånd.

roterande cylindrar av den norske fysikern *C. A. Bjerknes*. De fenomen, som det för honom gällde att jämföra med kraftverkningarna å roterande cylindrar, voro kraftverkningarna å en elektrisk ström i närheten av en magnet eller mellan två elektriska strömmar inbördes. Och vad han ville förklara, var de senare kraftverkningarna, vilka ju verka på avstånd utan synbar förmedling av något materiellt underlag. Kunde han påvisa, att de lagar, som gällde för de elektromagnetiska krafternas storlek, »gingo igen» i krafterna, som påverkade en roterande cylinder i en strömmande vätska eller luft eller som verkade mellan två i en vätska eller luft roterande cylindrar, så skulle man i strömningarna kring cylindrarna erhålla en åskådlig analogi för förklaring av de elektromagnetiska av-

ståndsverkningarna. Utan att fördjupa oss i en diskussion om räckvidden av Bjerknæs' försöksresultat, kunna vi konstatera, att han ånyo påvisade Magnus-effekten. Han påvisade dessutom, att tvenne i en vätska roterande cylindrar draga varandra till sig eller stöta bort varandra alltefter deras inbördes rotationsriktning. De draga varandra till sig, om de rotera åt motsatta håll, och stöta bort varandra, om de rotera åt samma håll. Hur analogien med

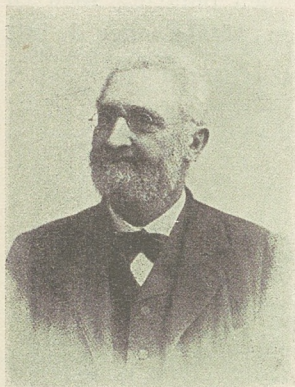


Fig. 3. C. A. Bjerknæs.
(1825—1903.)



Fig. 4. L. Prandtl.
(f. 1875.)

de elektromagnetiska kraftverkningarna genomföres, kunna vi här lämna åsido.

Bjerknæs' intressanta försök och teorier synas ha blivit obeaktade av samtida fysici. Härtill torde ha bidragit, att han endast publicerat dem i form av ett par föredrag.

Någon egentlig förklaring av Magnus-effektens uppkomst kunna de ej heller sägas ha givit.

I samband med det intensiva arbetet på flygteknikens utveckling har emellertid strömningsläran gjort enorma framsteg. Vissa under de senare åren uppställda teorier ha visat sig på ett mycket framgångsrikt sätt kunna för-

klara och medföra möjlighet till beräkning av luftkrafternas storlek på ett flygplans vingar. Dessa teorier återigen äro av en sådan form, att de så att säga locka till att bli prövade på en i en luftström roterande cylinder. Den, som nedlagt största förtjänsten om dessa teoriers utarbetning, är professorn vid Göttingens universitet *L. Prandtl*, tillika chef för den aerodynamiska försöksanstalten i Göttingen.

Så snart kriget tog slut och en lättnad i försöksanstaltens flygtekniska undersökningar uppstod, beslöt man sig där för att upprepa Magnus' försök med modernare hjälpmedel. Till sitt förfogande har man i försöksanstalten en vindkanal, där en luftström av 4 kvm genomskärning och en hastighet av ända upp till 50 m/sek. kan åstadkommas. Av vissa skäl blev det en lucka i försökens förlopp, men vid mitten av år 1923 hade man konstaterat, att Magnus-effekten under lämpliga betingelser kan uppnå värden, som äro många gånger större än lyftkraften å en flygplanvinge.

Vid denna tidpunkt fick direktör *Anton Flettner* höra talas om de märkliga försöksresultaten. Flettner hade under kriget tjänstgjort som flygtekniker vid flygtrupperinspektionen och därunder gjort sig bekant bl. a. genom den lyckade uppfinningen av det s. k. Flettnerrodret, som sedermera funnit tillämpning även på fartyg. Efter kriget hade han särskilt intresserat sig för förbättring av seglingens teknik. Utgående från att seglet relativt ofullkomligt utnyttjar vindkraften, hade han utfört omfattande försök med att ersätta seglet med kroppar av flygplanvingens mera effektiva form. Av praktiska skäl utförde han dessa segelplan av plåt. Det visade sig emellertid, att enorma svårigheter uppstodo att klara dessa segel i storm. Hans segeltekniska försök hade sålunda kommit på en död punkt. Själv hade han redan tidigare börjat spekulera över möjligheten att använda *roterande cylindrar* som segel, då nu meddelandet från Göttingen kom

och mognade hans beslut. Sedan han först sökt patent på sin idé, trädde han i förbindelse med vederbörande i Göttingen, och det överenskomms, att försöken där skulle fortsättas för hans räkning. Efter något över ett års

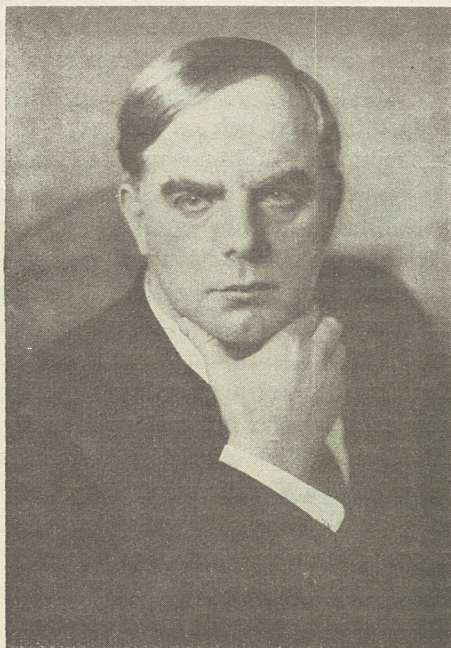


Fig. 5. Anton Flettner.

samarbete hade han sin idé omsatt i praktiken på den gamla motorseglaren *Buckau*. Och på denna genomgår den nu de praktiska provens skärseld. Endast genom en tids sådana kan det utrönas, om idén tekniskt och kommersiellt motsvarar de förväntningar man på grundval av de grundläggande vetenskapliga försöken, är berättigad ställa på densamma.

Detta är i korta drag historien om rotorseglets tillkomst.

Det är svårt att rättvist fördela äran mellan vetenskapsmännen och uppfinnaren. Utan de förras grundläggande arbete hade rotorseglet säkerligen ej sett dagen, men utan Flettners praktiskt inriktade, kombinerande fantasi hade denna praktiska tillämpning av vetenskapsmännens resultat måhända låtit vänta på sig.

Vi skola i det följande närmast söka utreda, hur Magnus-effekten förklaras, samt ge en framställning av rotorförstörens resultat. Härefter skall lämnas en beskrivning av Magnus-effektens eller rotoreffektens tillämpning i rotorseglet. Vi skola även, i den mån det i denna populära framställning är möjligt, diskutera möjligheterna för rotoreffektens tillämpning på andra tekniska områden.

Förklaringen av Magnus-effektens uppkomst synes för närvarande möjlig att åvägabringa endast genom anlitande av den av professor *Prandtl* uppställda s. k. gränsskikt-teorien. Innan vi kunna ge oss in på denna förklaring, måste vi emellertid sätta oss in i en del andra av strömningsfysikens läror.

K A P. I.

UR STRÖMNINGSFYSIKEN.

1. *Luftmotstånd. Newtons motståndsteori.*

Erfarenheten lär oss, att en kropp, som befinner sig i en ström av en vätska eller en gas, påverkas av en kraft i strömningsriktningen. Oss intresserar i detta sammanhang närmast kraftverkningarna i strömmande luft. Någon grundväsentlig skillnad mellan förhållandena vid en luftström eller exempelvis en vattenström existerar emellertid ej. Man kan i förväg misstänka, att det ej bör bli någon skillnad i kraftens storlek, om luften blåser mot kroppen med en viss hastighet, eller om kroppen rör sig framåt i stillastående luft med samma hastighet. Denna misstanke bekräftas också av erfarenheten. Det som bestämmer kraftens eller luftmotståndets storlek, är således endast den hastighet, med vilken luften och kroppen röra sig *i förhållande till varandra* eller den s. k. *relativa hastigheten*. Erfarenheten lär oss vidare, att luftmotståndet ökas, när hastigheten ökas. Mätningar visa, att motståndet i regel ökas i betydligt raskare tempo än vindhastigheten. Om vindhastigheten fördubblas, blir motståndet mot en kropp fyrdubblat, om den tredubblas blir motståndet niodubblat o. s. v. Allmänt uttryckt gäller alltså, att luftmotståndet ökas i samma grad som kvadraten på vindhastigheten. Från denna lag uppträda ibland, som vi senare skola finna, anmärkningsvärda undantag.

Den vetenskap, som sysslar med kraftverkningarna i strömmande luft, aerodynamiken, har bl. a. gjort till sin uppgift att söka förklara och om möjligt beräkna luftmotståndet. Redan *Newton* sysslade med detta problem. *Newton* föreställde sig luften som en samling små partiklar. När en kropp utsättes för en luftström, bombarderas den på framsidan av dessa partiklar liksom en biljardvall av en samling biljardbollar, och luftmotståndet utgöres av den sammanlagda stötverkan av alla partiklar, som träffa kroppens framsida. Med denna metod kommer man visserligen till det resultatet, att luftmotståndet ökas i samma grad som kvadraten på vindhastigheten, men den beräknade stötkraften blir betydligt större än det verkliga motstånd erfarenheten visar uppkomma. Det är dessutom enligt *Newtons* teori tydligen utan betydelse för motståndets storlek, hur kroppens baksida ser ut. Motståndet skulle bli lika stort exempelvis mot en tunn, rund platta och en kon med plattan som basyta, vänd mot vinden. Erfarenheten visar, att konen har betydligt mindre motstånd än plattan. Och ännu mindre kan motståndet bli med en annan, lämpligare form på kroppens bakända. Överhuvudtaget visar erfarenheten, att formen av en kropps från vinden vända del har betydligt större inflytande på motståndets storlek än dess frontändas form. *Newtons* teori är därför sedan länge övergiven av vetenskapen. Märkligt nog visar den sig likväl ännu ofta gå igen i allmänna föreställningssätt. Man kan exempelvis i byggnadsbestämmelser för husbygge få se, att hustak skola beräknas för ett visst vindtryck *inåt* i samklang med *Newtonska* teoriens konsekvenser. I verkligheten äro större delen av den mot vinden vända takslutningen samt hela baksidan utsatta för en sugning utåt. Erfarenheten visar ju också, att hustak kunna lyftas av vid stormar, men ej att de pressas in.

Felet med *Newtons* teori är, att den ej tar hänsyn till

att luftens partiklar ömsesidigt påverka varandra. En del av den strömmande luften kan ej ändra sitt rörelse-tillstånd, utan att omgivningen tar intryck därav. Man kan lätt visa, att en kropp påverkar strömningens utseende långt ifrån kroppens gränser. Det är under sådana förhållanden tydligt, att man ej kan vinna någon riktig uppfattning om luftmotståndets natur och storlek genom att endast skärskåda en luftpelare framför kroppens frontyta. Man måste söka följa luftströmningens öden runt om kroppen.

2. Luftryck och strömning.

Den makt, som bestämmer det ömsesidiga beroendet av luftströmningen på olika ställen, är *luftens tryck*. Alla veta, hur luftrycket mätes med en barometer, och att det är det över oss liggande lufthavets tyngd, som ger sig tillkänna i detta luftryck. På en kropp vid havsytan är detta tryck i runt tal lika med 1 kg per kvadratcentimeter eller 10,000 kg per kvadratmeter. Trycket uttryckes som bekant ofta i mm kvicksilver och utgör vid jordytan i genomsnitt 760 mm kvicksilver. Detta betyder då, att lufthavet pressar nedåt med samma tyngd som ett 760 mm tjockt kvicksilverlager. I aerodynamiska undersökningar anger man ofta trycket i mm vatten. Siffran, som anger trycket i mm vatten, ger direkt trycket i kg per kvadratmeter.

Tänker man sig en luftvolym vid marken omgivas av exempelvis en tunn hinna, pressas alltså denna hinna inåt av ett tryck av ett kg per kvadratcentimeter. Eftersom den inestängda luften ej pressas ihop, trycker den tydligen utåt på hinnan med lika stort tryck. Trycket är med andra ord en egenskap, som är inneboende hos luften.

I stillastående luft är trycket hos luften överallt det samma på en och samma höjd. I strömmande luft kan

däremot trycket växla från punkt till punkt. Då det ej kan vara någon skillnad emellan de två fallen, att luften strömmar förbi en stillastående kropp, eller att kroppen rör sig framåt i stillastående luft, måste även i senare fallet trycket kunna få olika värden på olika ställen.

Det föreställningssätt, som avlöst det Newtonska, betraktar luftströmningen som skeende genom ett system av intill varandra lagda rör, s. k. strömrör. De tänkta skiljeväg-

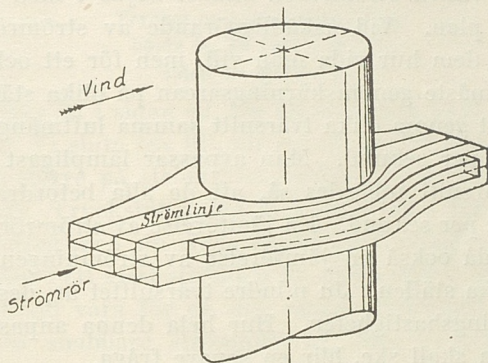


Fig. 6. Exempel på strömrör och strömlinjer.

garna mellan strömrören kunna givetvis tänkas lagda mer eller mindre tätt. Det kännetecknande för ett strömrör är, att varje luft- eller vätskepartikel, som en gång kommit in i ett sådant, aldrig lämnar det utan ständigt flyter fram inom dess tänkta väggar. Genom att göra en del av en luftström synlig med rök kan man få en åskådlig uppfattning om förekomsten av dylika strömrör. Strömrören kunna böja sig och ändra genomskärningsarea, men ändringar på ett ställe återverka givetvis på hela rörnätets utseende, eftersom det är otänkbart med tomrum mellan strömrören.

Vi gå utredningen något i förväg för att få ett konkret exempel. I fig. 6 åskådliggöres, hur man under vissa förut-

sättningar kan tänka sig strömrörens utseende, då en luftström passerar förbi en cylinder, vinkelrätt mot cylinderns axel. Om cylindern är mycket lång, kan man på ett tillräckligt avstånd från ändarna återge strömningen genom identiskt lika, plana strömrörsskikt ovanpå varandra. Någon avböjning av strömrören åt ena eller andra cylinderändan behöver ej förekomma i detta fall. Man har här att göra med s. k. *plan* eller *tvådimensionell* strömning, vid vilken strömrören endast böjas i med varandra parallella plan. Vid åskådliggörande av strömrören kan man göra dem hur vida man vill, men för ett och samma strömrör måste genomskärningsarean på olika ställen vara så stor, att genom olika tvärsnitt samma luftmängd strömmar fram per sekund. Man avpassar lämpligast de olika rören tvärsnitt inbördes så, att de alla befördra samma luftmängd per sekund. En jämförelse av strömrörens tvärsnitt ger då också en jämförelse av strömningens hastighet på olika ställen. Ju mindre tvärsnittet är, desto större är strömningshastigheten. Hur hela denna anpassning av strömrören skall ske, blir en senare fråga.

Betraktar man ett strömrörsskikt från cylinderns ände, te sig skiljeväggarna mellan strömrören såsom linjer. Dessa benämnas strömlinjer. De kunna tydligen lika bra som strömrören användas för att karaktärisera den plana strömningen. Avstånden mellan linjerna på olika ställen ge tydligen lika väl som strömrörens tvärsnitt ett mått för strömningens hastighet.

Vi skola nu se, vad luftens tryck har med strömningen att göra.

Fig. 7 återger en bit av ett strömlinjefält, där strömlinjerna undergått en höjning åt sidan. Vi skärskåda luftmängden $abcd$. Om en stund har den förflyttat sig och intagit läget $a'b'c'd'$. Hade den fått följa tröghetens lag, hade den fortsatt i den riktning den hade i första läget, d. v. s. i pilens riktning. För att tvinga in den i kurvrö-

relsen har tydligen behövts en kraft, riktad mot kurvans insida. Det behövs endast, att lufttrycket i sidan ab är

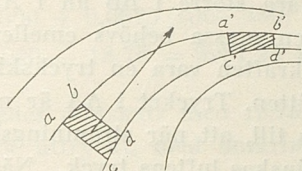


Fig. 7. Böjning av strömrör.
Trycket är större på den utåtböjda än på den inåtböjda sidan av strömröret.

något större än i sidan cd , för att en sådan kraft skall vara tillstädes. Vi sluta oss till, att vid ett höjt strömrör trycket är något större på strömrörets utåtböjda än på dess inåtböjda sida. Tryckskillnaden behöver endast vara minimal, för att luften med sin ringa massa skall reagera. Ju större hastigheten i ett visst strömrör är, desto större måste denna tryckskillnad vara för en och samma krökning på strömröret. Ju snabbare strömmen är, dess »styvare» måste den verka, d. v. s. desto större kraft fordras för dess avböjning åt sidan. Naturligtvis sker inga språng i tryckets storlek, utan trycket minskas gradvis från den utåtböjda till den inåtböjda sidan av strömröret.

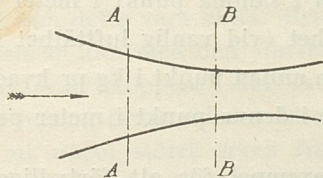


Fig. 8. Del av strömrör, som först tränges ihop, sedan vidgas. Luftens hastighet i snittet B-B större än i A-A.

