

# Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

---

František Boček

Školní pokusy o dynamice letu

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 66 (1937), No. 4, D190--D199

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/123399>

## Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1937

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

$$x = \frac{x' d_A}{x' + d_A} = \frac{z f d_A}{z f + d_A \Delta}. \quad (7)$$

$x'$  v této rovnici je vzdálenost vypočtená podle vzorce (6), tedy bez ohledu na okolnost, že vztážný bod je v konečnu.

Příklad: Vzdálenost kostela. Vztážný bod: vrchol hory ( $d_A = 3,45$  km).  $f = 10,5$  cm,  $z = 15$  m.  $\Delta = 0,2$  cm.  $x' = 10,5z : 0,2 = 788$  m.  $x \doteq 640$  m.

Obě fotografie, pořízené z koncových bodů základny, jeví při pozorování ve stereoskopu efekt stereoskopický. Ježto normální plastické zření má svůj původ v tom, že obrázky v obou očích jsou odlišné následkem 6.5-centimetrové vzdálenosti obou očí, bude plastičnost naší dvojice, pořízené ze základny větší, přehnaná. Dá se ukázat, že obrázky předmětů, pořízené ze základny mající délku 6,5  $n$  cm, a pozorované normální oční dvojicí, jeví plastičnost takovou, jaká odpovídá předmětům  $n$ -krát bližším. Poněvadž pak úhlová velikost zůstává zachována, objeví se při pozorování těchto obrázků obyčejným stereoskopem zajímavý úkaz. Předměty zdají se  $n$ -krát zmenšeny, obrázky budí zdání miniaturního modelu krajiny. Zatím co plastické zření normální oční dvojice končí se ve vzdálenosti asi 450 m, bude mez plastického rozlišování jmenovaných obrázků  $n$ -krát vzdálenější. Objeví se tedy, na př. i vzdálenější detaily zvlněného terénu plastycky.

Stereoskopická měření vzdáleností jsou vhodnou příležitostí k tomu, abychom poučili žáky poněkud o dálkoměrech a moderních způsobech mapování. To vše zasahuje však již do jiné oblasti, a nebudiž proto na tomto místě podrobněji rozváděno.

## Školní pokusy o dynamice letu.

František Boček, Praha.

(Poznámky k souboru přístrojů Fysmy.)

Podal-li jsem svého času na tomto místě stručný nástin pokusů pro vysvětlení podstaty letu; stalo se tak z části na podkladě zkušeností, jež jsem získal improvisací příslušných pomůcek. Do té chvíle totiž neexistovaly výrobky původu tuzemského. — Proto považuji objevení se přístrojů Fysmy za čin velmi chvályhodný, který přichází včas, neboť cizina nás (s výjimkou Francouzů, kteří začínají o této věci referovati) hodně předběhla. Solidnost a velmi levná cena proti výrobkům cizím bude jistě rozšíření souboru prospívati.

Proberu nyní po řadě jednotlivé části kolekce, a při tom vyložím pokusy a měření, která lze s nimi konati.

Podstatnou částí je především vzdušný tunel, jenž vyrábí homogenní proud vzduchu pomocí čtyřramenné vrtule, pohánené motorem na střídavý proud. Obrátky a tím i rychlost proudu řídí se posuvným neostatem. Rychlost se určí, jak dále vysvětlím, velmi jednoduše a rychle Prandtlovou trubicí a mikromanometrem. Tunel sám je otáčivý, takže můžeme vrhnouti vzdušný proud jakýmkoli směrem.

Požadavky kladené na proud, v němž se konají aerodynamická měření, jsou následující:

1. proud musí být hladký, to jest bez vírů;
2. má býti homogenní, což jest tenkrát, jestliže ve všech místech řezu kolmého k jeho směru, je rychlost i tlak stejný. Proudové čáry mají tedy býti paralelní a aequidistantní.

O tom, jak dalece jest tato podmínka splněna, přesvědčíme se pomocí zkoušeče, obdélníkové plošky, otáčivé kolem střední příčky. Vkládáme jej do proudu tak, aby jeho osa byla rovnoběžná s proudovými čarami. Vyskytnou-li se víry, tedy se zkoušeč otáčí, na příklad na okrajích proudu, nebo v prostoru za tělesem v proudu umístěným.

