

Základy letu pro využití VR simulátoru

Studijní materiál

doc. Ing. Vladimír Němec, Ph.D., prof.h.c.

Ing. Petr Mrázek, Ph.D.

Ing. David Řeha



1. Základy letu

1.1 Aerodynamika

Mezinárodní standardní atmosféra – MSA

Atmosféru tvoří v oblasti standardních letových hladin, tj. do výšky cca 11km (tzv. troposféra obsahující 75% celkové hmoty ovzduší), směs plynů zastoupená z 78% dusíkem, 21% kyslíkem a 1% zbytkem obsahující oxid uhličitý, vodní páry a inertní plyny. Tato část atmosféry je charakteristická tvorbou počasí, které se projevuje změnami teplot, tlaků, vlhkosti a prouděním (vítr, poryvy, turbulence). Povětrnostní změny teplot a tlaků jsou obecně závislé na poloze, ročním a denním období.

Aby bylo možné srovnávat letové výkony a vlastnosti za různých atmosférických podmínek, je nutné specifikovat jednoznačnou závislost stavových parametrů vzduchu (hustota, teplota a tlak) s výškou. Tyto závislosti jsou rovněž nutné pro jednotnou výpočtovou bázi aerodynamických sil, letových výkonů a vlastností.

MSA vychází z průměrných hodnot teploty, tlaku a hustoty na hladině moře ve středních zeměpisných šířkách:

$$t_0 = 15 [^{\circ}\text{C}] = 288,2 [K] \quad (1.1)$$

$$p_0 = 1,014 \cdot 10^5 [\text{Pa}] = 0,1014 [\text{MPa}] = 145 [\text{psi}] = 1,033 [\text{at}] \quad (1.2)$$

$$\rho_0 = 1,225 [\text{kg/m}^3] \quad (1.3)$$

a průměrné změny teploty s výškou, která v troposféře odpovídá lineárnímu poklesu 6,5[°C] na 1km. Zavedením modelu MSA jako ideální plyn v klidovém stavu lze použitím stavové rovnice a statické rovnováhy tíhových a tlakových sil atmosférického sloupce získat vztahy pro změny tlaku p a hustoty ρ s výškou h :

$$p = p_0 \left(1 - \frac{0,0065}{288} h \right)^{5,256} \quad \dots h[\text{m}] \quad (1.4)$$

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{0,0065}{288,2} h \right)^{4,256} \quad \dots h[\text{m}] \quad (1.5)$$

Z uvedených vztahů vyplývá, že ve výšce $h=10\text{km}$ poklesne teplota v atmosféře v průměru o 65°C tj. na -50°C, atmosférický tlak se sníží asi o 3/4 (na 26%) a hustota přibližně o 2/3 (na 34%).

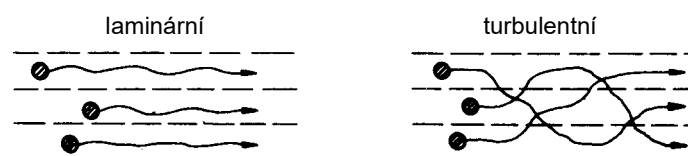
Obdobně jako pro troposférickou část atmosféry jsou modelovány tlakové a hustotní změny i pro vyšší vrstvy na základě specifických změn teplot s výškou v dílčích vrstvách (např. do výšky 25km se teplota nemění – izotermický charakter, nad touto výškou naopak teplota do výšky asi 46km stoupá).

Vazkost

Tekutinu (kapaliny i plyny) si lze představit jako soubor tvarově nedefinovaných, malých poddajných částic, které jsou vzájemně v kontaktu bez jakýchkoli mezer. Při proudění, kdy se tyto částice vůči sobě posouvají, vznikají, analogicky jako při styku vzájemně se pohybujících pevných těles, mezi jednotlivými částicemi síly, které brání těmto vzájemným pohybům – tzv. vazkost. Vazkost zásadním způsobem ovlivňuje proudění v okolí obtékaných těles a tím i jejich aerodynamické charakteristiky (vztlak, odpor, momenty,...).

Laminární a turbulentní proud

Podle toho, zda-li se jednotlivé částice pohybují paralelně po svých drahách, nebo kolem své základní dráhy oscilují do sousedních drah, vytváří proud buď tzv. laminární, nebo turbulentní strukturu – viz schéma na obr. 1.1.