Fig. 8 visar en bit av ett enstaka strömrör, vars genomskärningsyta växlar. Genom ett par snitt AA och BB måste

precis samma luftmängd strömma fram per sekund. Eftersom tvärsnittet BB är mindre än AA, måste då luftströmmens hastighet vara större i BB än i AA. För att öka hastigheten hos en massa behövs emellertid en kraft. I detta fall måste kraften vara en tryckskillnad hos luften i de båda tvärsnitten. Trycket i AA är något större än i BB. Vi sluta oss till, att när strömningshastigheten i ett strömrör ökas, minskas luftens tryck. När luften passerat trängsta delen av strömröret i fig. 8, börjar åter dess hastighet minskas. Samtidigt ökas dess tryck. Man anar, att det bör finnas något bestämt kvantitativt samband mellan trycket och hastigheten i ett strömrör. Lagen för detta samband är funnen redan i mitten av 1700-talet av den schweiziske matematikern *Bernoulli*. Bernoullis lag är av en sådan betydelse för förståelsen av det följande, att vi måste litet mera ingående ägna vår uppmärksamhet åt densamma. Den lyder:

$$p + \frac{\rho \cdot v^2}{2} = p_0 + \frac{\rho \cdot v_0^2}{2}.$$

I denna ekvation betyder:

- p = trycket i en punkt av strömröret i kg pr kvadratmeter,
 v = hastigheten i samma punkt i meter per sekund,
 ρ = luftens täthet (vid vanlig lufttäthet lika med 0,125),
 p_0 = trycket i en annan punkt i kg pr kvadratmeter,
 v_0 = hastigheten i denna punkt i meter per sekund.

Vi välja ett exempel för att förtydliga lagen:

Om hastigheten på ett ställe är 10 m/sekund och trycket där 10,000 kg/kvadratmeter (= 10,000 mm vatten) samt hastigheten på ett annat ställe 20 m/sekund, så frågas: Hur stort är trycket på det senare stället. Vi kalla trycket p och få

$$\begin{aligned}
 p &= p_0 + \frac{\rho}{2}(v_0^2 - v^2) \\
 &= 10\,000 + 0,0625(100 - 400) \\
 &= 10\,000 - 18,75 = 9981,25 \text{ kg/kvm}
 \end{aligned}$$

Trycket har således minskats med 18,75 mm vatten eller, i kvicksilvertryck uttryckt, med omkring 1,4 mm kvicksilver.

Bernoullis lag gäller ej endast för ett och samma ström rör utan, under förutsättning att strömningen ej störes av några virvlar, för samtliga punkter i en strömning. För varje punkt i strömningen har således under den nämnda förutsättningen summan

$$p + \frac{\rho \cdot v^2}{2}$$

samma värde.

Vi förstå av det föregående, att ett intimt samband råder mellan trycket i olika punkter och utseendet av strömlinje fältet. Vi förstå även, att det angivna betraktelsesättet ger en helt annan möjlighet till förklaring av »luftkrafterna» å en av luften kringströmmad kropp än den Newtonska teorien. I varje punkt av kroppens yta verkar, vinkelrätt mot ytan, den förbipasserande luftens tryck. I olika punkter av ytan kan detta vara olika. Resultanten av trycken runt kroppen är lika med den »luftkraft», med vilken strömningen påverkar kroppen. När exempelvis en kula rör sig framåt i luften, beror således dess luftmotstånd på att luften har ett något större tryck framom än bakom kulan. Denna tryckskillnad behöver endast utgöra en liten bråkdel av barometertrycket, för att motståndet skall uppnå respektingivande värden. För en genomsnittlig tryckskillnad om 1 mm kvicksilver är motståndet redan 13,6 kg per kvadratmeter o. s. v. I verkligheten rör det sig alltid, även vid de starkaste stormar, om tryckskillna-

der mellan olika ställen på en kringströmmad kropps yta av ett mycket litet antal mm kvicksilver. Att tala om vacuumbildning vid vissa ställen av kroppen, såsom stundom sker, är alltså oerhört missvisande.

3. *Virvelfri strömning.*

Om man kunde konstruera strömlinjefältet runt den kringströmmade kroppen, skulle man tydligen ha möjlighet att ur dess utseende räkna sig till storleken av den på kroppen utövade luftkraften. Ur strömlinjernas inbördes avstånd skulle man få jämförelsevärden för strömningshastigheten i olika punkter, och med dessa skulle man med Bernoullis lag kunna jämföra trycket i dessa punkter. Detta är ett matematiskt problem av alltför svår natur för att lösningsmetoden ens skall kunna antydast här. Problemet ställer i sin allmänna form t. o. m. matematikerna inför en tills vidare alltför svårarbetvingslig uppgift. Det blir emellertid för dessa relativt enkelt att lösa, om de göra vissa förenklande antaganden om den strömmande luften. Dessa äro:

1. Luften är *osammantryckbar* (inkompressibel).
2. Luften saknar *friktion*.
3. Det strömmande ämnets minsta delar få icke *vrida* sig.

Luften är, som vi alla veta, allt annat än osammantryckbar. Såsom redan framhållits, ändras emellertid trycket vid kringströmning av en kropp, så länge det rör sig om sådana hastigheter, som förekomma i vanlig vind, med mycket små belopp. Luftens täthet ändrar sig sålunda i dessa fall ävenledes mycket litet. Praktiskt sett kan luften i dessa fall betraktas som osammantryckbar. När det rör sig om stora hastigheter, exempelvis en gevärskulas, är antagandet ej längre tillåtligt.

När en fast kropp drages fram över en annan fast kropp,

uppträder som bekant alltid emellan gränsytorna en större eller mindre friktion alltefter ytornas beskaffenhet, vilken gör motstånd mot rörelsen. Om friktion förekommer i luft, skulle den göra sig gällande mellan tvenne luftskikt, som röra sig parallellt med varandra med olika hastighet. Friktionen vill tydligen påskynda den långsammare luften och fördröja den hastigare. Att friktion uppträder inom luften kan visas på flera sätt. Den är emellertid i fria luften oerhörd liten. Det kan därför synas utan risk att betrakta den som obefintlig. Små stenar välta emellertid ofta stora lass. En viss försiktighet vid bedömandet av konsekvenserna av antagandet om friktionsfrihet torde vara påkallad. I enkelhetens intresse må det dock tillsvidare gälla som riktigt.

Det tredje antagandet, att luftens minsta delar äro fria från vridning, sammanhänger direkt med det föregående. Vridning är detsamma som virvlar. Det kan visas, att virvlar ej kunna uppkomma utan friktionskrafter.

De sista antagandena om friktions- och virvelfrihet äro en förutsättning för att Bernoullis lag skall gälla. När det i början av denna paragraf förespeglades, att Bernoullis lag skulle kunna användas för jämförelse av trycken runt den kringströmmade kroppen, hade vi således i själva verket redan bundit oss för de förenklande antagandena.

Vi ha för övrigt redan i det föregående även gjort bruk av antagandet om luftens osammantryckbarhet. Vid diskussionen av strömrörs- och strömlinjebegreppen framhölls, att strömlinjernas täthet ge ett mått för strömningshastigheten, så att denna ökas i samma grad som strömlinjerna trängas ihop. Detta förutsätter tydligen, att luften ej sammantryckes.

Med dessa tre förenklingar blir det möjligt att konstruera strömlinjefältet vid plan strömning förbi en kropp. Vi tänka oss, att i fig. 9 ett försök är gjort att teckna strömlinjerna vid strömning förbi en lång cylinder. Strömlin-

jernas täthet skall alltså överallt ange strömningens hastighet. Som kriterium på huruvida försöket lyckats använda vi villkoret, att luftens minsta delar ej få vrída sig. Tänka vi oss en zeppelinare i miniatyr driva på tvären med vinden längs en strömlinje, måste sålunda dess axel överallt peka åt samma vädersträck. Rör sig ena änden för fort, så att zeppelinaren vrider sig, är lufthastigheten på denna sida om strömlinjen för stor. Strömlinjernas täthet måste tydligen korrigeras. Vi förstå, att en fullt bestämd strömlinjebild måste bli resultatet av våra anta-

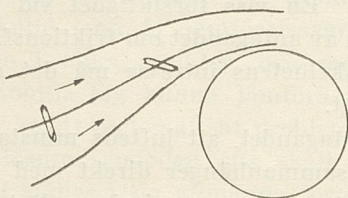


Fig. 9. Försök att teckna strömlinjerna vid strömning förbi en cylinder.

ganden. Men vi förstå också, att det skulle vara ett hopplost arbete att på detta sätt »för hand» söka leta sig fram till den riktiga strömlinjebilden.

Med den högre matematikens hjälp blir problemet emellertid för en matematiker relativt enkelt att lösa. Då det här ej kan komma i fråga att ens söka antyda de matematiska metoderna, måste vi nöja oss med att skärskåda en bild av resultatet. Vi intressera oss endast för en cylinder. I fig. 10 visas det beräknade strömlinjefältet runt en sådan, om den placeras i en eljest rätlinig ström. En strömlinje löper rakt mot cylindern, som den träffar i punkten A. Här bringas luften ett ögonblick att stanna för att i nästa ge sig iväg åt ömse sidor utefter cylinderns kontur. Strömlinjen delar sig i två, längs konturen. I den diametralt motsatta punkten C flyta dessa samman.

Hastigheten blir även här ett ögonblick noll, varpå luften skjuter fart i pilens riktning. Övriga strömlinjer trängas ihop vid passerandet av »ekvatorn» BB' för att bakom cylindern åter glesna. Strömlinjernas täthet visar, att hastigheten inom varje strömrör är störst vid passerandet av snittet BB' , och allra störst är här hastigheten i den omedelbara närheten av cylinderytan. I två punkter på cylinderns kontur, som ligga lika långt från A eller C, är hastigheten lika stor. Detsamma gäller om punkter, som

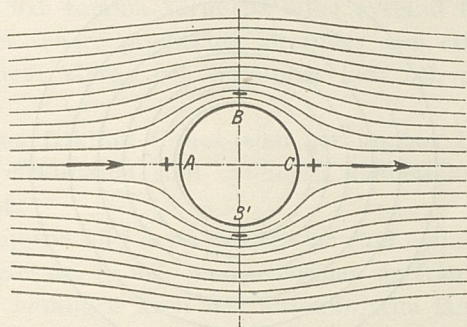


Fig. 10.

Symmetrisk strömning förbi en cylinder.

ligga lika långt från B eller B' . Strömningen är med andra ord *symmetrisk*.

Tillämpas Bernoullis lag, inses, att luftens tryck å cylindern minskas successivt från A till B för att sedan ökas i samma tempo från B till C. På cylinderns motsatta sida ändras trycket på precis samma sätt. I punkterna A och C äro trycken störst och lika stora. I punkterna B och B' äro de minst och även lika stora. Om cylindern vore ihålig och fylld med luft av samma tryck som i punkterna A och C, skulle väggen pressas utåt av ett övertryck inuti eller, vilket är detsamma, sugas utåt av ett undertryck utanför, överallt utom i punkterna A och C. På grund av symmetrien inses, att sugningen i en punkt över-

allt uppväges av en lika stor sugning åt motsatt håll i den diametralt motsatta punkten. Resultanten av luftkrafterna runt om cylindern blir således noll, och något luftmotstånd mot cylindern uppträder ej. Om cylindern vore ihålig och väggen ej tillräckligt styv, skulle enda resultatet bli, att cylindern plattades till mer eller mindre.

Det märkliga, emot erfarenheten stridande resultatet, att luftmotståndet blir noll, kan inge betänkligheter, men

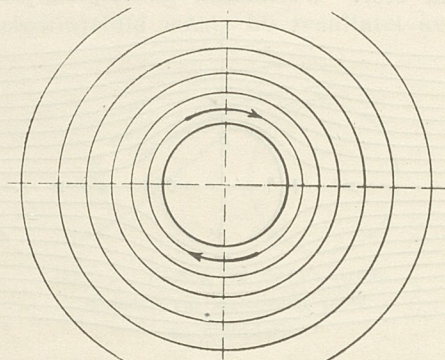


Fig. 11. Cirkulation kring en cylinder.

må ej avskräcka oss att tillsvidare fortsätta på den inslagna vägen.

Vi tillägga, att beräkningen ger, att hastigheten vid punkterna B och B' är *dubbelt så stor* som vindhastigheten så långt framom cylindern, att denna ännu ej börjat verka störande.

En strömning, som liksom denna är fri från virvelbildning, kallas en *potentialströmning*. Namnet beror på analogier från läran om den elektriska strömmen. Vi behöva ej tränga djupare in i denna analogi, men införa benämningen för dess korthets skull.

Man kan också tänka sig en strömning runt cylindern på så sätt, att luftpartiklarna röra sig i cirkelformiga ba-

nor runt cylindern, såsom fig. 11 visar. För att en dylik *cirkulationsströmning* skall vara virvelfri, fordras att luftens hastighet avtar utåt på ett bestämt sätt. När avståndet från cylinderns centrum fördubblas, skall hastigheten minskas till hälften. Allmänt uttryckt gäller, att hastigheten måste vara omvänt proportionell mot radien för cirkulationscirkeln. Man finner då tydligen också, att produkten av cirkulationens hastighet och radien, eller lika gärna produkten av hastigheten och partikelns bana runt cylindern, har samma värde på olika avstånd från cylindern. Den senare produkten användes som ett mått för cirkulationens styrka och benämnes kort och gott *cirkulationen*.

Om ingen friktion finnes, som ger upphov till virvlar, måste en cirkulation runt cylindern kännetecknas på nu nämnt sätt.

Strömlinjerna bli i detta fall cirklar runt cylindern, vilka ligga allt glesare, ju mer man avlägsnar sig från cylindern. Man ritar nämligen även här strömlinjerna lämpligen på sådana avstånd från varandra, att dessa avstånd på förut angivet sätt genom jämförelse ge hastigheterna på olika ställen.

Vi göra oss tillsvidare inga bekymmer för, om eller huru en dylik cirkulation kan uppkomma.

Da cirkulationshastigheten intill cylinderns yta överallt är densamma, är även trycket mot ytan överallt detsamma. Cirkulationen medför således ingen kraftverkan på cylindern. Cirkulationen i och för sig erbjuder således intet särskilt intresse.

Av intresse blir däremot resultatet, om luften samtidigt rör sig som en rätlinig vind förbi cylindern och kretsar runt densamma i en cirkulation. Det låter kanske något underligt för dem, som ej gjort bekantskap med s. k. sammansatt rörelse, att luften samtidigt skall kunna utföra två sådana rörelser. Hur kommer den då i själva

verket att bete sig? En hänvisning till ett enklare exempel skall underlätta förståelsen. Vi tänka oss enligt fig. 12 en båt rodd tvärs över en flod. Om vattnet i floden stode stilla, skulle båten på en minut förflytta sig sträckan AB. Om vattnet flyter framåt, driver emellertid båten med strömmen, samtidigt med att den ros tvärs över. Rör sig vattnet på en minut sträckan BC, har båten vid minutens slut kommit till punkten C. Den har under tiden i själva verket rört sig utefter linjen AC, och dennas längd ger båtens hastighet per minut i förhållande till den stilla-

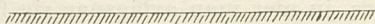
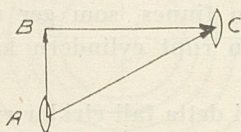
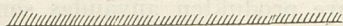


Fig. 12. Exempel på sammansatt rörelse:
en båt ros över en flod och följer
samtidigt med strömmen.

stående flodbotten. Vi se av exemplet, hur en kropps rörelse kan sammansättas av två och hur dess verkliga hastighet erhålles ur resp. hastigheter i de båda samverkande rörelserna.

Resultatet av en samverkan mellan en rätlinig vind och en cirkulation kring en cylinder erhåller man enklast, om de båda strömlinjefälten (fig. 10 och fig. 11) läggs över varandra, så att cylindrarna sammanfalla. Fig. 13 visar en dylik överlagring av två motsvarande delar av de båda strömlinjebilderna. En enkel överläggning ger till resultat, att en luftpartikel, som i den »rätliniga» vinden rört sig från punkten A till B, på samma tid förts med av cirkulationen till punkten C. I själva verket har den

då rört sig efter diagonalen AC (något böjd) i rutan ABCD. Man erhåller således de resulterande strömlinjerna genom att, såsom figuren visar, draga kurvor, som förbinda hörnpunkterna i det rutnät, som bildas av de båda överlagrade strömlinjebilderna.

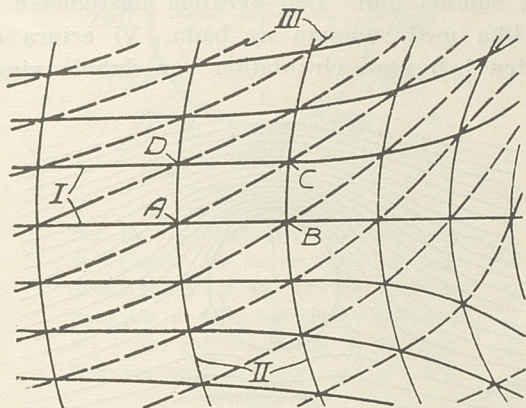


Fig. 13. Konstruktion av det resulterande strömlinjefältet vid samverkan av en symmetrisk strömning och en cirkulation.

I är den symmetriska strömningen, *II* cirkulationen, de streckade linjerna *III* äro de resulterande strömlinjerna.

I fig. 14 visas det resulterande strömlinjefältet fullbordat runt om cylindern. Utseendet blir naturligtvis beroende av förhållandet mellan cirkulationshastigheten och den rätliniga vindens hastighet. Fig. 14 gäller det fallet, att cirkulationshastigheten vid cylinderns yta är lika stor som vindhastigheten. Vi se, att det symmetriska strömlinjefältet från fig. 10 blivit *osymmetriskt* tack vare cirkulationen. Vid B ha strömlinjerna trängts ihop ytterligare, och vid B' ha de glesnat. Vi sluta oss enligt Bernoullis lag till att luftens tryck i närheten av B måste vara mindre än i närheten av B'. Cylindern måste alltså

påverkas av en tryckresultant, riktad från B' till B, vinkelrätt mot vindriktningen ett stycke framom cylindern. Vi ha således att göra med en kraft av samma riktning som Magnus-effekten.