Pokusy, které můžeme s tunelem a příslušnými přístroji prováděti, osvětlují názorně zákony o proudění vůbec a seznámí nás nadto se silami, jež působí na letadlo těžší vzduchu. Nebyl by však tento soubor dokonalý, kdyby nenásledovalo, třeba později, také zařízení pro projekci vírových oblastí, což patří rozhodně k nejkrásnějším a nejpoučnějším experimentům aerodynamiky. Jako poslední dodatek chystá Fysma modely letadel, na nichž — volně zavěšených v proudu — bude moci žák studovati všechny funkce kormidlovacích zařízení.

Nyní se obrátím k popisu jednotlivých pokusů a základních měření a připojím stručný teoretický výklad. A to v tom pořádku, jak si představuji, že by se mělo metodicky postupovati.

### Odpor prostředí.

Odpor prostředí jest souhrn sil (tlak, ssání, tření, indukovaný odpor), jež vznikají při pohybu těles v prostředí a jsou namířeny proti pohybu. V případě, kdy se provádí měření těchto sil tak, že těleso je v klidu, kdežto prostředí v pohybu, mluvíme o odporu tělesa. Velikost odporu jest dána známým vzorcem

$$P = k \frac{s}{2} qv^2 \dots \text{kg.}$$

kdež v jednotkách statických značí  $q$  m<sup>2</sup> čelnou plochu (řez) tělesa,  $v$  m/sec rychlost proudu,  $s$  kg/m<sup>3</sup> hustotu vzduchu (hmo-

tu v  $1 \text{ m}^3$ ; jelikož  $1 \text{ m}^3$  vzduchu váží  $1,3 \text{ kg}$ , je hmota v míře statické  $\frac{1,3}{g} = \frac{1,3}{10} \doteq \frac{1}{8}$ ,  $k$  je koeficient odporu, jehož hodnota záleží zhruba na tvaru tělesa. U nosné plochy letadel počítá se  $q$  jako součin její délky a šířky.











Abychom mohli hořejší vzorec ověřiti, potřebujeme k tomu sádku odporových těles a příslušné vážky. Tyto jsou tak konstruovány, že lze jimi měřiti síly vodorovné (odpory) i vertikální (vztlaky). Především vysvětlím, jak si máme počínati při jejich eventuelní kalibraci. Nasadíme je na stativ tak, aby spirála  $s$  byla svislá (obr. 1). Na otáčivou páku nasadíme kruhovou deštičku, vyvážíme ji posuvným závažím  $z$  tak, aby červené šipky byly přesně proti sobě. Nyní klademe do středu deštičky postupně závaží  $1, 2 \dots g$  — a dlouhé rameno  $P$  stáčíme, až červené šipky stojí poznovu naproti. K šípce na oblouku připišeme příslušný počet gramů. Chceme-li měřiti odpory a vztlaky, nasadíme vážky na stativ poznovu tak, aby mohly zaujmouti jednu polohu podle obr. 2 (pro odpory), po otočení o  $90^\circ$  polohu 3 (pro vztlaky).