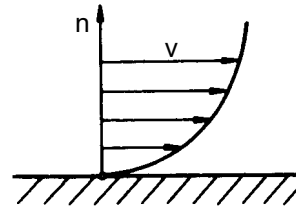


Obr. 1.1 Laminární a turbulentní struktura proudu

Čím je rozdíl v rychlosti Δv mezi jednotlivými vrstvami větší, tím je větší i třecí napětí mezi těmito vrstvami. Při laminárním proudění je toto napětí přímo úměrné změně rychlosti mezi vrstvami:

$$\tau = \mu \frac{\Delta v}{\Delta n} \dots \text{přírůstek rychlosti } \Delta v \text{ na úseku } \Delta n$$

ve směru n kolmo k rychlosti



Obr. 1.2 Třecí napětí v laminárním proudě

Konstanta úměrnosti μ na obr. 1.2 se nazývá dynamická viskozita a tato fyzikální konstanta je u laminárního proudění závislá pouze na teplotě (u plynů, tj. i vzduchu, s teplotou roste).

U turbulentního proudění je vyjádření viskozity komplikovanější, neboť, na rozdíl od laminárního proudění závisí i na rychlosti a není tak pouhou fyzikální konstantou proudění. Pro dynamickou viskozitu turbulentního proudění se proto zavádějí různé poloempirické turbulentní modely.

Laminární proudění vykazuje menší třecí odpory při obtékání těles než turbulentní proud. Výskyt laminárního proudění je méně časté než turbulentní, neboť vyžaduje specifické podmínky pro jeho generování a zejména udržení v určitém oblasti proudového pole. Při obtékání těles (např. leteckého profilu) laminární proudění v náběžné části přechází vždy po určité vzdálenosti do turbulentního proudění a obtékání má tak kombinovaný charakter.

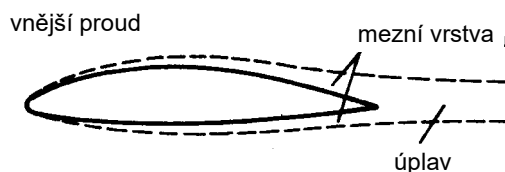
Mezní vrstva

Ze vztahu pro třecí napětí na obr. 1.2 je patrné, že největší třecí napětí vykazují místa s velkým gradientem (přírůstkem) rychlosti ve směru kolmém na její směr, což jsou oblasti blízko stěn těles. Na povrchu stěny je rychlost proudění zbrzděna na nulovou hodnotu (viz obr. 1.2) a směrem od stěny rychlost prudce narůstá tak, že v krátké vzdálenosti od stěny se mění již velmi pomalu. Tato oblast v okolí stěny se nazývá mezní vrstva a při obtékání štíhlých těles je třecí odpor prakticky utvářen mezní vrstvou okolo tělesa.

Např. u leteckých profilů o hloubce 1m v náběžné části s laminárním prouděním je tato vrstva silná řádově milimetry, směrem ke koncové části tloušťka postupně narůstá (zejména v přechodové části) tak, že po přechodu do turbulentního obtékání dosáhne až centimetrové tloušťky.

Úplav

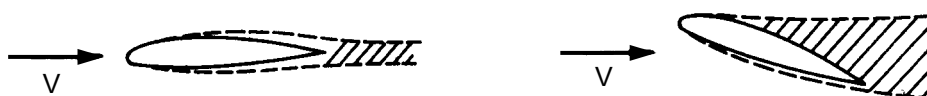
Představuje oblast proudění za tělesem s částicemi, které prošly mezní vrstvou, jak ukazuje schéma leteckého profilu na obr. 1.3. Zbrzděné částice v mezní vrstvě mají před odtokovou hranou vlivem rostoucího protitlaku za tělesem tendenci zpětného proudění, proto strukturu úplavu tvoří vířivé proudění s charakteristickými, periodicky generovanými příčnými víry (tzv. Karmánova vírová stezka), které se postupně s rostoucí vzdáleností za tělesem rozpadají.



Obr. 1.3 Úplav za profilem

Održené proudění

Představuje stav při obtékání vztakových těles pod velkými úhly náběhu vůči směru volného proudění, kdy mezní vrstva přechází do vířivé struktury úplavu již na tělese, a to i v krátké vzdálenosti za náběžnou hranou, jak je schematicky naznačeno na obr. 1.4.



Obr. 1.4 Neodtržené a održené proudění na profilu

Vztlakové těleso je navrženo tak, aby proud v maximální míře uspořádaně obtékal jeho tvar, což generuje takové tlakové rozložení na povrchu tělesa, jehož výslednici (aerodynamickou sílu) tvoří velká složka ve směru kolmo k rychlosti, tj. vztlak, a malá složka ve směru rychlosti – odpor.

Održením proudu se obtékání kvalitativně mění a tlakové poměry na profilu pro vztlakovou sílu se výrazně zhoršují. Současně prudce stoupá i celkový odpor tělesa – intenzivně narůstá složka tlakového odporu nad třecím. Charakter odtržení, tj. jak rychle a v jakém rozsahu se utváří, závisí na odolnosti mezní vrstvy.