Vid punkten B gå de båda samverkande lufthastigheterna åt samma håll. Den verkliga hastigheten är här således lika med summan av båda. Vi erinra oss, att hastigheten i B utan cirkulation var dubbla vindhastig-

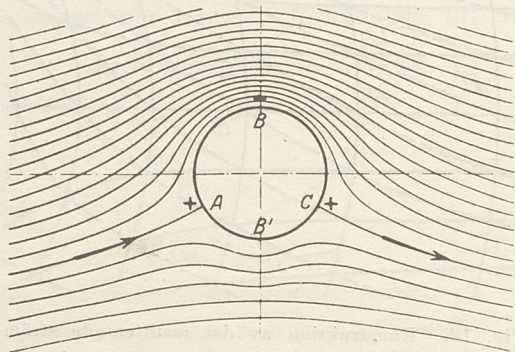


Fig. 14. Strömlinjefältet kring en cylinder vid samverkan av en symmetrisk strömning och en cirkulation. Cirkulationshastigheten vid cylinderns yta är här lika stor som vindhastigheten (vindens hastighet mätt långt ifrån cylindern).

heten. Då cirkulationshastigheten vid cylinderytan i fig. 14 är lika med vindhastigheten, blir alltså verkliga hastigheten vid B lika med tredubbla vindhastigheten. Vi kunna då lätt med Bernoullis lag beräkna, hur mycket trycket i B är lägre än trycket ett stycke framom cylindern. Vi erhålla för en vind på 10 m/sek., att tryckminskningen är 50 kg/kvm eller omkring 3,7 mm kvicksilver. Fig. 15 visar i detta fall tryckfördelningen runt cylindern, om lufttrycket ett stycke framför densamma är 760 mm kvicksilver.

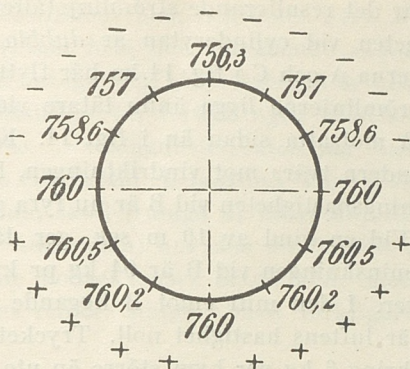


Fig. 15. Fördelning av trycket runt om en cylinder vid en osymmetrisk luftströmning enligt fig. 14, vid en vindhastighet av 10 m/sek. och ett lufttryck ute i den ostörda vinden av 760 mm. Siffrorna ange tryckets storlek i mm kvicksilver.

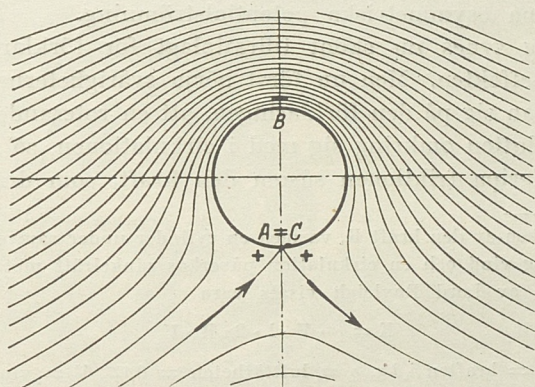


Fig. 16. Det resulterande strömlinjefältet vid samverkan av en symmetrisk strömning och en cirkulation, om cirkulationshastigheten vid cylinderns yta är lika med dubbla vindhastigheten (vindens hastighet mätt långt ifrån cylindern).

Fig. 16 visar det resulterande strömlinjefältet, om cirkulationshastigheten vid cylinderytan är *dubbla* vindhastigheten. Punkterna A och C i fig. 14 ha här flyttats ihop till en punkt. Strömlinjerna ligga ännu tätare vid B och ännu glesare på motsatta sidan än i fig. 14. Kraften, som påverkar cylindern tvärs mot vindriktningen, har tydligen ökats. Strömningshastigheten vid B är nu fyra gånger vindhastigheten. Vid en vind av 10 m/sek. ger då Bernoullis lag, att tryckminskningen vid B är 94 kg pr kvm eller 6,8 mm kvicksilver. I den mitt emot B liggande punkten på cylinderytan är luftens hastighet noll. Trycket har därför här blivit omkring 6 kg per kvm större än ute i 10-meters vinden. Tvärkraften å cylindern uppnår tydligen här ett aktningvärt belopp. Till största delen består den liksom även i föregående exempel av sugverkan vid B.

Vi inse, att tvärkraftens storlek ökas med cirkulationen och även med vindstyrkan. I själva verket ökas den som produkten av dessa båda.¹⁾

Någon kraft i vindens riktning få vi tydligen icke heller vid denna osymmetriska potentialströmning.

Allting synes nu skönt tillrättalagt för förklaring av Magnus-effekten. Men nu först börja svårigheterna. Försöker man sig på den förklaringen, att en roterande cylinder tar luften omkring sig med i cirkulationen, så nödgas man tillgripa friktionen såsom den kraft, som drar med

¹ Storleken av den kraft K, varmed en cylinder under samverkan av en rätlinig vind och en cirkulation påverkas vinkelrätt mot vinden, har först av Lord Rayleigh visats vara

$$K = \rho \cdot V \cdot l \cdot 2\pi R \cdot U$$

Här är K = kraften i kg, ρ = lufttäteten = 0,125, V = vindhastigheten i m/sek., l = cylinderlängden i m, R = cylinderns radie i m, U = cirkulationshastigheten invid cylinderytan i m/sek.

$2\pi R \cdot U$ är tydligen, vad vi benämmt cirkulationen. Betecknas denna med C, lyder satsen

$$K = \rho \cdot V \cdot l \cdot C.$$

luften i en cirkulation. Men friktionen i fria luften är synnerligen liten, och hela den föregående sköna byggnaden är baserad på antagandet, att friktionen är noll. Vi stå sålunda inför utsikten, att förklaringen skall stranda på en självmotsägelse. Att Magnus-effekten har med rotationen att göra, är ju emellertid ett faktum. Hur vi skola reda oss ur vår dilemma, skall framgå ur nästa kapitel. Dessförinnan skola vi undersöka, hur den enkla strömlinjebildnen i fig. 10 och de konsekvenser beträffande motståndsfrihet, som härleddes därur, stämma med verkligheten.

4. *Strömning kring en cylinder i verklig luft.*

Att det fordras en kraft för att föra en cylinder fram genom luften, större ju större hastigheten är, är en säker erfarenhet. På ett eller annat sätt måste därför den verk-

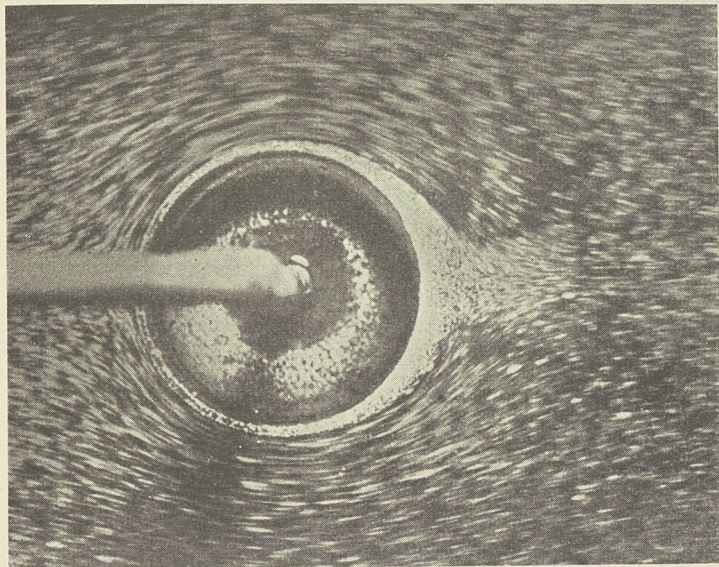


Fig. 17.

3. — Rotorfartyget.

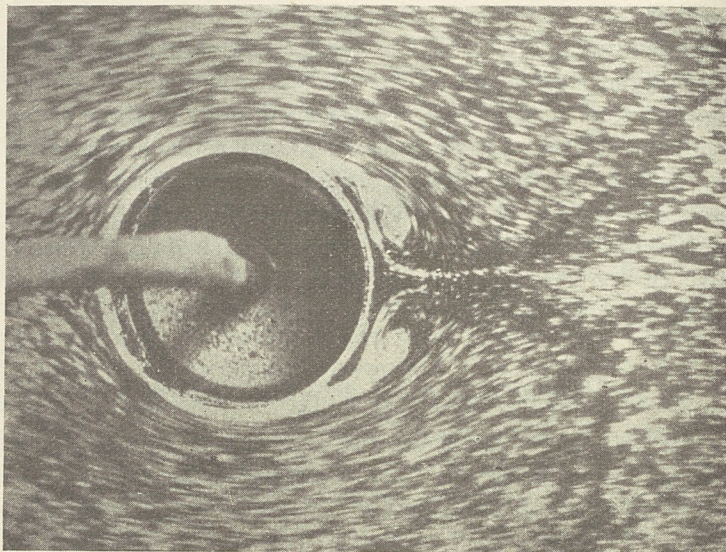


Fig. 18.

liga strömningen avvika från strömlinjebilden i fig. 10. En uppfattning om varuti avvikelsen består kan man få genom att studera strömningen kring en cylinder, som rör sig i vatten. Fig. 17—20 återge några fotografier av dylik strömning, tagna år 1913 av d:r *Rubach* i Göttingen. Cylindern sticker upp genom vattenytan, och strömlinjernas förlopp har gjorts iakttagbart genom lycopodiumpulver, utstrött på vattenytan. Fig. 17 visar utseendet just som rörelsen har börjat. Strömlinjefältet ansluter sig här mycket nära till potentialströmmen i fig. 10. De följande fotografierna äro tagna med korta mellantider, sedan rörelsen kommit i gång. I fig. 18 ha virvlar börjat bildas på cylinderns baksida, i fig. 19 ha de växt och nya virvlar äro under bildning, i fig. 20 är processen ännu mera framskriden. Potentialströmningen har lidit fullständigt haveri bakom

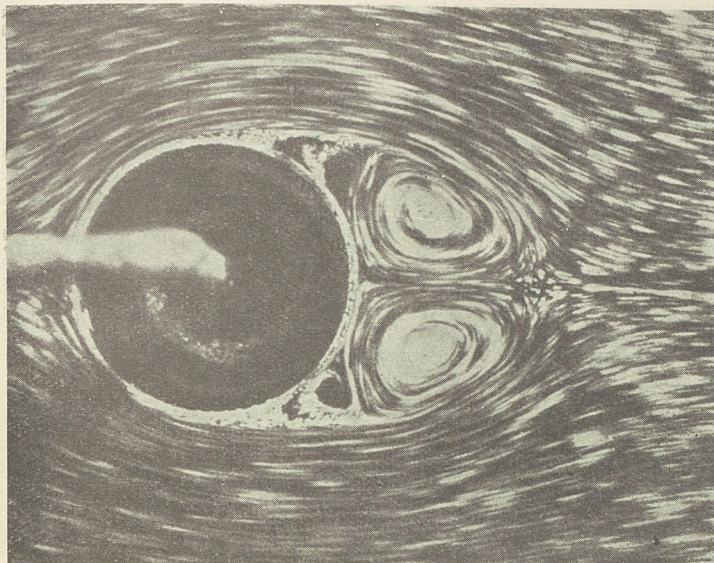


Fig. 19.

cylindern. Utanför virvelområdet spåras den emellertid fortfarande.

Förhållandena äro fullständigt likartade i luft. Det måste åtgå energi att sätta dessa virvlar i gång, och denna energiförbrukning ger sig tillkänna i ett motstånd mot cylinderns rörelse. Mäter man trycket runt om cylindern, visar det sig på framsidan tämligen väl stämma med det på grundval av strömlinjefältet i fig. 10 beräknade. På baksidan härskar däremot ett lägre tryck. Motståndet utgöres således av ett undertryck eller sugning inom virvelområdet.

Anledningen till potentialströmningens haveri på cylinderns baksida skola vi närmare studera i nästa kapitel. Vi uttala redan nu misstanken, att det är den förut försummade friktionen, som är upphovet därtill. Denna synes

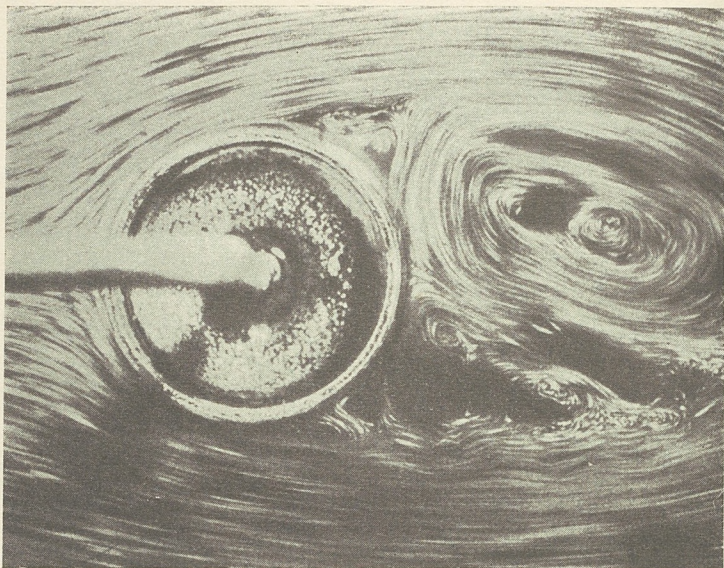


Fig. 20.

emellertid ej göra sig gällande framför cylindern eller i fria luften på sidan om cylindern och virvelgatan.

Det har redan tidigare nämnts, att luftmotståndet växer med kvadraten på hastigheten. Undersökningar under de senaste åren ha emellertid vid cylindrar bragt i dagen egenomliga avvikelser från denna lag. När hastigheten vid en viss cylindertjocklek överskrider ett visst värde, börjar luftmotståndet tvärt emot lagen att minskas. Minskningen upphör vid en viss hastighet, men vid ännu större hastigheter är luftmotståndet endast omkring fjärdedelen av vad det skulle ha varit, om ej avbrottet i ökningen skett. Precis samma förhållande inträffar, om cylinderns tjocklek ökas. När tjockleken överskrider ett visst värde, börjar vid oförändrad vindstyrka motståndet per kvadratmeter av cylinderns genomskärningsyta att minskas. Minskningen når botten, när

tjockleken uppnår ett visst värde. För större tjocklekar är motståndet per kvm emellertid endast fjärdedelen av motståndet mot en tunn cylinder vid samma vind. För att det lägre motståndet skall råda, fordras att produkten av vindstyrka och cylinderdiameter uppgår till eller överskrider ett visst värde. För en 3 dm tjock cylinder råder det lägre motståndet vid en vind av omkring 25 m/sek. eller däröver. För en 3 m tjock cylinder börjar det vid en vind av 2,5 m/sek.

Det egendomliga förhållandet står i samband med ändrade strömningsförhållanden på cylinderns baksida. För rotorseglet är det av stor betydelse, då det minskar vindkraftens storlek mot stillastående rotor och sålunda förbättrar dennas utsikter att rida ut svåra stormar. Detta är anledningen, varför det här berörts. Med förklaringen av Magnus-effekten har det nämligen intet samband.

K A P. I I.

MAGNUS-EFFEKTEN, DESS FÖRKLARING OCH STÖRLEK.

1. *Prandtl's gränsskiktteori.*

Verkligheten stämmer sålunda rätt dåligt överens med konsekvenserna av antagandet om luftens friktionsfrihet. Den virvelfria potentialströmningen måste synbarligen förvisas till idealens värld. Emellertid visa figurerna 17—20, att virvlarna äro begränsade till ett område bakom cylindern, medan strömningen framom och på sidan om cylindern är virvelfri. Här måste tydligen antagandet om friktionsfrihet och därav följande virvelfrihet vara berättigat.

Dylika iakttagelser ha lett professor Prandtl till uppställandet av den s. k. *gränsskiktteorien* för förklaring av de avvikelser från potentialströmningens ideal, som göra sig gällande i verkligheten. Då denna teori ger den, såvitt man nu kan se, enda möjligheten till förklaring av Magnus-effekten, skola vi litet närmare skärskåda densamma.

Storleken av friktionen mellan två fasta kroppar har visat sig oberoende av den hastighet, med vilken den ena kroppen rör sig på den andra. I vätskor och gaser ökas däremot friktionskraften med skillnaden i hastigheten mellan närbelägna skikt. I en gas som luft är friktionskraften mycket liten, om ej hastigheten ändras relativt mycket från punkt till punkt, då man flyttar sig tvärs över strömningsriktningen. I luftströmningen kring en kropp är hastig-

hetsskillnaden mellan närbelägna luftskikt tämligen liten utom i omedelbar närhet till kroppens yta. Ute i fria luften kan därför friktionen anses obefintlig, däremot ej i ytans närhet. De luftpartiklar, som beröra ytan, häfta vid ytan och stå praktiskt taget stilla i förhållande till denna. I övergången från denna tunna, stillastående ythud av luftpartiklar till den framströmmande luften äro förutsättningarna för en relativt stor friktion för handen. Friktionen bromsar upp hastigheten på den förbiströmmande luften, med påföljd att hastigheten endast successivt växer utåt till det värde den har i fria luften. Det skikt intill kroppens

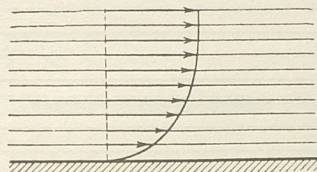


Fig. 21. Hastighetsfördelning i gränsskiktet intill en fast vägg.

yta, inom vilken hastigheten i enlighet med fig. 21 växer upp till sitt slutliga värde, är emellertid synnerligen tunt. Detta skikt benämnes gränsskiktet.