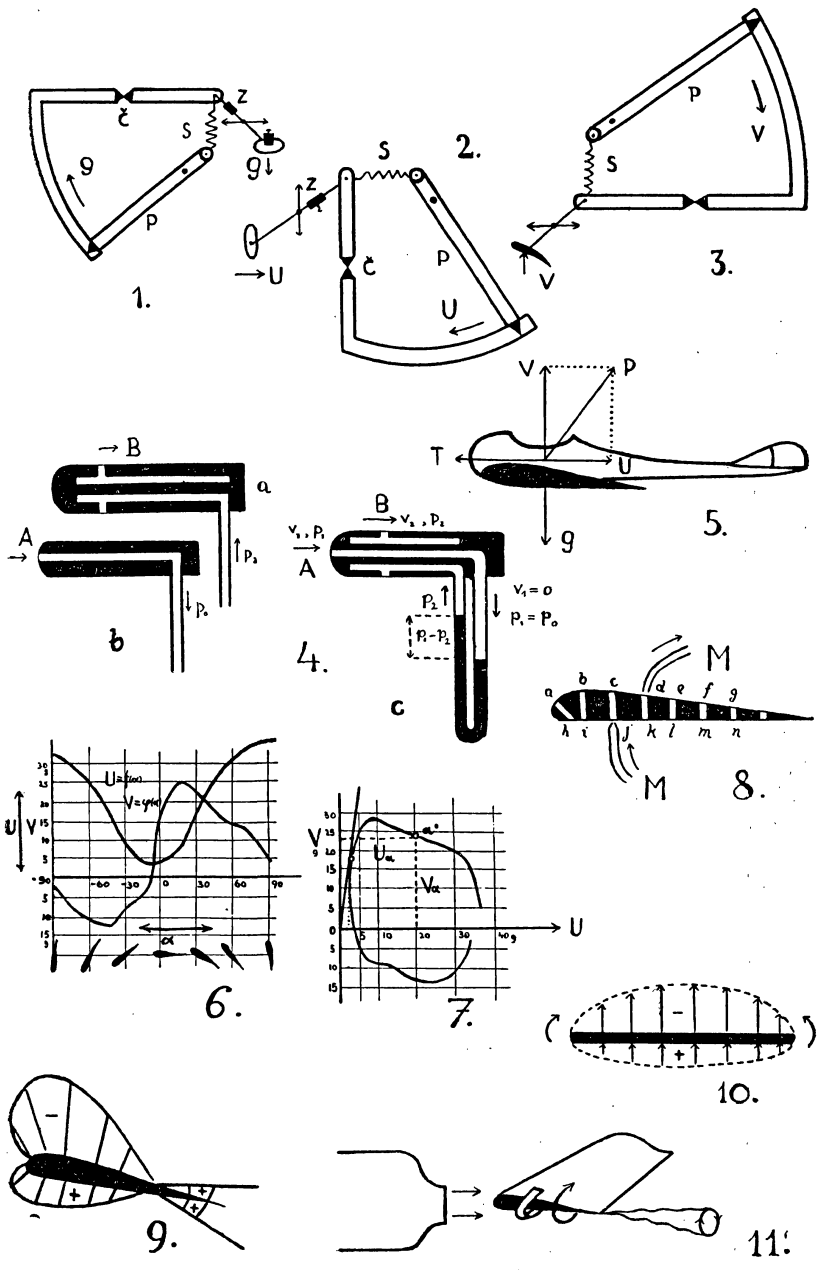
### Měření odporu a jeho závislosti.

Nasadíme na vážky v poloze obr. 2 tyčinku s kruhovou deštičkou. Dále si vystříhneme z kartonu deštičku dvojnásobného obsahu a pak ji na prvou přilepíme. Zkoumáme především závislost odporu na ploše, a to pro různé rychlosti. Ukáže se, že odpor skutečně je přímo úměrný ploše (dvojnásobná plocha má při téže rychlosti dvojnásobný odpor). Naproti tomu při téže ploše roste se čtvercem rychlosti. Zde postačí měřiti odpor tenké tyčinky nasazené do vážek, jednou při proudu  $v = 10 \text{ m/s}$ , po druhé  $v = 20 \text{ m/s}$ . Závislost odporu na hustotě prostředí ovšem svými prostředky dokázati nemůžeme, za to lze určití hodnotu faktoru  $k$  pro různé tvary v proudu vzdušném ( $s = \frac{1}{8}$ )

$$c = \frac{16P}{qv^2}.$$

Závislost odporu na tvaru těles rotačních ukazuje následující tabulka, kde jsou odpory seřazeny sestupně:

$v \text{ m/sec} \rightarrow$	$P_g$	$k$	$v \text{ m/sec} \leftarrow$	$P_g$	$k$
	22,5	1,6		5,4	0,38
	13	0,92		4,5	0,32
	10	0,71		3	0,21
	8,5	0,6		2,5	0,18
	6,4	0,42		1	0,07



Odpor páky  $z$ , která nese tělesa, třeba ode všech hodnot odečísti. Hodnoty  $k$  nesouhlasí ovšem zcela s výsledky přesného badání. Příčinu uvedu později.

Pozorujeme zde zvláště důležitý případ tělesa nejmenšího odporu a seznáváme, že u tohoto tělesa, postaveného ostrou částí proti proudu, je odpor více než dvojnásobný. Vysvětlení tohoto zjevu podávají další pokusy, jež nás poučují o vzniku vírů kolem tělesa a za ním a o ssavém jich účinku. Vložíme-li plamenovou sondu (krátká mosazná trubička, na konci zahnutá v pravém úhlu, připojená hadicí na plyn) do vzdušného proudu tunelu, plamen jde směrem proudových čar — jakmile jej zastíníme deštičkou, obrací se prudce zpět do prostoru za ní. Místo plamene můžeme za deštičku vložit korouhvičku. Krásnější a poučnější jsou ovšem projekce těchto vírových oblastí.

Dlužno připomenouti, že i nejpečlivěji získaná měření na malých tělesech nejsou v úplné shodě s výsledky získanými ve velkých tunelech. Platí totiž zajímavý Reynoldsův zákon podobnosti pro odpory podobných těles, ale různé velikosti. Podle Reynoldse mají 2 podobná tělesa jen tehdy týž koeficient  $k$ , jestliže pro obě jsou stejná t. zv. Reynoldsova čísla

$$R = \frac{\text{rychlost} \times \text{délka} \times \text{hustota prostředí}}{\text{vazkost}}$$

$$= \frac{v \times l \times s}{\eta},$$

kde značí  $v$  rychlost,  $l$  délku tělesa,  $s$  hustotu prostředí,  $\eta$  vazkost. Podle tohoto zákona jsou tedy činitele  $k$  podobných těles různé délky v témž prostředí jen tehda stejní, když rychlosti jsou v obráceném poměru délek (aby součin  $v \cdot l$  byl tedy stejný). Jen v takovém případě jest proudění kolem těles geometricky podobné a odpory úměrné.

Poněvadž naše odporová tělesa jsou malá, musili bychom vlastně vystupňovati rychlost proudu do hodnot nedosažitelných, abychom obdrželi hodnoty  $k$  odpovídající velkým rozměrům. Nicméně výsledky docílené u malých těles malými rychlostmi liší se často od správných jen málo. V praxi je ovšem důležité, aby přesnost měření byla co největší. Proto se v poslední době jeví snaha budovati aerodynamické tunely v takových dimensích, aby se v nich daly umístiti modely nosných ploch či celá letadla ve skutečných velikostech.

### Zákon Bernoulliův.

Tento zákon vyjadřuje závislost mezi tlakem a rychlostí. Práví prostě, že součet statické a kinetické energie proudícího

prostředí je v každém místě stálý. Na př. každý  $\text{m}^3$  vzduchu proudícího má jednak energii statickou, jelikož jest pod určitým tlakem — má také energii pohybu, poněvadž má jako hmota rychlost. Avšak statická energie plynu, připadající na  $1 \text{ m}^3$  měří se obvykle v  $\text{kgm}$ , jest tedy  $\text{kgm}/\text{m}^3$ , což jest prostě tlak  $\text{kg}/\text{m}^2$ , t. zv. statický tlak, jenž se měří přímo manometrem. Pohybová energie  $1 \text{ m}^3$  vzduchu je pak  $\frac{1}{2}sv^2$ , kde  $s = \frac{1}{8}$ . Platí tedy, že celková energie  $1 \text{ m}^3$  jest

$$p + \frac{1}{2}sv^2 = p_0 = \text{konst}$$

aneb pro různá místa proudu

$$p_1 + \frac{1}{2}sv_1^2 = p_2 + \frac{1}{2}sv_2^2 = \dots$$

Kdybychom chtěli určit statický tlak  $p$ , (lépe řečeno napětí) obyčejným manometrem, musil by se tento manometr pohybovati současně s prostředím (aby se doň vzduch nehrnul a aby se tedy neprojevoval účinek energie pohybové). Užijeme-li však manometru jako je sonda tvaru vyznačeného obr. 4a, můžeme ji vkládati přímo do proudu, neboť otvory jsou rovnoběžné s proudovými čarami, nenastává hromadění a sonda ukáže přesně statický tlak  $p$ .

Naproti tomu Pitotova roura, postavená do proudu (obr. 4b), určuje zřejmě úhrnný tlak  $p_0$  proudu, neboť v ní se hromadící plyn působí jak napětím tak kineticky.