Friktionen mot kroppens yta eller mot den vid denna häftande lufthuden verkar naturligtvis som en motståndskraft på kroppen i luftströmmens riktning, men denna ytfriktion utgör endast en liten bråkdel av det totala luftmotståndet. Gränsskiktets roll är emellertid ej utspelad med ytfriktionen. Dess huvudsakliga intresse är knutet till de andrahandsverkningar det förmår utlösa. Gränsskiktet bär skulden till ingenting mindre än potentialströmmingens haveri och är sålunda roten och upphovet till hela luftmotståndet. Det är utredandet av denna skuldfråga, som är innebörden av och förtjänsten hos Prandtl's gränsskikts-teori.

Man kan på ett enkelt sätt påvisa förekomsten av ett dylikt trögt framflytande gränsskikt genom att ställa en tunn platta på kant i en jämn vattenström, så att vattnet flyter parallellt med plattan (fig. 22). Beströs vattenytan med lycopodiumpulver, ger sig det långsamt framvältande gränsskiktet tydligt tillkänna. Då det i gränsskiktet uppbromsade materialet verkar bromsande på strömmen utanför, införlivas ständigt nytt material med gränsskiktet, varför det tilltar i tjocklek mot plattans bakkant. Det skulle växa oupphörligt, om det ej även själv revs med av

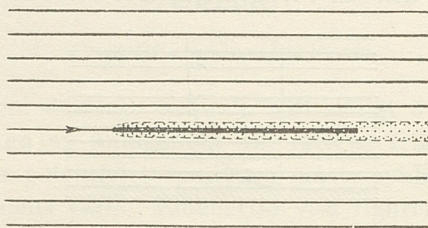


Fig. 22. Det av försenade partiklar bestående gränsskiktet intill en platta i en vattenström. Skiktet tilltager i tjocklek mot bakkanten.

den snabbare strömmen. Nu slutar segdragningen mellan den snabbare strömmen och det tröga gränsskiktet så att säga med en förlikning. Gränsskiktet lokaliseras inom en viss gräns.

Vad som i försöket visat sig gälla för vatten, gäller även för luft. Gränsskiktets tjocklek rör sig där endast om några millimeter, naturligtvis olika för olika hastigheter och olika dimensioner på ytan.

Materialet i gränsskiktet är ej blott utsatt för bromsningen på ena sidan och för de påskyndande stötarna från den hastigare framilande strömmen å den andra — det är även underkastat de krafter, som härröra från skillnader i luftens tryck på olika ställen. Då Bernoullis lag

ej gäller inom gränsskiktet, kan någon tvekan råda om lufttryckets storlek på olika ställen inom gränsskiktet. Med hänsyn till gränsskiktets tunnhet kan emellertid intet större fel begås, om lufttrycket inom skiktet i olika punkter anses vara lika stort som trycket hos den obromsade strömmen utanför.

Vi skola nu se, vad gränsskiktteorien har att säga för det fall, att en cylinder utsättes för en vind vinkelrätt mot axeln. För att underlätta förståelsen skola vi se resul-

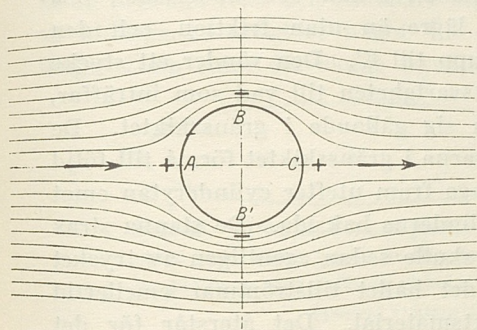


Fig. 23. Symmetrisk potentialströmning kring en cylinder.

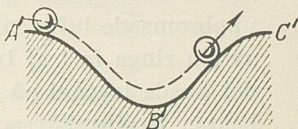


Fig. 24. Kula, under tyngdens inverkan rullande på en berg- och dalbana.

tatet mot bakgrunden av vad som kommer att hända med en luftpartikel intill cylinderns yta, ifall ingen friktion förekommer. Vi ha i detta fall vår potentialströmning i enlighet med fig. 23. En partikel, som rör sig utefter ytan från A till B, har ständigt ett högre lufttryck bakom sig än framför sig. Dess hastighet påskyndas sålunda ständigt. På vägen från B till C möter den ständigt högre tryck. Dess fart minskas således ständigt. Tack vare den stora farten i B orkar den emellertid tränga fram mot tryckökningen ända till punkt C, där trycket är detsamma som i A. Där blir den liksom i A ett ögonblick stående för att sedan av tryckfallet drivas iväg i pilens riktning. Man kan få en åskådlig analogi till förloppet i en

kula, som utan friktion rullar utefter en berg- och dalbana (fig. 24). Det lodräta avståndet mellan en punkt på banan och dess botten är då motsvarigheten till tryckskillnaden mellan en punkt på cylindern och »bottentrycket» i punkt B. Punkterna A', B' och C' i fig. 24 motsvara således punkterna A, B och C på cylindern. Om kulan börjar rulla i A', ökas dess fart oupphörligt till B'. Tack vare farten i B' förmår kulan sedan nätt och jämt rulla uppför sluttningen till C'¹).

Om friktion råder mellan kulan och underlaget, blir dess hastighet överallt lägre än utan friktion, och den förmår ej längre rulla upp till C'. Den vänder ett stycke över B'. Vi ha här motsvarigheten till vad som inträffar, när friktionen får göra sig gällande i gränsskiktet. De uppbromsade luftpartiklarna i gränsskiktet förmå till följd av sin ringa fart ej tränga fram utefter cylinderytan emot det ökade trycket på cylinderns baksida. De stanna strax bakom B (fig. 23) och skulle sedan egentligen av trycket drivas tillbaka. Från det hållet tillströmmar emellertid ständigt nytt gränsskiktmaterial. Det återstår för det stoppade gränsskiktet intet annat än att släppa kontakten med cylinderytan och låta sig drivas iväg av den utanför framflytande snabbare strömmen. Av denna påskyndas de yttre partiklarna i gränsskiktet. Det avskilda gränsskiktet rullar till följd härav upp sig i form av en virvel bakom cylindern, såsom så tydligt framgår av figurerna 18 och 19. Förloppet blir naturligtvis likartat på ömse sidor av cylindern, och de avskilda virvlarna följas oupphörligt av nya.

¹ Den mekaniska lag, som gäller för sambandet mellan kulans höjd (h) över botten av banan och dess hastighet (v), lyder, om g är tyngdens acceleration,

$$h + \frac{v^2}{2 \cdot g} = \text{konstant},$$

vilken lag är fullständigt analog med Bernoullis lag — h motsvarar trycket i den senare.

Trycket på baksidan av cylindern emellan de båda släppställena blir till följd därav, att strömningen ej fick sluta sig samman på baksidan såsom en potentialströmning, lägre än på cylinderns framsida. Gränsskikten ha sålunda givit upphov till ett luftmotstånd.

Ju längre gränsskiktet förmår hänga med på kroppens baksida, desto smalare blir virvel- eller undertrycksområdet, och desto mindre blir luftmotståndet. Vi ha vid cylindern ej tagit hänsyn till de stötar, gränsskiktspartiklarna mottaga från den snabbare strömmen utanför. Dessa bidraga naturligtvis något till att driva gränsskiktet längre fram emot det ökade trycket. Om kulan i fig. 24

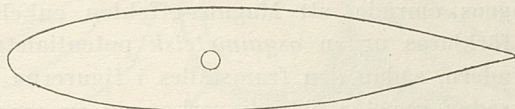


Fig. 25. Strömlinjeformad profil. Motståndet hos en spole med denna profil är lika med motståndet hos en platta av den infällda cirkelns storlek (= 4% av spolens tvärsnitt).

litet emellan erhåller små knuffar i rullningsriktningen, förmår den naturligtvis övervinna friktionen ett längre stycke och rulla något högre upp emot C'. Vid en cylinder med dess relativt »branta» tryckökning på baksidan förmå dessa stötar utifrån emellertid ej mycket uträta. Om tryckökningen på kroppens baksida sker mera långsamt — resp. om stigningen av banan B'C' i fig. 24 är mera flack — kunna däremot dessa stötar hinna pigga upp gränsskiktet så, att det håller sig kvar vid kroppens yta betydligt längre. Luftmotståndet blir då betydligt mindre. Ett sådant resultat vinner man genom att forma kroppens bakre del långsamt avsmalnande, såsom fig. 25 visar. Vid lämpligt tillspetsad form på bakändan kan man till och med uppnå, att strömlinjerna följa ytans krökning ända till bakspetsen. Kroppen säges då ha strömlinjeform. Luftmotståndet be-

står då så gott som uteslutande av luftens friktion mot ytan. En spolfornad kropp med ett längdsnitt av det utseende fig. 25 visar har ej större luftmotstånd än en platta av den i snittet infällda cirkelns storlek. Genom en lämplig formgivning åt kroppen har man således lyckats avvärja gränsskiktets anslag mot en ordnad potentialströmning och vidmakthålla en sådan, som nästan obrottsligt följer de teoretiska lagarnas fordringar.

2. Magnus-effekten i gränsskiktteoriens belysning.

Vi erinra oss från våra tidigare utflykter på potentialströmningens område, att Magnus-effekten enkelt skulle låta sig förklaras ur en *osymmetrisk* potentialströmning runt cylindern, sådan den framställles i figurerna 14 eller 16. En sådan uppstår vid samverkan av en symmetrisk strömning och en cirkulation. Vi drogo oss emellertid för att antaga förklaringen, att den roterande cylindern med friktionens hjälp försatte luften omkring sig i en cirkulation. Potentialströmning och friktion förhålla sig ju nämligen som eld och vatten.

Vi äro nu preparerade för att i stället motivera uppkomsten av en osymmetrisk potentialströmning med friktionens *undertryckande eller upphävande* genom cylinderns rotation. Därhän har Prandtl's gränsskiktteori bragt oss.

Då en för en vind utsatt cylinder försattes i rotation, minskas ju hastighetsskillnaden mellan luftströmmen och cylinderns yta på den sida av cylindern, där ytan rör sig åt samma håll som luftströmmen. På den motsatta sidan ökas hastighetsskillnaden. På den förstnämnda sidan måste sålunda friktionen i gränsskiktet minskas. Gränsskiktets materialets hastighet blir här större än utan rotation, och gränsskiktet kan hålla sig kvar vid cylinderytan längre bort på baksidan, innan avlösning av skiktet inträder. I bilden med den rullande kulan (fig. 24) motsvaras detta

fall därav, att berg- och dalbanan är beklädd med en matta, som rör sig åt samma håll som kulan. Kulan kan då naturligtvis tränga högre upp mot C', än om mattan ligger stilla. Ju hastigare cylindern roterar, dess mindre blir friktionen och dess senare släpper gränsskiktet. På den motsatta sidan medför ökning av rotationshastigheten ökad friktion i gränsskiktet och tidigare avlösning av detsamma. Resultatet av rotationen blir en osymmetrisk strömning i

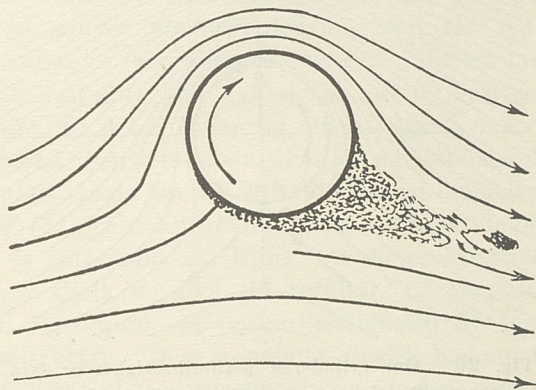


Fig. 26. Osymmetrisk strömning vid en roterande cylinder. Det skuggade området anger virvelbandet mellan de båda potentialströmgrenarna på cylinderns baksida.

enlighet med fig. 26, mer osymmetrisk, ju större rotations-hastigheten är. Och med strömningens osymmetri följer tvärkraften eller Magnus-effekten. Virvelbandet emellan de båda potentialströmningsgrenarna på cylinderns baksida hindrar ej osymmetrien, men ger sig tillkänna i ett motstånd mot cylindern i vindriktningen. När rotations-hastigheten ökas, avtar det för övrigt i bredd.

Det är av intresse att se, om denna förklaring av Magnus-effekten medför någon gräns för dess storlek, eller om denna oupphörligt växer med rotationshastigheten. Vi er-

inra oss, att tvärkraften å en cylinder växer, när cirkulationshastigheten ökas. Den av cylinderns rotation förorsakade osymmetrien i strömlinjefältet visar förhandenväron av en cirkulation, som åtminstone att börja med växer med rotationshastigheten. Men denna cirkulation når måhända ett maximum, som ej kan överskridas trots ytterligare ökning av rotationshastigheten. För att gå rakt på

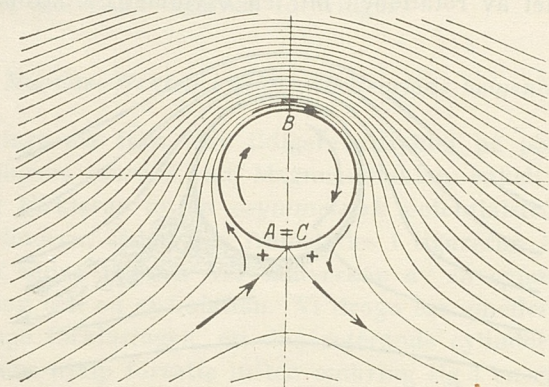


Fig. 27. Om cylinderns periferihastighet är fyra gånger vindhastigheten (på stort avstånd från cylindern), skulle teoretiskt sett denna strömlinjebild uppkomma. Cylinderytan rör sig överallt med strömmen och fortare än denna utom i *B*, där strömmens och ytans hastighet äro lika stora.

målet välja vi strömlinjebilden i fig. 16, där cirkulationen var dubbelt så stor som i fig. 14. Bilden återgives på nytt i fig. 27. Vi undersöka först, hur stor rotationshastigheten måste vara, för att denna strömlinjebild skall vidmakthållas. Vi erinra oss, att cirkulationshastigheten intill cylinderytan här var dubbla vindhastigheten och att strömningshastigheten i punkt *B*, där strömlinjerna ligga tätast, var fyra gånger vindhastigheten. Om cylindern roterar med en periferihastighet lika med fyra gånger vindhastigheten, rör sig ytan i punkt *B* lika fort som den an-

gränsande luften och på alla andra ställen fortare än luften. Överallt rör den sig åt samma håll som luften. I detta fall finns således ingenstädes någon möjlighet för ett försenat gränsskikt att uppkomma och föreligger således ingenstädes risk för att ett sådant skall avlösas. För att upprätthålla denna strömlinjebild fordras tydligen, att periferihastigheten är *fyra gånger vindhastigheten*. Möjligen kan den utan risk för gränsskiktavlösning vara något mindre. Cirkulationshastigheten vid ytan blir härvid endast *två gånger vindhastigheten*. Man får tydligen ej, såsom stundom sker, sätta likhetstecken mellan luftens cirkulationshastighet och cylinderns periferihastighet. Det är tydligt, att det ej lönar sig att ytterligare öka rotationshastigheten. Cirkulationen ökas ej därigenom. Man kan ej komma längre än till att fullständigt upphäva möjligheterna för gränsskiktbildning och gränsskiktavlösning.

Det är intressant att finna, att de praktiska försöken, såsom vi skola se, givit till resultat, att Magnus-effekten når ett maximum, då periferihastigheten är fyra gånger vindhastigheten. Dess uppmätta storlek har emellertid då visat sig vara några procent mindre än den, som teoretiskt beräknas ur ovanstående.

I fig. 28 återgivas några strömningsfotografier vid en roterande cylinder efter en amerikansk undersökning av Magnus-effekten. Strömningens förlopp har gjorts synligt medelst rök, som strömmar ut ur munstycken till vänster å bilden. Cylinderns varvantal är å övre fotografien 600, å den mellersta 1,200 och å den undre 2,400 per minut. Fotografierna tala, efter vad som sagts, för sig själva.

Cylinderns rotation i en vind har sålunda till följd en cirkulation, men rotationen tjänstgör endast som utlösare av denna cirkulation. Den energi, som går åt att underhålla cirkulationen, presteras av vinden själv. Den energi, som åtgår att hålla cylindern i rotation, är liten, jämförd med den förra. För att hålla cylindern i gång behövs en-

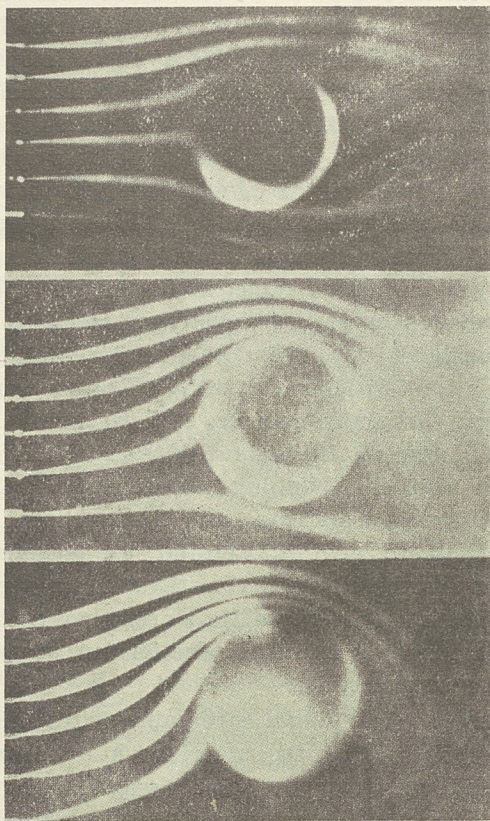


Fig. 28. Demonstration av strömningen kring en roterande cylinder i en likformig vind. Cylinderns varvantal är på övre bilden 600, på den mellersta 1 200, på den undre 2 400 per minut. Munstyckena för rökströmmarna synliga i vänstra kanten.

dast att övervinna ytfriktionen. Härtill behövs även vid en stor segelrotor en ganska blygsam motorstyrka. Det erfordras en mindre effekt härför, om cylindern roterar i en vind, än då den roterar i stillastående luft. I förra fallet är ju nämligen friktionen reducerad eller upphävd på en del av cylinderns yta. Detta är ej enbart teori utan bekräftas fullständigt av erfarenheten.