Kombinací obou těchto sond vzniká Prandtlova trubice (obr. 4c), která okamžitě udá staticky rozdíl úhrnné energie a napětí, tedy energii kinetickou. Platí totiž pro místa  $A$  resp.  $B$

$$p_1 + \frac{1}{2}sv_1^2 = p_2 + \frac{1}{2}sv_2^2 = p_0.$$

V pravém rameni proudění se zarazí, takže  $v_1 = 0$ , manometr ukáže úhrnnou energii  $p_1 = p_0$ , v levém rameni ukáže se napětí statické, a sice podtlak  $p_2$ , tedy

$$p_1 = p_2 + \frac{1}{2}sv^2,$$

$$v = \sqrt{\frac{2(p_1 - p_2)}{s}},$$

kdež  $p_1 - p_2$  jest rozdíl, jež ukáže manometr spojený s  $p_1, p_2$ . Pro vzduch, jelikož  $s = \frac{1}{8}$ , jest  $v = 4\sqrt{p_1 - p_2}$ .

Měření rychlosti provádí se tedy prostým vložením Prandtlovy trubice do proudu a pozorováním diference u mikromanometru.

Příklad: Mějmež rameno mikromanometru skloněno pod úhlem  $\alpha = 30^\circ$  od horizontály. Spojíme sondu s manometrem a vložíme ji do proudu. (Kapalina v úzké trubičce ukazuje na

20 mm.) Nato zesilujeme proud vzduchu tak, až vzroste rozdíl o 50 mm, tedy na 70 mm. Tedy  $p_1 - p_2$  měřeno vertikálně jest 25 mm. I jest rychlost

$$v = 4\sqrt{25} = 20 \text{ m/sec.}$$

Pamatujme, že  $p_1 - p_2$  je zde udáno v mm vody, a že 1 mm vody na ploše  $1 \text{ m}^2$  je tlak  $1 \text{ kg/m}^2$ .

Chceme-li docílití rychlost na příklad 16 m/sec, tedy ji zařídíme tak, aby manometr ukázal rozdíl 32 mm (16 mm svisle), a poznamenáme u příslušné polohy kontaktu bílou barvou. Tak můžeme si stupnici rychlosti vyznačiti na reostatu jednou pro vždy (za předpokladu, že napětí proudu v síti je vždy totéž).

Jiný způsob jak určití rychlost proudu spočívá na užití věty o rovnosti impulsu a hybnosti. Uvedme tunel do svislé polohy a vložme do proudu vodorovně desku z lepenky značně většího obsahu než otvor tunelu (asi  $30 \times 30 \text{ cm}$ ), načež ji zatížíme tak, až se vznáší. Přidržíme ji při tom lehce rukama. Pak platí, je-li celková váha desky a závaží  $G \text{ kg}$ , otvor tunelu  $q \text{ m}^2$ , hustota vzduchu  $s = \frac{1}{8}$ ,

$$G = qsv^2$$

odtud

$$v = \sqrt{\frac{G}{qs}}$$

Vysvětlení je snadné, myslíme-li si pochod opačný, že totiž zatížená deska klesá účinkem síly  $G$  svisle rychlostí  $v$  v klidném vzduchu. Pak totiž síla  $G$  způsobí, že v době 1 sec. odchýlí se stranou (o  $90^\circ$ ) hmota vzduchu  $qsv$  rychlostí  $v$ , tedy

$$G \cdot 1 = (qsv) \cdot v.$$

Příklad:  $G = 0,32 \text{ kg}$ ,  $q = 78,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ ,  $s = \frac{1}{8}$ , pak  $v \doteq \doteq 20 \text{ m/sec}$ .

### Podstata létání těles těžších vzduchu.

Postavíme-li tunel do polohy asi  $45^\circ$ , zůstane zatížený balonek v proudu vzduchu viseti. Po přerušení proudu klesá. Tento pokus ukazuje tedy, že i tělesa těžká mohou se vznášeti dynamickým účinkem proudícího vzduchu. Dáme-li ruku nad balonek, pozorujeme, že se balonek blíží k tunelu — po vzdálení ruky opět stoupá. Rukou totiž rušíme pravidelný chod čar nad balonkem a tím porušujeme ssání — vztlak.

### Nosná plocha letadla.

O tom, jak vzniká vztlak u nosných ploch, jsou povětšinou nesprávné názory.



Poučné jsou následující pokusy, jež si můžeme sami improvizovati.

1. Rovná deska nasazená na vážky, postavená paralelně s proudem (úhel náběhu  $\alpha = 0$ ) nejeví vůbec vztlak.

2. Vyklenutá plocha jeví vztlak, i když úhel náběhu je nula.

3. Upevníme na vážky a do proudu vložíme nosnou plochu, opatřenou děleným kruhem k stanovení úhlu náběhu. Ukazuje se, že vzniká vztlak, jehož velikost závisí na úhlu náběhu.