Det kan förefalla en smula märkvärdigt, att den roterande cylindern väcker till liv en cirkulation men ej själv behöver betala den energi denna cirkulation kräver. Många ha nog undrat, hur detta går ihop med energilagen. Man kan emellertid vara lugn för att likväl ingen energi erhålles gratis. Som vi senare skola se, åtföljes cirkulationen ej endast av en tvärkraft vinkelrätt mot vinden, utan även av ett motstånd i vindriktningen. Detta motstånd ökas även med cirkulationens styrka och till och med fortare än tvärkraften. Fackmännen kalla det inducerat motstånd. Om vi tänka oss ett flygplan, försett med roterande cylindrar i stället för vingar, har sålunda motorn med propellern vid flygning att övervinna detta inducerade motstånd. Den energi, som motorn får leverera för detta ändamål, är det, som återfinnes i energien hos den cirkulerande luften. Vid en segelrotor levereras denna energi direkt ur vindens energiförråd. Rotationen spelar endast ungefär samma roll som öppnandet av dammluckorna vid en kraftstation. Skillnaden är endast, att man kan låsa fast dammluckorna efter öppnandet men måste fortsätta att betala en liten arbetstribut för att vidmakthålla rotationen.

Då rotationens uppgift är att förhindra avlösningen av gränsskiktet, skulle samma kraftverkningar uppnås, om denna avlösning kunde förhindras på annat sätt. Fig. 29 åskådliggör ett experiment, som professor Prandtl utförde för flera år sedan i detta syfte. En ihålig cylinder stickes ned i strömmande vatten (vattnet strömmar från höger å bilden). Ett stycke bakom »ekvatorn» är cylinderväggen

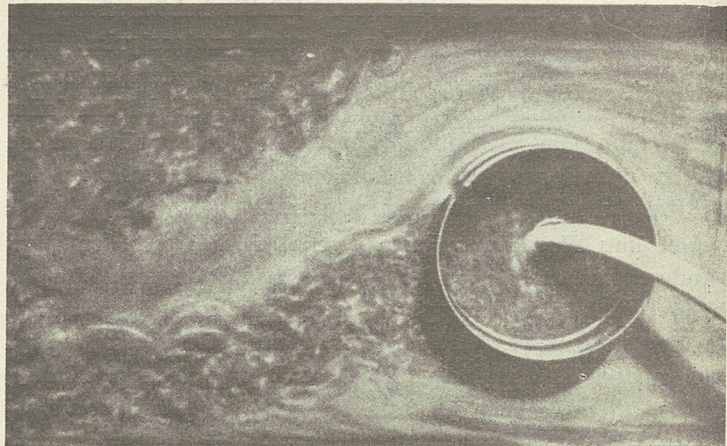


Fig. 29. Osymmetrisk vattenströmning kring en cylinder, åstadkommen genom gränsskiktets bortsugning genom en springa i cylinderväggen.

uppskuren i en springa, parallell med axeln. Vattnet inuti cylindern suges ut genom en hävert. Springan har till följd, att det långsamma gränsskiktet suges in i cylindern i stället för att släppa ytan. Strömningen kan sålunda följa cylinderytan längre än eljest varit fallet. Vi se av bilden, hur en osymmetrisk strömning blir resultatet. Det är lustigt att se, hur i stället avlösning inträffar vid kanalens vägg (överst å bilden). När strömmen (på bildens övre sida) vidgas bakom cylindern, minskar dess hastighet och ökar dess tryck. Denna tryckökning har gränsskiktet vid kanalväggen ej förmått övervinna, utan i stället släppt väggen. För att denna släppning skulle hindras, hade tydligen väggen behövt röra sig i samma riktning som vattnet.

Man kan även hindra gränsskiktets avlösning och sålunda utlösa en cirkulation genom lämplig formgivning och inställning av den omströmmade kroppen. Detta är vad som äger rum vid en flygplanvinge (se fig. 30). På den

mjukt böjda översidan av vingen hålles gränsskiktet i schack av den snabbare strömmen utanför, liksom vid den strömlinjeformade kroppen i fig. 25. På undersidan avskiljas däremot virvlar. En osymmetrisk strömning med åtföljande härfkraft blir följden. Ju mer man ökar vingens snedställning mot vinden, dess starkare blir cirkulationen och dess större härfkraften. Detta gäller emellertid endast upp till en viss snedställning eller infallsvinkel. Går man över denna, förmår gränsskiktet ej längre hålla sig kvar vid översidan. Släppning inträder och härfkraften sjunker. Den roterande cylinderns företräde framför flygplanvingen

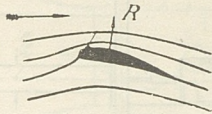


Fig. 30. Strömning vid en flygplanvinge.

består däri, att med densamma cirkulationen och därmed tvärkraften kan drivas upp till en många gånger större styrka. Ur motståndssynpunkt är däremot vingen cylindern vida överlägsen.

3. Undersökningar i Göttingens aerodynamiska försöksanstalt över Magnus-effektens storlek.

På teoretiska grunder kan man ej förutsäga, hur stor Magnus-effekten skall bli vid olika vindstyrkor och olika rotationshastighet. Vi ha sett, att den för en viss vind måste öka med rotationshastigheten, och att den bör nå ett maximum, när cylinderns yta rör sig fyra gånger så fort som vinden. I övrigt kunna endast praktiska försök avgöra frågan om storleken.

I laboratoriers vindkanaler kan man naturligtvis endast prova cylindrar med relativt liten diameter. Då cylinderns

periferihastighet måste vara betydligt större än vindhastigheten, för att Magnus-effekten skall nå några större värden, måste då cylinderns *varvantal* göras mycket stort. När Magnus-effekten i början av 1923 upptogs till systematisk undersökning vid Göttingens aerodynamiska försöksanstalt, så berodde detta på den omständigheten, att man just då hade fått färdigbyggda små, men likväl kraftiga, mycket hastiggående elektriska motorer, avsedda för vissa flygtekniska undersökningar. Det är tack vare dessa, som Mag-

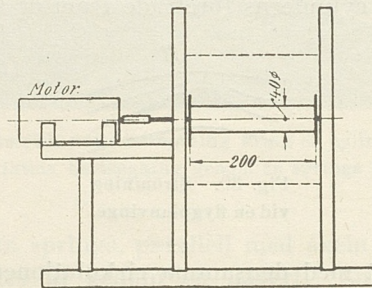


Fig. 31. Göttingens första försöksanordning.

nus-effekten kunde bli verkligt uttömmande undersökt. Vid tidigare undersökningar hade ej rotationshastigheten varit tillräckligt stor.

Man började i Göttingen undersökningarna med en relativt liten cylinder (längd 200 mm, diameter 40 mm). Cylindern lagrades mellan två väggar, såsom fig. 31 visar. Den utsattes för vinden från en liten ventilator (fig. 32).

Luftströmmens tvärsnitt var endast 200×200 mm. Stativet för cylinderns lagring placerades på en våg. Genom detta enkla försök gjorde man en mycket viktig upptäckt, som blev av avgörande betydelse för Magnus-effektens praktiska användbarhet. Det visade sig, att man vid cylinderns

mitt kunde få luftströmmen att böja sig om den roterande cylindern ända upp till 90° , så som fig. 32 visar. Vindriktningen konstaterades då med lätta silkestrådar. Ut emot cylinderns ändar minskades emellertid avböjningsvinkeln avsevärt. Då luftströmmens avböjning måste ge ett mått för den tvärkraft, med vilken vinden påverkar cylindern, var det alltså tydligt, att tvärkraften minskades avsevärt mot ändarna. Medelkraften å cylindern blev alltså mycket

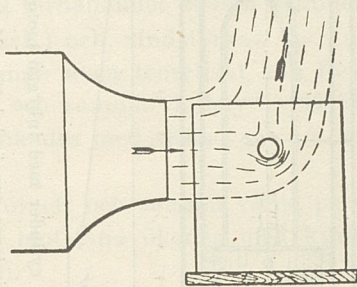


Fig. 32. Demonstration av luftströmmens böjning vid passerandet av den roterande cylindern. Böjningen beror på att luften genom reaktionsverkan får en lika stark kraftimpuls uppåt, som cylindern får nedåt.

lägre än maximumkraften i mitten. På förslag av professor Prandtl fästes då runda skivor vid båda cylinderändarna, vilka skivor stucko ut ett stycke utanför cylinderomkretsen (se fig. 31). Dessa skivor visade sig medföra, att avböjningen höll sig mera konstant över hela cylindern. De ökade sålunda avsevärt Magnus-effektens storlek. Vilken uppgift dessa ändskivor fylla, skall närmare utredas senare.

Vid de följande undersökningarna användes den snabbgående motorn, monterad inuti cylindern, såsom framgår av fig. 33. Cylindern hängdes upp i laboratoriets stora

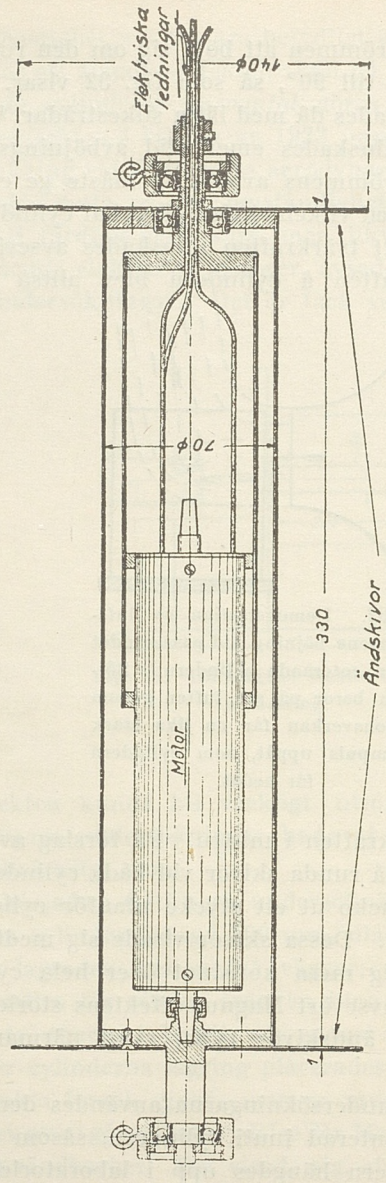


Fig. 33. I Göttingen undersökt cylindrar med inbyggd motor.

Motorns rotor är till vänster å bilden förbunden med cylinderns ena ändplatta. Motorns stator är fast förbunden med ett stativ, på vilket cylinderns andra ändplatta är lagrad medelst ett kullager. Elektriska strömmen tillföres genom ledningar genom halsen på detta stativ.

vindkanal, där en luftström av 4 kvm genomskärning kan varieras mellan 0 och 50 m/sek. Cylinderns axel var på sådant sätt förbunden med tvenne vågar, att tvärkraften och motståndet kunde mätas var för sig. Det var dessutom ordnat så, att den för rotationen åtgående motoreffekten kunde mätas, liksom även cylinderns varvantal.

Försöken tillgingo så, att vindstyrka och varvantal varierades, så att mätningar erhöles för olika vindstyrkor och olika värden på förhållandet mellan cylinderns periferihastighet ($= u$ m/sek.) och vindstyrkan ($= v$ m/sek.). Det visade sig, vad man även teoretiskt kan förutse,

att för en och samma vindstyrka såväl tvärkraft som motstånd ökades med värdet på u/v (upp till en viss gräns),

samt att för ett och samma värde på u/v såväl tvärkraft som motstånd ökades med kvadraten på vindhastigheten.

Såväl tvärkraft som motstånd ökades i samma grad som cylinderns längdgenomskärningsyta (längd \times diameter $= S$ kvm).

Liksom alla luftkrafter äro naturligtvis även dessa dessutom till sin storlek beroende av luftens täthet ρ och direkt proportionella mot denna. Nere vid havsytan varierar ju tätheten synnerligen litet. På 5,000 m höjd över havet bli emellertid krafterna ehdaast omkring hälften av motsvarande värden vid havsytan.

Sammanfattas krafternas beroende av alla dessa faktorer i formler, få dessa följande utseende:

$$K = \rho \cdot k_y \cdot S \cdot v^2$$

$$M = \rho \cdot k_x \cdot S \cdot v^2$$

där K är tvärkraften i kg, M motståndet i kg och ρ vid havsytan kan sättas $= 0,125$.

Har man genom de systematiska mätningarna fått värden på faktorerna k_y och k_x , är det således lätt att beräkna krafternas värden vid vilken cylinderstorlek och vilken

vindstyrka som helst. För en given cylinder förhålla sig tydligen vid en viss vindstyrka tvärkraft och motstånd till varandra liksom faktorerna k_y och k_x .

Ett av de nyss nämnda resultaten innebär, att k_y och k_x variera, när u/v ändras.

Vi koncentra oss att börja med på tvärkraften, d. v. s. på k_y .

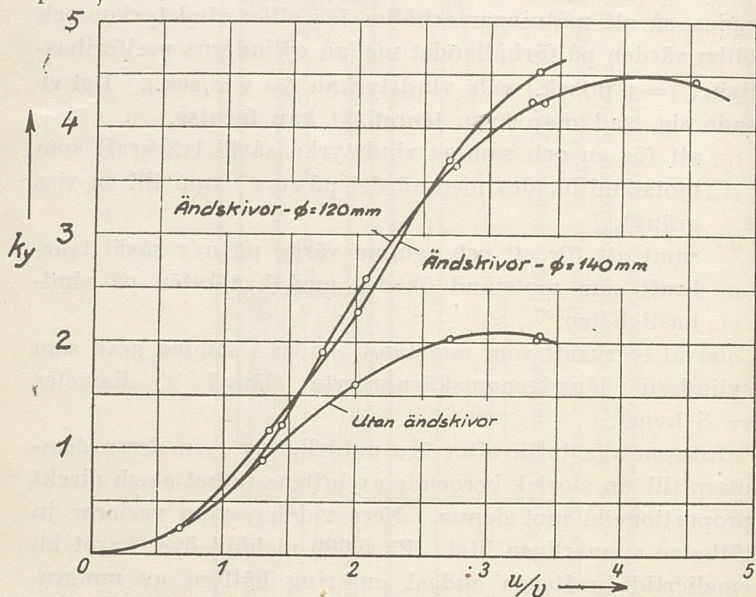


Fig. 34. Tvärkraftens (k_y) beroende av u/v .

I fig. 34 framställs medelst kurvor, hur k_y varierar med förhållandet u/v , dels för en cylinder utan ändskivor, dels för samma cylinder med olika stora ändskivor. Ändskivornas inflytande på tvärkraftens storlek är tydligen vid små värden på u/v (svag cirkulation) utan större betydelse, men vid större värden på u/v öka skivorna tvärkraftens värde till mer än det dubbla. Bland andra anmärkningsvärda egenskaper hos kurvorna lägga vi särskilt

märke till, att vid ändskivor k_y når ett maximum vid $u/v = 4$. Utan ändskivor nås maximum redan vid $u/v = 3$.

Det maximala värdet på k_y utgör vid ändskivor 4,5 à 5. Vid en modern flygplanvinge är k_y maximalt 0,6 à 0,7. Tvärkraften kan således vid cylindern uppnå omkring 8 gånger större värde än vid en flygplanvinge. Vid ett vanligt segel är k_y omkring 0,4. Rotorn är alltså 11 à 12 gånger effektivare än seglet.

Ett exempel för att demonstrera kurvornas användning och giva en uppfattning om tvärkraftens storlek! Antag en cylinder av 20 meters längd och 3 meters tjocklek, utsatt för en vind av 10 m/sek. Ändskivornas diameter må motsvara 120 mm-skivornas vid försökscylindern, vars tjocklek var 70 mm. Deras diameter är alltså $\frac{12}{7} \cdot 3$ eller 5,15 meter. Antag, att cylinderns periferihastighet är 3 gånger vindens eller 30 m/sek. Med 3 meters diameter eller 9,4 meters omkrets måste cylindern då göra 3,2 varv per sekund eller 191 varv per minut. Av den här gällande kurvan i fig. 34 finna vi, att k_y vid $u/v = 3$ är nära 4. Cylinderns längdgenomsnittsyta är 60 kvm. Insättes i formeln för tvärkraften, erhålles

$$K = 0,125 \cdot 4 \cdot 60 \cdot 100 = 3000 \text{ kg.}$$

Ökas varvantalet, så att u/v blir 4, ökas tvärkraften till ungefär 3,400 kg.

I anslutning till detta exempel skola vi belysa en intressant egenskap hos rotorn. Antag, att vinden ökas till 15 m/sek., utan att cylinderns varvantal ökas. Hur ändrar sig då tvärkraften? Då u/v nu sjunker till 2, sjunker k_y enligt kurvan till 2,5. Formeln ger alltså

$$K = 0,125 \cdot 2,5 \cdot 60 \cdot 225 = 4200 \text{ kg.}$$

En ökning av vindstyrkan till 30 m/sek., utan ökning av varvantalet, gör $u/v = 1$, således $k_y = 0,5$. Tvärkraften blir då 3,370 kg.

Vi se av dessa exempel, att tvärkraften på en rotor, som inställts på ett bestämt varvantal, ökas synnerligen litet, även om vindstyrkan flerdubblas. Stormbyar verka på en rotor som vatten på gåsen.¹

Det är givetvis av betydelse att ej blott känna tvärkraften utan även motståndet i vindriktningen. Dessa båda krafter sammansätta sig naturligtvis till en resulterande luftkraft, som bildar en vinkel, något mindre än 90° , med vindriktningen (se fig. 35). Denna vinkels storlek är av

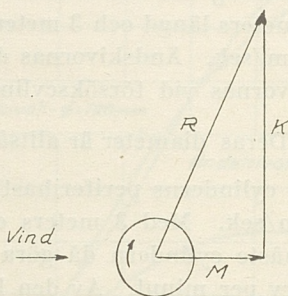


Fig. 35. Sammansättning av motstånd (M) och tvärkraft (K) till en resultant (R).

betydelse t. ex. för ett rotorfartygs förmåga att gå upp i vinden. Ju mer vinkeln närmar sig 90° , dess längre kan fartyget gå upp i vinden.

För att få en åskådlig överblick över de båda krafternas inbördes storlek framställer man lämpligen samhörande värden på k_y och k_x genom en kurva. Dylika kurvor visas i fig. 36. De benämnas polarkurvor. Utgår man från en viss punkt på en sådan kurva och drar en linje därifrån,

¹ Av det anförda inses, att den vid en roterande cylinder alstrade cirkulationen ej bestämes till sin storlek av periferihastigheten enbart utan av förhållandet mellan u och v .

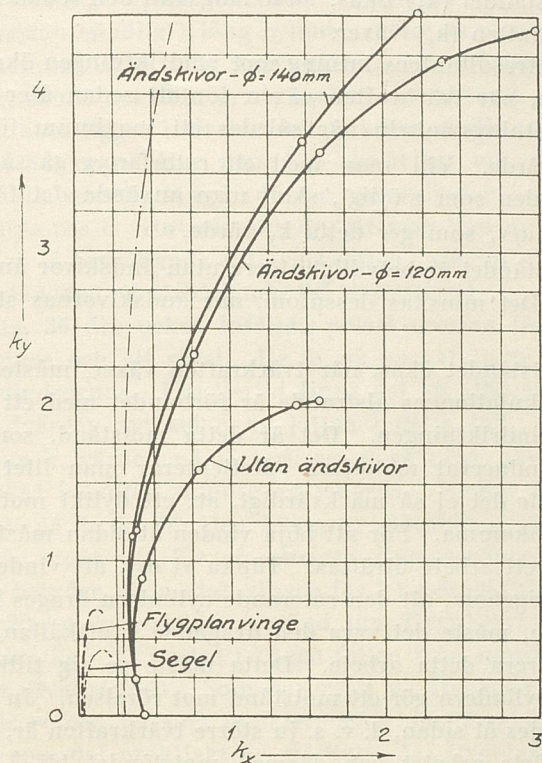


Fig. 36. Samhörande värden på tvärkraft (k_y) och motstånd (k_x).

vinkelrätt mot den horisontella axeln, representerar denna linjes längd k_y . Det stycke den avskär av den horisontella axeln representerar k_x . Sammanbindes punkten med axlarnas nollpunkt, ger denna linjes längd ett mått för kraftresultantens storlek, och dess vinkel med k_x -linjen ger resultantens lutning mot vindriktningen.

Vi draga av kurvornas förlopp följande slutsatser:

a) Motståndet (k_x) ökas, först långsamt och sedan raskt, när tvärkraften (k_y) växer.

b) Kraftresultantens lutning mot vindriktningen ökas till en början, när tvärkraften växer, för att sedan åter minskas. Lutningsvinkeln når således ett maximum för ett visst k_y -värde. Vill man med ett rotorfartyg gå så högt upp i vinden som möjligt, skall man använda det förhållande på u/v , som ger detta k_y -värde.

c) Motståndet är betydligt större utan ändskivor än med sådana. Det minskas dessutom, när ändskivornas storlek ökas.

Att motståndet ökas, när tvärkraften växer, måste bero på att cirkulationens alstrande är förbundet med ett motstånd i vindriktningen. Det är detta motstånd, som benämnes inducerat motstånd. Reflekterar man litet över fig. 32, blir det ej så märkvärdigt, att ett dylikt motstånd måste uppkomma. För att böja vinden åt sidan måste naturligtvis ett arbete uträttas. Tänka vi oss, att vinden erhålles därigenom, att den roterande cylindern drages framåt i luften, måste det vara den dragande kraftkällan, som skall leverera detta arbete. Detta måste ge sig tillkänna däri, att cylindern gör ett motstånd mot rörelsen. Ju mera vinden böjes åt sidan, d. v. s. ju större tvärkraften är, desto större måste arbetet och därmed motståndet bli. Se vi saken ur strömningssynpunkt, så beror motståndet på att största sugverkan ligger förskjuten något åt baksidan av cylindern.

Man måste alltså köpa tvärkraften med ett visst motstånd och betala dyrare pr kg, ju större tvärkraft man vill ha. Det kommer man omöjligt ifrån. Emellertid finns det tydligen medel att sänka priset. Det blir tydligen billigare med ändskivor än utan. Ett annat medel är att öka cylinderns längd. För jämförelse med Göttingen-kurvorna, som gälla en cylinder av längden 330 mm och diametern

70 mm, är i fig. 36 inritad kurvan från en amerikansk undersökning (punktstreckad), gällande en »mycket» (= nästan oändligt) lång cylinder. Motståndet är där avsevärt mindre. Kunde man realisera en oändligt lång cylinder, skulle det inducerade motståndet bli noll. Det motstånd, som ligger i virvlar och friktion skulle man naturligtvis ha kvar. Hur man bär sig åt att vid experiment framkalla oändlig längd (nästan) på cylindern, skola vi ej fördjupa oss i. Huvudsaken är, att man kan minska motståndet (i förhållande till tvärkraften) genom att öka cylinderlängden (i förhållande till diametern).

I fig. 36 äro också infällda polarkurvorna för en flygplanvinge och ett segel. De te sig som dvärgar vid sidan av cylindrarnas. Emellertid finns det ett skäl att ej ringakta dvärgen vid sidan av jätten i detta fall. Flygplanvingens k_y -värden nå visserligen ej så högt, men dess k_x är också betydligt mindre än rotnas. Medan det största värdet på k_y/k_x för den bästa av Göttingens rotorkurvor är 3,5, utgör det för en modern flygplanvinge 15 å 20. Detta betyder, att medan vingen för 1 kg dragkraft kan bära 15 å 20 kg, kan rotorn, använd som flygplanvinge, endast bära 3,5 kg. Vi bortse i bägge fallen från motståndet hos själva flygkroppen. Som härorgan på flygmaskiner torde därför rotorn ha små utsikter, även om längden göres så lång, som det praktiskt är möjligt. Att flygplanvingen är så fördelaktig ur motståndssynpunkt, beror naturligtvis på dess smäckra tvärgenomskärning. Lagarna för det inducerade motståndet gälla eljest även där.

Användes rotorn som segel, är det av mindre skadlig betydelse, att dess k_x är stort. Där överväger förtjänsten, att dess k_y kan bli så stort.

Vi återvända nu till frågan om ändskivornas uppgift. En blick på fig. 37 skall klargöra denna. På ena sidan om rotorn härskar ett undertryck, på andra sidan ett övertryck och utanför ändarna luftens normala tryck. Med

den lätrörlighet luften har, måste en luftström utbildas över ändarna från övertrycks- till undertryckssidan. Härigenom minskas tryckskillnaden mellan de båda sidorna av cylindern ute vid ändarna och därmed tvärkraften. De medroterande ändskivorna förhindra delvis uppkomsten av dessa utjämningsströmmar.

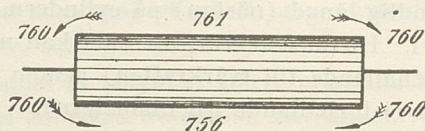


Fig. 37. Utjämningsströmmar från övertrycks- till undertrycks-sidan av en roterande cylinder vid frånvaro av ändskivor. Siffrorna ange trycken i mm kvicksilver.

Det kan visas, ehuru vi här ej skola tränga djupare in i den frågan, att det är dessa utjämningsströmmar över ändarna, som utgöra källan till det inducerade motståndet. Det blir då begripligt, varför även motståndet minskas genom ändskivornas anbringande. Det blir även begripligt, varför detta minskas, om cylinderns längd ökas. Det parti av cylindern, som ej störes av dessa utjämningsströmmar, blir nämligen en större bråkdel av cylindern, ju längre cylindern är.

K A P. III.

ROTORFARTYGET.

Sedan man i Göttingens aerodynamiska försöksanstalt hade konstaterat, vilka stora värden Magnus-effekten kan uppnå, var det naturligt, att man där också började fundera över möjligheten att praktiskt utnyttja Magnus-effekten. Vi ha emellertid sett, att det med den stora tvärkraften förenade stora motståndet gör rotorn föga ägnad exempelvis som härorgan på ett flygplan. Ungefär likadant ställer sig frågan på de flesta andra områden, där nu vingliknande konstruktioner användas för att utnyttja vindens eller vattenströmmens kraft. Man kunde således ej se några fördelar förenade med att använda rotorn som kraftorgan. På möjligheten att använda den som segel kom ingen vid anstalten att tänka. Det blev *Flettner* förbehållet att upptäcka den möjligheten.

Trots alla de fördelar framför det vanliga seglet, som *Flettner* såg hos rotorn, hade han dock klart för sig, att den knappast kunde medföra någon renässans av den rena segelfarten. Därtill är vinden något för opålitlig som kraftkälla. Segelfartyg, utrustade med hjälpmotor och propeller att användas vid otillräcklig vind, ha emellertid visat sig konkurrenskraftiga inom viss fraktfart, trots det att de kräva en stor besättning och därmed förenade kostnader för seglens skötande. På det området såg *Flettner* rotorns naturliga användningsgebit. Till följd av enkelheten i rotorernas skötsel borde där besparingar vara att

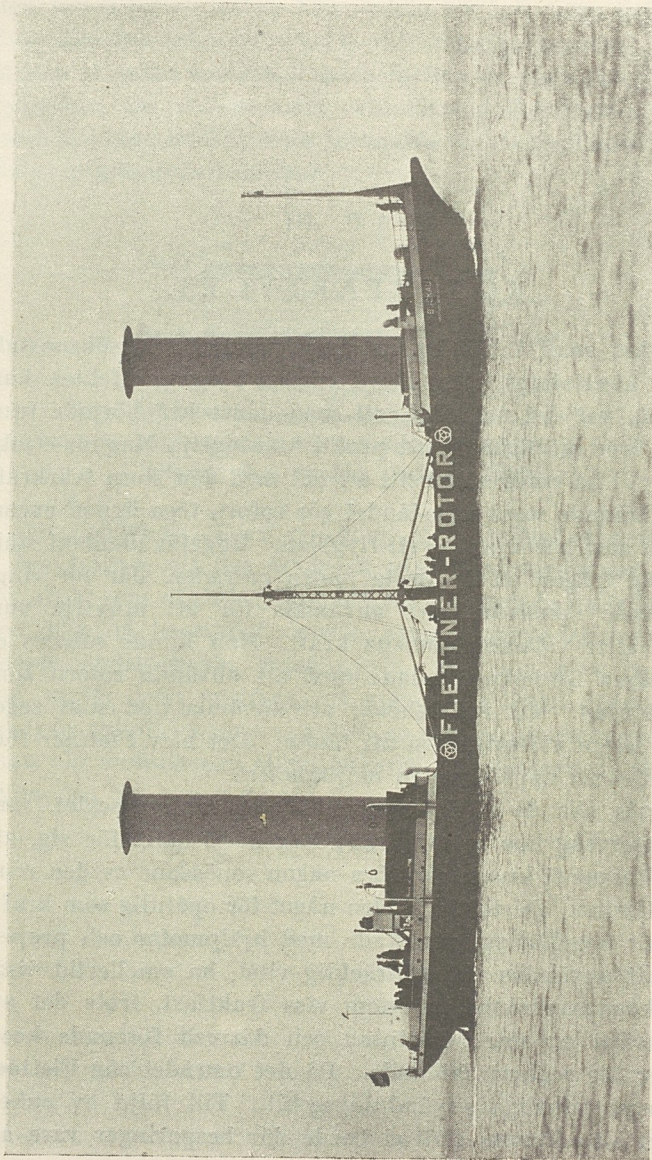


Fig. 58. Rotorfartyget »Buckau».

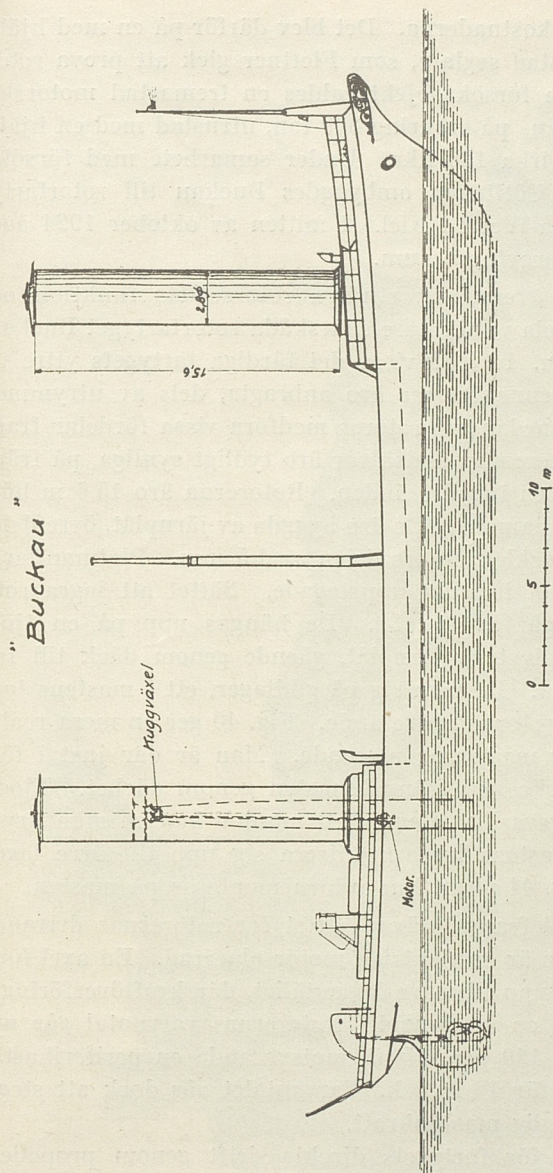


Fig. 39. Teckning av Buckau, visande bl. a. dimensionerna av fartyg och rotorer, pivot, elektrisk motor och drivaxel för akterrotorn.

göra i driftskostnaderna. Det blev därför på en med hjälpmotor utrustad seglare, som Flettner gick att prova rotorseglet. Som försöksobjekt valdes en tremastad motorskonare »Buckau» på omkring 800 ton, utrustad med en hjälpmotor om cirka 120 hkr. Under samarbete med försöksanstalten i Göttingen ombyggdes Buckau till rotorfartyg på Germania-Werft i Kiel. I mitten av oktober 1924 ägde den första provturen rum.

Innan vi övergå att studera rotorseglets funktion och fördelar, skola vi närmare skärskåda rotorfartyget Buckaus konstruktion. Fig. 38 visar det färdiga fartygets yttre utseende. Tvenne rotorero äro anbragta, dels av utrymmes-skäl, dels emedan två rotorero medföra vissa fördelar framför en. Rotorernas ändskivor äro tydligt synliga, på främre rotorn även i undre änden. Rotorerna äro 15,6 m höga och 2,8 m i diameter. De äro byggda av järnplåt, övre delen av 1 mm tjocklek, undre delen av 1,5 mm. Plåtmanlarna äro invändigt kraftigt uppstegade. Sättet att lagra rotorerna framgår av fig. 39. De hängas upp på en tjock mast eller pivot av järnplåt, gående genom däck till fartygets botten. De röra sig på glidlager, ett i mastens topp och ett vid rotorns nedre ände. Fig. 40 ger en mera realistisk bild av masternas utseende. Man är där just i färd med att stieka ned främre masten genom däck. Tjockleken är försvarlig. Genom ett manhål kan en man krypa in och i mastens inre praktisera sig upp till övre lagerstället. Fig. 41 visar, hur rotorn monteras på masten.

Av fig. 39 framgår även sättet för rotorernas drivande. Inuti masten är en elektrisk motor placerad. En axel föres från denna upp till övre lagerstället, där kraftöverföringen sker genom en kuggväxel. Rotorernas varvantal går upp till ungefär 120 per minut, motsvarande en periferihastighet av ungefär 18 m/sek. Varvantalet går dock att stegra med tillgänglig maskinkraft.