4. Ukážeme na Venturiho trubici, že v části zúžené, kde se rychlost zvyšuje a tedy proudové čáry houstnou, jeví se podtlak proti místům menší proudové rychlosti. — Zcela ve smyslu Bernoulliho věty — zvýšení pohybové energie děje se na útraty energie statické — a naopak. Sem patří ovšem i projekce proudění.

Z těchto pokusů plyne:

Na horní straně nosné plochy se proudové čáry zhušťují, rychlost vzrůstá — vzniká podtlak — ssání vzhůru. Na spodní straně plochy panuje naproti tomu přetlak v důsledku zmenšené rychlosti.

Podtlak nahoře i tlak na spodní straně plochy ukáže se také pomocí manometru, o čemž se zmíním dále.

Tím je zjištěno, že na plochu letadla působí v témž smyslu dvě síly, zdola tlak — nahoře ssání — obě se sčítají v úhrnnou sílu  $P$ , která působí v jistém tlakovém středu  $s$  a má směr šikmo vzhůru (obr. 5).

Tuto sílu rozkládáme na dvě složky:  $U$  (užitkový odpor),  $V$  (vztlak), jež oboje můžeme proměřovati v závislosti na úhlu náběhu. Velmi poučné jest sestavovati výsledky měření v diagramy. Úhel náběhu nanášíme na  $X$ , odpor  $U$  a vztlak  $V$  na osu  $Y$  (obr. 6). Z diagramů uvidíme, že

1. největší odpor rovné i klenuté plochy je při  $\alpha = \pm 90^\circ$ ;
2. vyklenutá plocha má i při  $\alpha = 0$  značný vztlak;
3. největší vztlak kladný je při určitém úhlu  $\alpha$  kladném;
4. největší vztlak záporný při urč. negativním úhlu  $\alpha$  (kol  $45^\circ$ );
5. žádný vztlak není při určitém negativním úhlu  $\alpha$ ;
6. pozitivní vztlaky jsou větší pro úhly kladné než pro úhly negativní. Při  $\alpha = \pm 90^\circ$  je vztlak roven nule.

### Pokusy s balonky.

Velmi zajímavé a instruktivní jsou jiné pokusy s balonky:

$\alpha$ ) Postavíme na příklad tunel svisle a pokryjeme jeho ústí lepenkou, v níž je vyříznut kruhový otvor (asi 4 cm průměru).

Zařídíme rychlost tak, aby se celuloidový míček (stolní tenis) vznášel. Přiblížíme-li k míčku otvor další trubice (sklo, papír), proletí míček náhle trubicí. Ukazujeme tímto pokusem, že rychlost proudu přenáší se do vzdálenosti daleko větší, nemůže-li se proudící vzduch rozpínati. Neboť u volného ústí následkem rozpínatosti ztrácí valnou část své energie a rychlosti rychle ubývá.

$\beta$ ) Opakujeme totéž, jenom že přiblížíme ke vznášejícímu se míčku svisle desku. Zdviháme-li desku, stoupá i míček. Neboť vzduch v mezeře mezi míčkem a deskou nabývá větší rychlosti — vzniká podtlak, který přidržuje míček u stěny.

$\gamma$ ) Balonek tvaru elipsoidu zaujme v proudu polohu maximálního odporu, podélnou osou napříč proudem.

$\delta$ ) Vrháme-li proud proti svislé stěně (desce) tedy se balonek opět volně před stěnou vznáší. Proud vzduchu stáčí se za balonkem o  $90^\circ$  vzhůru, zvětšuje svoji rychlost — takže vzniká ssání vzhůru.

Jest ještě celá řada jiných pokusů, na př. pro Magnusův efekt, leč uvedené jistě postačí.

Ještě přehlednější jsou diagramy t. zv. polár. Sestrojíme je tak, že na osu  $X$  nanášíme odpory  $U$ , na  $Y$  vztlaky  $V$  a sice pro různé úhly náběhu (obr. 7). Ke každé dvojici  $V, U$  připišeme úhel  $\alpha$ .