Utom en för fartygets direkta drift genom propellern

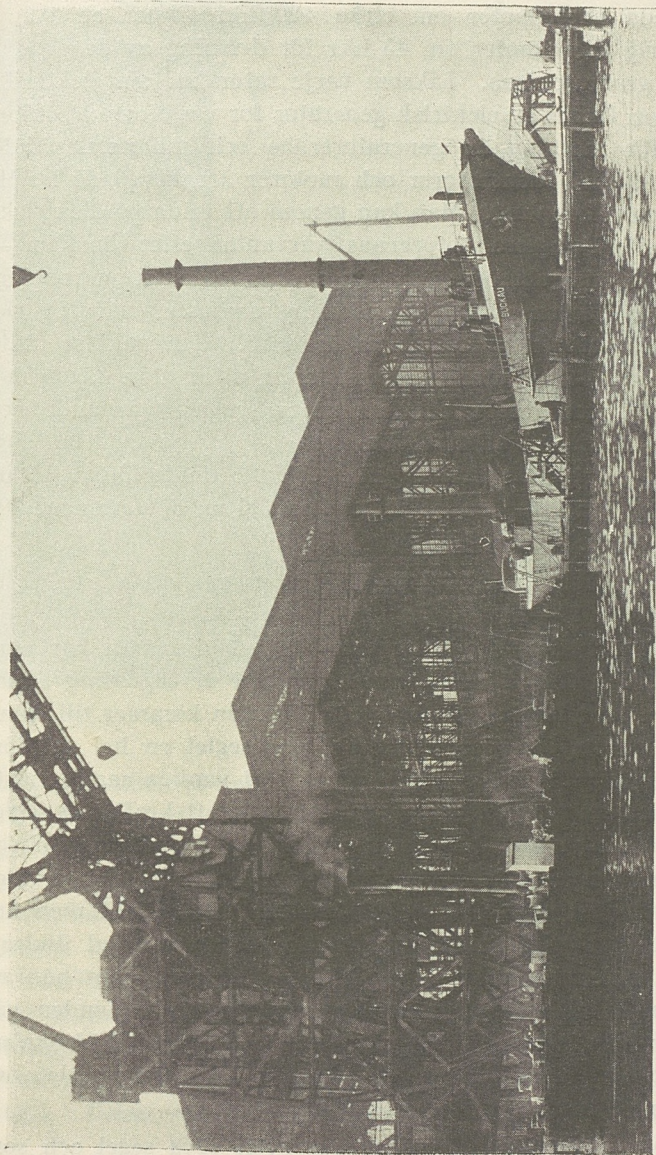


Fig. 40. Montering av pivot för främre rotorn å Buckau. Den bakre redan monterad.

avsedd Dieselmotor om cirka 120 hkr finnes en tvåcylindrig Dieselmotor om 45 hkr för drivning av de elektriska generatorerna. Liksom varje rotor har sin elektriska motor, finnes en elektrisk generator för varje och dessutom en för matning av generatorernas och motorernas fältlindningar. Generatorer och motorer äro kopplade i s. k. Leonard-koppling. Man kan genom att vrida på elektriska motstånd reglera rotorernas varvantal efter önskan — den enas oberoende av den andras. Genom omkopplare kan motorernas vridningsriktning omkastas var för sig. Manövreringen av rotorerna är därför den enklast tänkbara. En man, utom motorskötaren, utför utan någon möda allt det arbete, som motsvarar seglens sättande och handhavande i olika väder.

Om fartyget i övrigt gälla följande data: längd 45 m, bredd 9 m, djup under vattenytan 3,6 m, displacement 800—900 ton.

Den effekt, som kräves för rotorernas drift, utgör vid 120 varv 10—15 hkr för varje.

För att sätta sig in i rotorernas verkningsätt har man först och främst att komma ihåg, att de ingenting annat äro än segel. Det sätt, varpå luftkraften kommer till stånd vid rotorn, förlänar emellertid rotorseglet en hel del fördelar framför det vanliga seglet. Det vanliga seglet måste ställas om alltefter vindriktningen, för att kraften å seglet skall bli så förmånlig som möjligt. Vid rotorn behöver man ej mycket bekymra sig om vindens riktning. Vrider sig vinden, vrider sig också kraften automatiskt men ändrar ej storlek, om ej vindstyrka och varvantal ändras. Det enda, motsvarande inställning av segel, man har att göra, är att kasta om rotationsriktningen, då vinden går över från babords till styrbords eller tvärtom. Vid ökning av vindstyrkan har man dessutom att öka varvantalet, om man vill utnyttja vindens fulla kraft.

Den besvärliga procedur, som heter reva segel och som

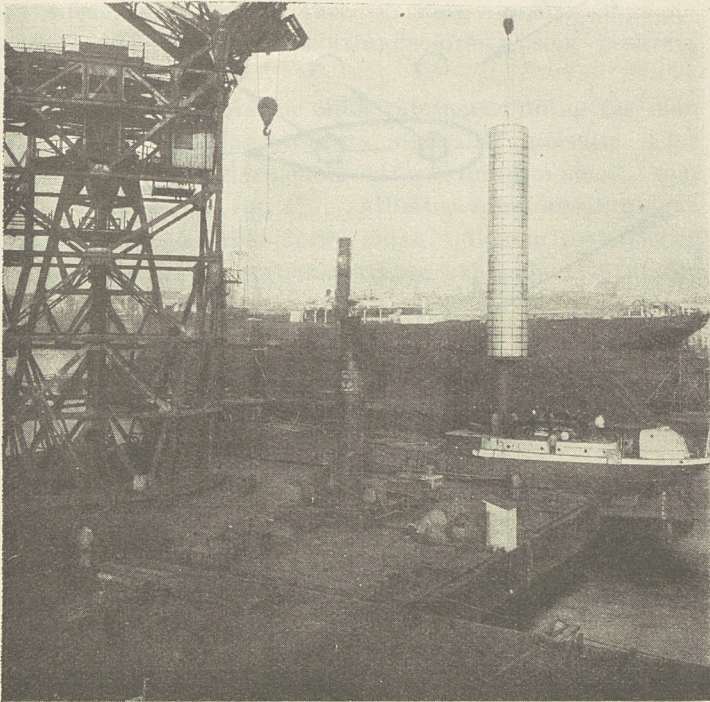


Fig. 41. Akterrotorn monteras på sin pivot.

alltid påkallas vid annalkande storm, vållar inga bekymmer på rotorfartyget. Vi ha sett, att ökningen av vindstyrkan går relativt spårlöst förbi den lugnt arbetande rotorn. Har man emellertid redan tagit ut så mycket av krängningskraft, som fartyget tål, »revar» man lätt för en stormby genom att något minska rotorernas varvantal. Vid de extraordinära stormar, då man å segelfartyget måste reva alla klutar och knappast reder sig ändå, har rotorfartyget en extra fördel däri, att vindtrycket mot de stillastående rotorerna är mindre än mot master och rår med beslagna segel. Dessa senare erbjuder vinden ungefär samma yta

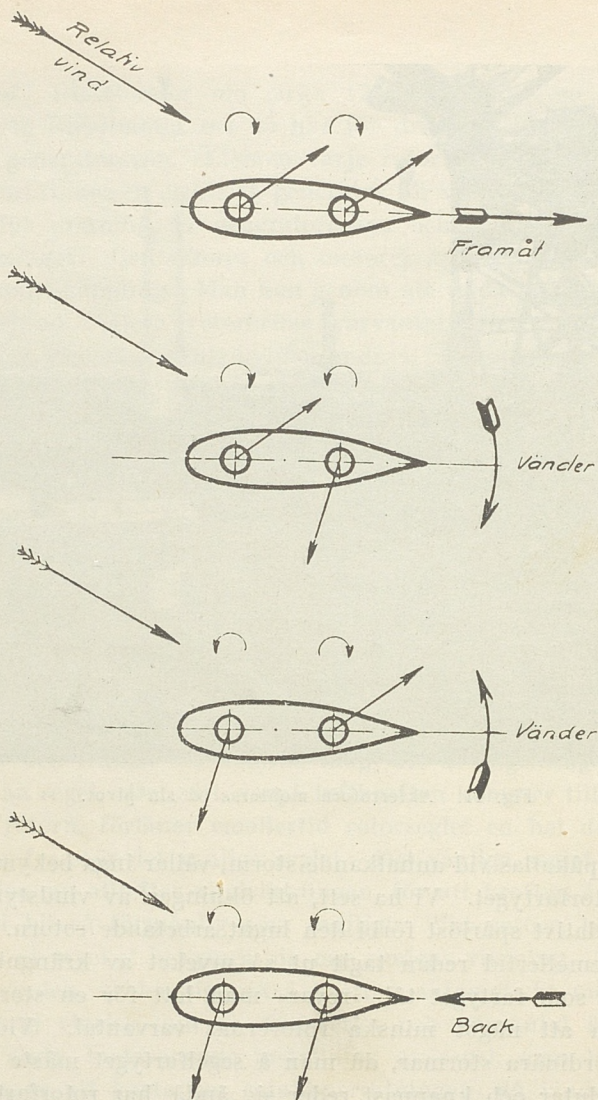


Fig. 42. Schematisk bild över manövrer, som kunna utföras med ett rotorfartyg med två rotor. De böjda pilarna ange rotorernas rotationsriktning. Pilarna å rotorerna ange kraftriktningen.

som rotorerna, men tack vare sin stora tjocklek ligga rotorerna inom det lägre motståndsområde, som beskrevs på sid. 37.

Genom att ge rotorerna olika rotationsriktning får man krafterna å de båda rotorerna att gå åt motsatta sidor och åstadkommer därigenom ett vridningsmoment, som vänder fartyget (se fig. 42). Alltefter rotationsriktningen vänder det åt ena eller andra sidan. Genom omkastning av båda rotorernas rotationsriktning kan man t. o. m. slå

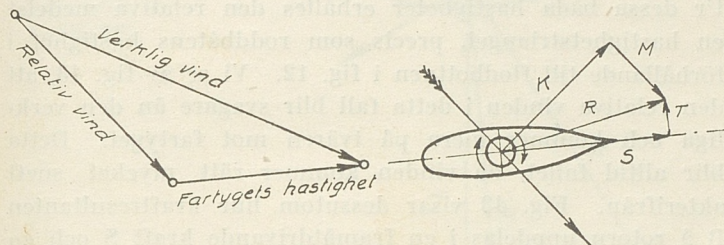


Fig. 43. Relativ vind vid snett bakifrån kommande vind. Den framåtdrivande kraften S är här stor och krängningskraften T liten.

back vid alla vindriktningar utom de, som ligga i närheten av rakt akterlig vind.

Bestämmande för vindkraftens storlek och riktning blir vid rotorseglet lika väl som vid det vanliga seglet den s. k. relativa vinden. I förhållande till fartyget har vinden annan styrka och oftast annan riktning än i förhållande till vattenytan. Fartygets egen fart gör sig där gällande. Om vinden är exempelvis rakt västlig och av styrkan 10 m/sek., verkar den på ett fartyg, som rör sig mot väster med hastigheten 5 m/sek., som en vind av styrkan 15 m/sek. Den relativa vindstyrkan (vinden i förhållande till fartyget) är då 15 m/sek. Riktningen är dock densamma som den verkliga vindens. Rör sig fartyget med vinden, är den relativa vindstyrkan skillnaden mellan vindens och fartygets hastighet. Frågan blir litet mindre enkel, om vinden

bildar vinkel med fartygets rörelseriktning. Med vilken hastighet och från vilket håll kännes då vinden komma ombord å fartyget? Draga vi oss till minnes från fig. 12, hur hastigheter sammansätts, få vi lätt svar på frågan. I fig. 43 visas, hur den relativa vinden erhålles ur den verkliga vinden och fartygets fart. I förhållande till fartyget har luften två rörelser, dels den verkliga vindens hastighet, dels en hastighet bakåt, som är lika stor som fartygets hastighet framåt. Luften blir efter fartyget. Ur dessa båda hastigheter erhålles den relativa medelst en hastighetsriangel, precis som roddbåtens hastighet i förhållande till flodbotten i fig. 12. Vi se av fig. 43, att den relativa vinden i detta fall blir svagare än den verkliga och kommer mera på tvären mot fartyget. Detta blir alltid fallet, då vinden kommer rätt mycket snett akterifrån. Fig. 43 visar dessutom hur kraftresultanten R å rotern uppdelas i en framåtdrivande kraft S och en krängningskraft T . Med denna vindriktning blir den förra betydligt större än den senare.

Fig. 44 visar motsvarande konstruktioner vid snett framifrån kommande vind. Den relativa vinden blir här starkare än den verkliga men bildar en spetsigare vinkel med färdriktningen än den verkliga. Av kraftuppdelningen synes, att framdrivningskraften S här blir mycket liten men krängningskraften T stor. För att fartyget skall kunna gå högt upp i vinden (vinkeln α liten), innan kraften S alldeles försvinner, är det tydligen av vikt, att motståndet M är litet i förhållande till tvärkraften K . I det avseendet äro seglet och rotern ungefär likvärdiga. Rotorn kan förbättras på denna punkt genom att göras högre.

Synpunkterna om den relativa vinden gälla naturligtvis, vilken sorts segel fartyget än har.

Skall man jämföra rotor och segel ur kraftsynpunkt, bör man därför jämföra dem för ett och samma värde på den relativa vinden. En dylik jämförelse är gjord i Göt-

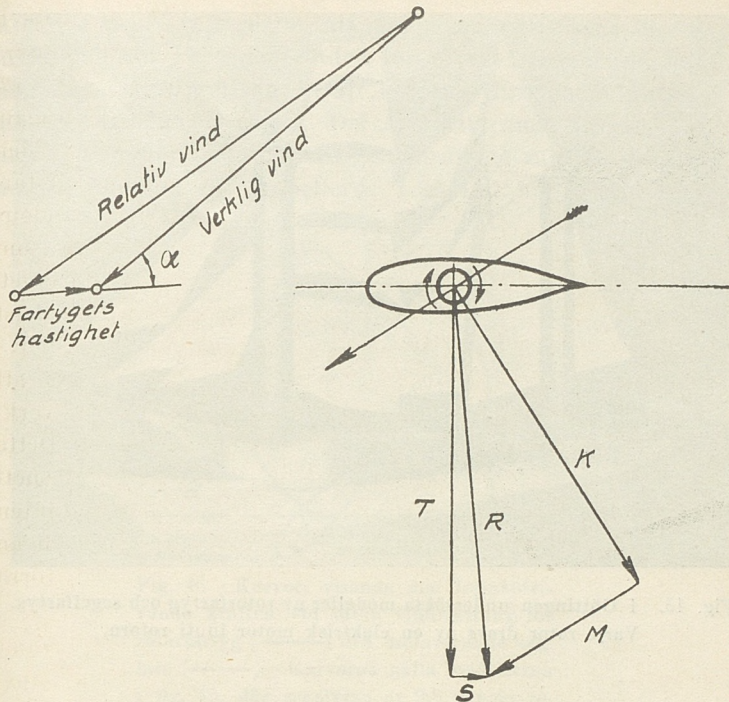


Fig. 44. Relativ vind vid snett framifrån kommande vind.
Den framåtdrivande kraften S är här liten jämförd
med krängningskraften T .

tingen genom direkta mätningar av den framdrivande kraften å två modeller av Buckau, den ena med segel, den andra med rotoror (fig. 45). Segelytan var 9,8 gånger större än rotorernas längdgenomskärningsyta. Resultatet av kraftmätningen framställs i fig. 46. Figuren skall tolkas på följande sätt. Vinkeln mellan vindpilen och färdriktningen ger vindens relativa riktning. Avståndet från den lilla cirkeln på båten till den punkt, där färdriktningen skär kurvan, ger den framåtdrivande kraften. Den hel-dragna kurvan gäller rotorfartyget och den streckade segel-

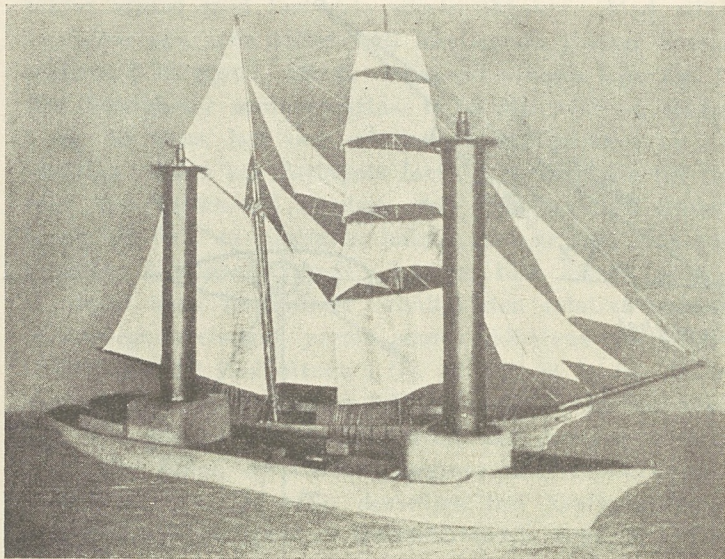


Fig. 45. I Göttingen undersökta modeller av rotorfartyg och segelfartyg. Varje rotor drevs av en elektrisk motor inuti rotorn.

fartyget. För den vindriktning, som framställs å bilden, är alltså rotorfartyget bäst. För vissa andra vindriktningar, bland annat rak medvind, är seglet bättre. För att den streckade kurvan skall gälla för seglet, fordras att det alltid är ställt på förmånligaste sätt. Härmed slarvas naturligtvis i praktiken. Det skuggade området antyder, hur långt kraften kan sjunka genom mindre god segelinställning.

I sidomotvind och även i medvind är således den framdrivande kraften på rotorfartyget relativt liten. En blick på fig. 44 visar särskilt, hur liten bråkdel av rotorkraften som verkar framdrivande i förra fallet. Men rotorernas drift fordrar likaväl samma motorstyrka. Det kan då till och med bli fråga om, huruvida man ej i detta fall skulle

få större skjutkraft genom att släppa motoreffekten direkt på propellern. Kommer vinden för mycket framifrån, har man ingen annan utväg än att kryssa. Härigenom förlänger man emellertid vägen. Det är fortfarande frågan, om man ej kommer fortare fram genom att gå rakt fram med motorn kopplad till propellern. I så fall har hjälpen av

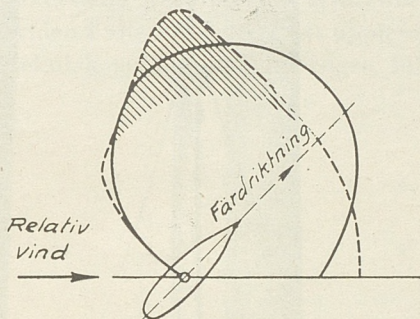


Fig. 46. Kurvor, visande den framåtdrivande kraften vid olika vindriktning för rotorfartyg (—) och motsvarande seglare (-----). Kurvorna gälla modellerna i fig. 45, där segelytan är 9,8 gånger rotorernas längdgenomskrinningsytor. Det skuggade området anger variationerna i kraften vid olika god ställning av seglen.

vinden ej täckt utgifterna. Här ligger antagligen en av rotorfartygets svagaste punkter.