Úhlu  $\alpha = 50^\circ$  odpovídá na př.  $V = 17$  g,  $U = 22$  g. V praxi jest však žádoucí, abychom docílili maximálního vztlaku při nejmenším odporu. A tento případ udá polární diagram, jestliže vedeme s počátku k poláře tečnu. Pak souřadnice tečného bodu  $T$  udávají maximální vztlak  $V = 16,5$  g, při minimálním odporu  $U = 2$  g. Různé profily dávají ovšem různé poláry. V ústavech vojenských pak se zkoušejí tímto způsobem, ovšem také s náležitým zřetelem k jejich pevnosti. Letec-akrobat používá na př. profilů takových, jež i při letu naznak vyvinují značný vztlak bez ohledu na hospodárnost motoru. Dopravní letadlo klade opět důraz na hospodárnost, stihací na rychlost, těžké letadlo na únosnost.

### Rozdělení tlaku napříč plochy.

K zjištění jeho užijeme modelu nosné plochy, opatřeného řadou otvorů, rozdělených podél hloubky její (obr. 8). Vkládáme krátkou, kovovou trubičku, spojenou s mikromanometrem do jednotlivých otvorů. Připojení na  $d$  měří tlak u  $k$ , připojení na  $j$  měří podtlak u  $c$  atd.

Prosondujeme-li takto celý profil, můžeme sestaviti opět poučný obrázek o tlacích a podtlacích v jednotlivých částech plochy pro různé úhly náběhu (obr. 9).

## Rozdělení tlaku podél nosné plochy.

Zjistí se podobně, spojíme-li s manometrem postupně řadu otvorů navrtaných po délce plochy. Ukazuje se, že ssání ( $-p$ ) a tlak ( $+p$ ) je rozložen podle obr. 10. Z toho též plyne, že na okrajích ploch vznikají okrajové víry, neboť vzduch přichází z míst většího tlaku na místa podtlaku (t. zv. induktivní odpor letadla). Důkazy nití, nebo přilepeným papírovým proužkem (obr. 11).

Jak viděti, poskytuje dynamika letu v pokusech mnoho poučení, ačkoliv ještě zdaleka nejsou zde vyčerpány všechny možnosti. Myslím, že nikdo nemůže ničeho namítati, jestliže učitel věnuje z mála času, který má k dispozici, větší částku uvedeným pokusům, třeba na úkor některých méně důležitých partií fyziky. Jsou to věci časové, a co více, významné svojí realností.

---

## Několik pokusů fyzikálních.

Josef Zahradníček, Brno.

### Ohyb světla na plošných mřížkách.

Je-li  $d$  konstanta mřížky, t. j. vzdálenost dvou sousedních vrypů,  $\alpha$  úhel dopadu,  $\beta$  úhel ohybu, čítaný od normály mřížky, vzniká ohybem  $k$ -té maximum na místě, pro které je splněna podmínka

$$d (\sin \alpha \pm \sin \beta) = k\lambda.$$

Při tom platí znaménko  $+$ , jsou-li oba paprsky dopadající i ohýbající se, po téže straně normály mřížky, znaménko  $-$  v případě druhém. Pro malé  $k$  ( $= 1, 2, 3 \dots$ ) a kolmý dopad ( $\alpha = 0$ ) musí býti konstanta mřížky  $d$  řádu délky vlny, na př. 1/100mm nebo méně. Při šikmém dopadu světla na mřížku dostáváme ohybový zjev i při dosti velkém  $d$ , je-li rozdíl  $\sin \alpha - \sin \beta$  dostatečně malý. A tato podmínka dá se splniti i při  $d$  řádu milimetru. Tak na př. drátěnou mřížku vytvořenou tak, že na obdélníkový rámeček 10 cm  $\times$  6 cm navineme rovnoběžně drát 0,2 mm průměru ve vzdálenostech 1/2 mm, postavíme šikmo na stoleček na optické lavici a osvětlíme štěrbinou, jako tomu bývá u optické mřížky. Drátěná mřížka je postavena za spojnou čočkou, kterou jsme zobrazili štěrbinu na stínítku, nejlépe z matného skla nebo průsvitného papíru, postaveném ve vzdálenosti asi 2—3 m od mřížky. Mřížku stáčíme šikmo ke směru paprsků a snadno najdeme polohu, od které počínajíc objevuje se na stínítku ohybové