Dylåka spörsmål besvaras bäst genom en tids erfarenhet. Rotorseglets kommersiella betydelse är överhuvudtaget en erfarenhetsfråga. På en resa i sidvind gör man säkert en vinst, på en resa i mer eller mindre motvind torde vinsten vara tvivelaktig, i medvind likaså. Färdas fartyget oftare i sidvind än i mot- eller medvind, överväger vinsten. Det är möjligt, att frågan genom dylåka synpunkter kan ges en meteorologisk och geografisk orientering. I våra trakter

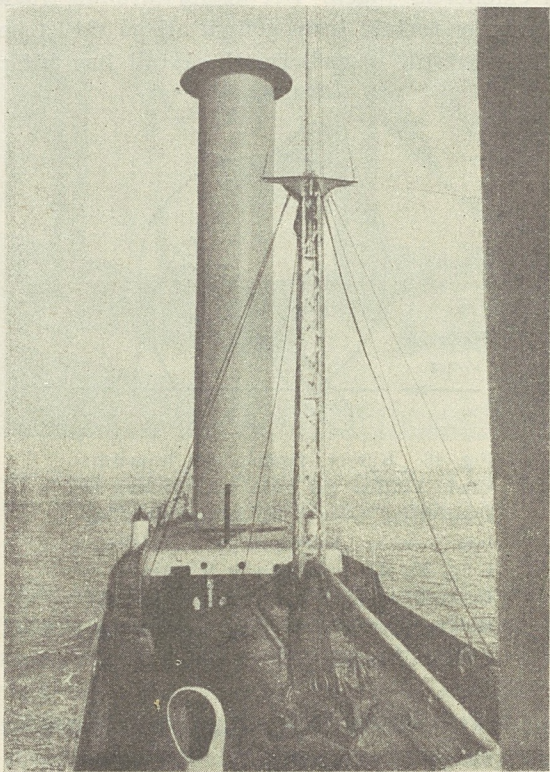


Fig. 47.

Buckaus främre rotor, sedd från kommando-
bryggan.

av jordklotet är vinden övervägande västlig. Utan tvivel äro här större vinster av ett års drift att påräkna på en nord-sydgående route än på en ost-västlig.

Under alla förhållanden kan det driftekonomiska resultatet av ett par provturer ej bli bestämmande i fråga om uppfinningens kommersiella betydelse.

Vilka kommersiella resultat än erfarenheten kommer att ge, har världen i alla händelser fått uppleva en ur vetenskaplig och teknisk synpunkt synnerligen intressant uppfinning.

LITTERATUR.

Som källor vid utarbetandet av föreliggande skrift ha anlitats huvudsakligen nedanstående skrifter, ur vilka större delen av bildmaterialet härrör:

Peter Fringsheim: Gustav Magnus (i Die Naturwissenschaften, häfte 3, 1925).

L. Prandtl: Magnus-Effekt und Windkraftschiff (i Die Naturwissenschaften, häfte 6, 1925).

Anton Flettner: Die Anwendung der Erkenntnisse der Aerodynamik zum Windantreib von Schiffen (föredrag, Werft-Reederei-Hafen, häfte 23, 1924).

Prandtl-Sonderheft av Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt, 14 Febr. 1925.

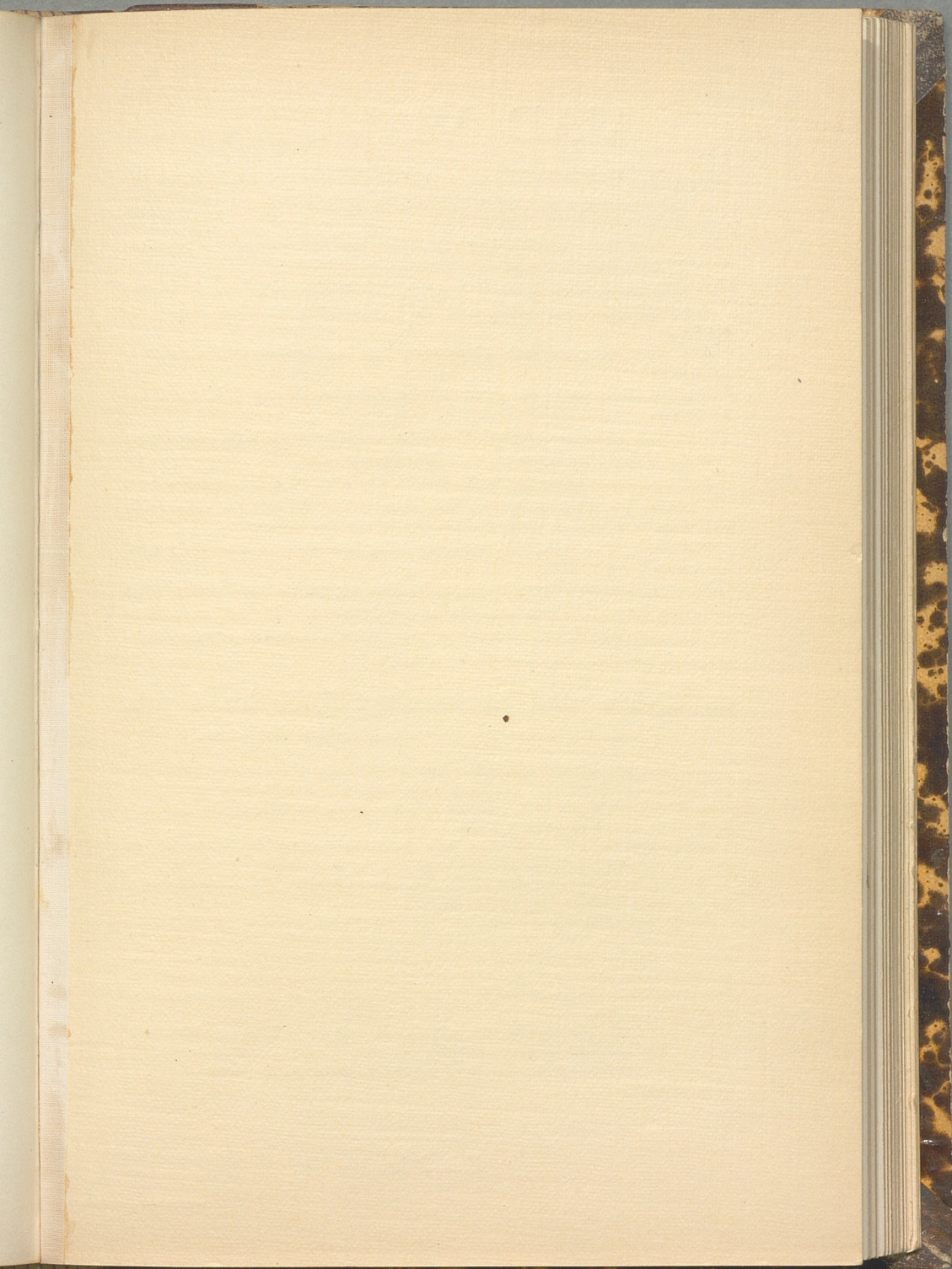
A. Betz: Der Magnus-Effekt, die Grundlage der Flettnerwalze (i Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, häfte 1, 1925).

J. Ackeret: Das Rotorschiff und seine physikalischen Grundlagen (Göttingen 1925).

Elliot G. Reid: Tests of rotating cylinders (i Flight, 8 jan. 1925).

LITTERATUR

Das Leben ist ein Kampf um die Existenz...
Die Naturwissenschaften sind die Grundlage...
Die Philosophie ist die Kunst des Denkens...
Die Geschichte ist die Aufzeichnung...
Die Kunst ist die Darstellung der Wirklichkeit...
Die Wissenschaft ist die Suche nach Wahrheit...
Die Religion ist die Suche nach dem Sinn...
Die Politik ist die Kunst des Regierens...
Die Ethik ist die Lehre vom Guten und Bösen...
Die Logik ist die Kunst des richtigen Denkens...



VAD VI VETA

NY POPULÄRVETENSKAPLIG SKRIFTSERIE I SAMBAND MED
POPULÄRVETENSKAPLIG PRISTÄVLAN.

J. A. Lindblads Förlag, Uppsala, påbörjar härmed en ny populärvetenskaplig skriftserie under ovanstående serietitel.

Början göres med översättningar av tre norska skrifter, nämligen: *Relativitetsteoriens världsbild* av professor *Harald Schjelderup*,

Materiens byggnad och atomernas inre av professor *Lars Vegard* och

Radioaktivitet och grundämnesomvandling av docent *Ellen Gleditsch*.

Även två svenska original föreligga ungefär samtidigt, nämligen:

Rotorfartyget av docent *Ivar Malmer* och

Det underbara elementet selen av fil. dr *Astrid Cleve-Euler*.

I svensk bearbetning av fil. lic. *Sten Asklöf* förberedas vidare till utgivning i 4 häften de populära astronomiska arbetena:

Vårt solsystem och Vintergatans solar av norrmanen *Sigurd Enebo*.

Förlaget ämnar i fortsättningen inrikta sig på att med serien söka införliva huvudsakligen svenska originalarbeten. För att underlätta möjligheten härtill och på samma gång främja svenskt populärvetenskapligt författarskap har förlaget utlyst

**en tävlan med sammanlagt 5,000 kr. i pris
för de tre bästa populärvetenskapliga skrifterna.**

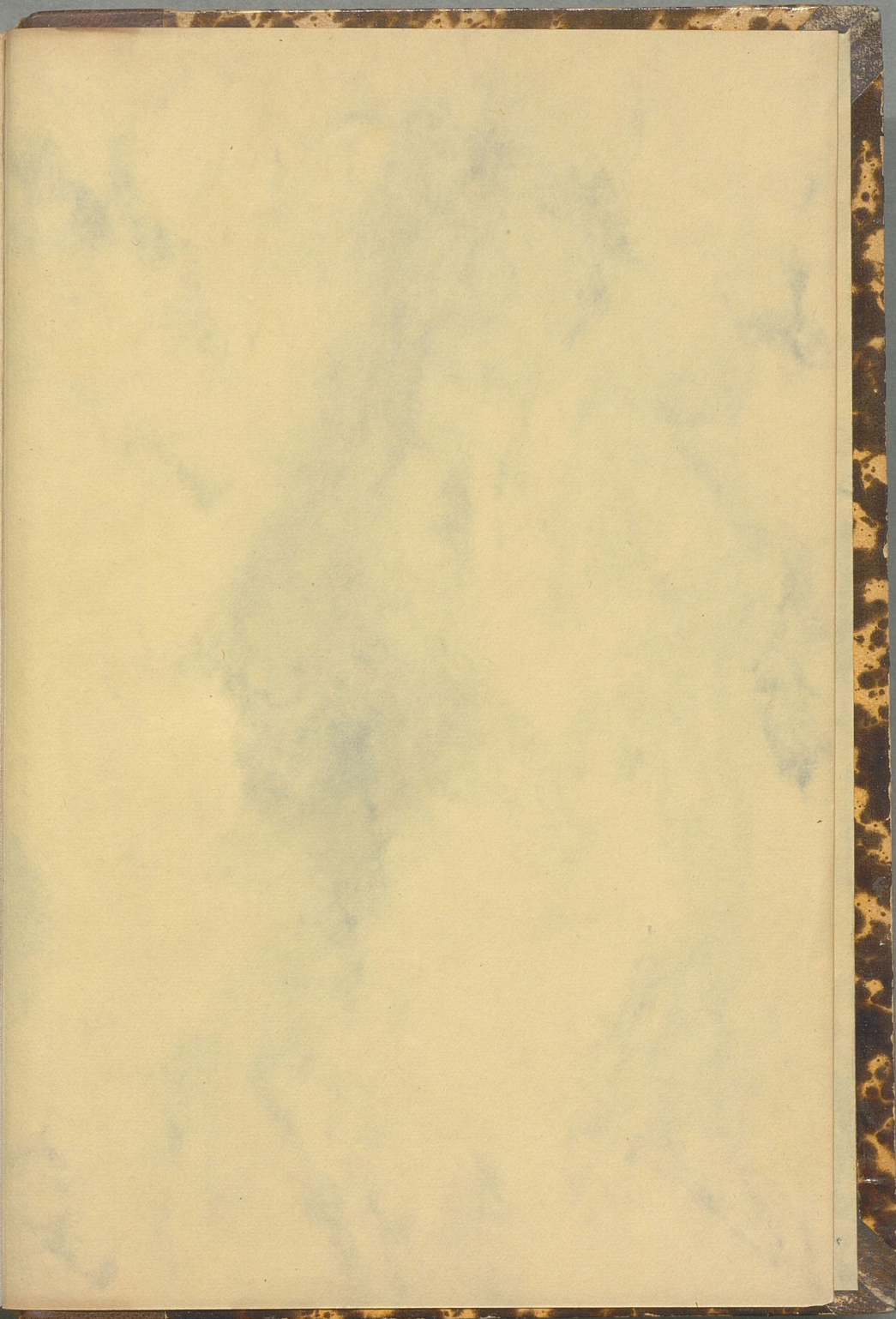
Området för denna pristävlan har begränsats till naturvetenskapliga ämnen (inberäknat medicin och teknik). Skrifternas medelomfång beräknas till 6 ark. Manuskripten skola vara insända till förlaget före den 1 december 1925.

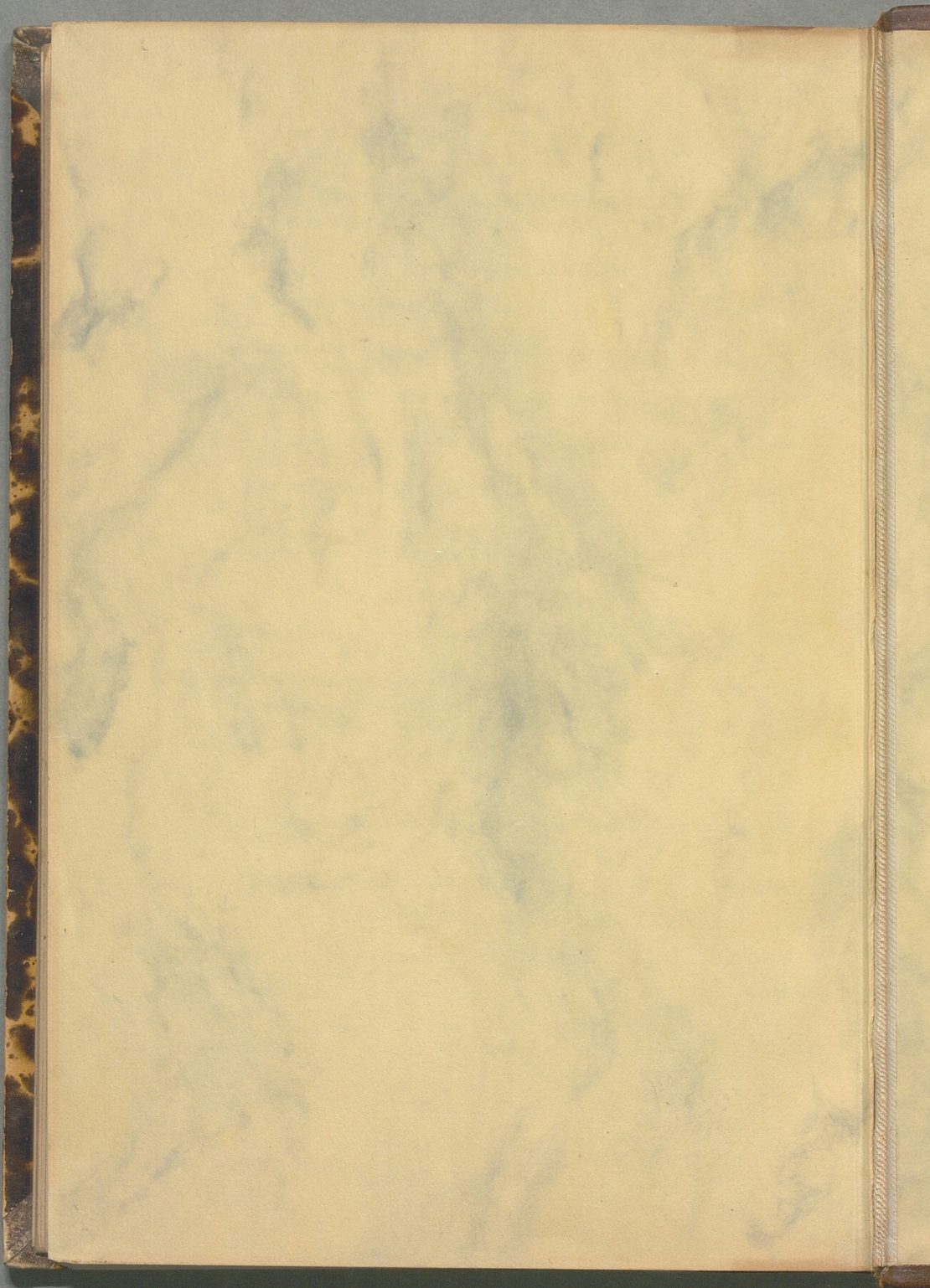
Bedömningen av skrifterna och prisutdelningen överlåtes åt en för ändamålet särskilt tillsatt nämnd, bestående av professorerna *A. G. Högbom*, *Rutger Sernander*, *N. von Hofsten*, *Östen Bergstrand* och *J. Vilh. Hultkrantz*, Uppsala.

Enligt förlagets eget förslag skall prissumman fördelas på ett *första pris* å 2,500 kr., ett *andra* å 1,500 kr. och ett *tredje pris* å 1,000 kr. Till var och en av pristagarna utgår dessutom författarhonorar. Icke prisbelönade, men av prisnämnden godkända och till tryckning rekommenderade skrifter inköpas av förlaget efter överenskommelse med författaren.

Det är förlagets avsikt att eventuellt senare utlysa en liknande tävlan för skrifter i humanistiska ämnen. Närmare bestämmelser angående pristävlan meddelas i cirkulär, som på begäran erhålles från förlaget.

Pris 2 kr.







Kungl. biblioteket, Stockholm



50001

000 108 234

www.books2ebooks.eu