Přesto, že tření v laminární části mezní vrstvy je menší než v turbulentní mezní vrstvě, je odolnost laminární mezní vrstvy proti jejímu odtržení u leteckých profilů při větších úhlech náběhu menší a současně odtržené laminární proudění je intenzivnější a vede tak k větší degradaci vztlaku a k vyššímu nárůstu odporu než při turbulentním odtržení. To je důvodem, proč je použití tzv. laminárních profilů omezeno na letouny s dlouhodobými jednorežimovými lety, případně na letouny s požadavkem minimálního odporu v určitém letovém režimu bez přílišného ohledu na ostatní letové režimy (větroně, stíhací letouny).

Naopak, často se uměle generuje turbulentní mezní vrstva hned za náběžnou hranou pomocí turbulizátorů na horní straně profilu, nebo se na křídlo umísťují tzv. víříče pro stabilitu proudu (např. před křídélky), případně se vytváří intenzivní vír pomocí delta části předkřídla u trupu (tzv. "strake"), který stabilizuje mezní vrstvu při velkých úhlech náběhu na horní straně křídla a tak zvyšují odolnost proti odtržení.

Reynoldsovo číslo

Představuje poměr setrvačných a třecích sil v proudící kapalině:

$$Re = \frac{V \cdot b}{\mu / \rho} [1] \dots b = \text{charakteristický rozměr tělesa}, \rho = \text{hustota} \quad (1.6)$$

S rostoucím Reynoldsovým číslem tak klesá podíl třecích sil, tj. vliv třecích efektů na proudová pole. Význam Reynoldsova čísla spočívá v podobnostním kritériu: pro všechna geometricky podobná tělesa nastávají viskózní jevy (jako přechod laminární vrstvy do turbulentní, odtržení proudu a další) při téměř Reynoldsově čísle, jsou-li ostatní parametry proudu zachovány.

Stlačitelnost

Na rozdíl od kapalin jsou plyny charakteristické výraznou změnou objemu při působení tlaku – tj. stlačitelností. Protože změna hustoty s tlakem je u plynů nepřímo úměrná rychlostí zvuku, charakterizuje tak rychlost zvuku stlačitelnost plynů – čím menší rychlost zvuku, tím větší stlačitelnost.

Machovo číslo

Obdobně jako Reynoldsovo číslo vyjadřuje míru vazkosti v proudu, existuje i pro stlačitelnost bezrozměrný parametr, který rovněž podílově vyjadřuje míru stlačitelnosti. Je to tzv. Machovo číslo, které udává poměr setrvačných a elastických (tlakových) sil v proudícím plynu:

$$M = \frac{V}{a} [1] \dots \text{rychlost zvuku pro vzduch: } a = 20 \sqrt{273,2 + t^{\circ}\text{C}} \text{ [m/s]} \quad (1.7)$$

S rostoucím Machovým číslem se zvětšuje podíl stlačitelnosti, neboť se stlačitelností kapaliny klesá jeho rychlost zvuku.

Pokles teploty s výškou v atmosféře způsobí, že rychlost zvuku dle (1.7) s výškou letu rovněž klesá, což odpovídá růstu Machova čísla při stejné rychlosti letu. Míra stlačitelnosti (efekty stlačitelnosti) je tak při stejné rychlosti letu ve větších výškách větší.

Stejný podobnostní význam jako má u třecích jevů Reynoldsovo číslo, platí i pro Machovo číslo: pro geometricky podobná tělesa jsou při stejném Machově čísle projevy stlačitelnosti u všech těchto těles stejné.

Nízkorychlostní proudění

Pro rychlosti, u kterých nepřekročí Machovo číslo hodnoty 0,3÷0,4, jsou efekty stlačitelnosti zanedbatelné a proudění je možno považovat za nestlačitelné, tj. měrná hustota plynu se s rychlostí nemění (plyn se z pohledu hustoty chová jako kapalina). Aerodynamické charakteristiky (tlakové rozložení na leteckém profilu, jeho vztlak, aj.) tak prakticky nezávisí na Machově čísle. Pro vzduch za normálních podmínek MSA lze považovat rychlost, do které není třeba zvažovat stlačitelnost, asi 100m/s (360km/hod).

Podzvukové (subsonické) proudění

Překročí-li Machovo číslo volného (nabíhajícího) proudu hodnoty $0,3 \div 0,4$ začíná se postupně a stále intenzivněji projevovat stlačitelnost, která u leteckých profilů zintenzivňuje přetlaky a sání, a tak zvyšuje celkový vztlak. Hustotu vzduchu již nelze považovat za konstantní. Horní teoretickou hranici subsonického proudu je dosažení lokální rychlosti zvuku v proudovém poli obtékaného tělesa.

U leteckých profilů je to místo největšího podtlaku, tj. místo s největší lokální rychlostí a odpovídá hodnotám Machova čísla volného proudu asi $0,7 \div 0,75$.

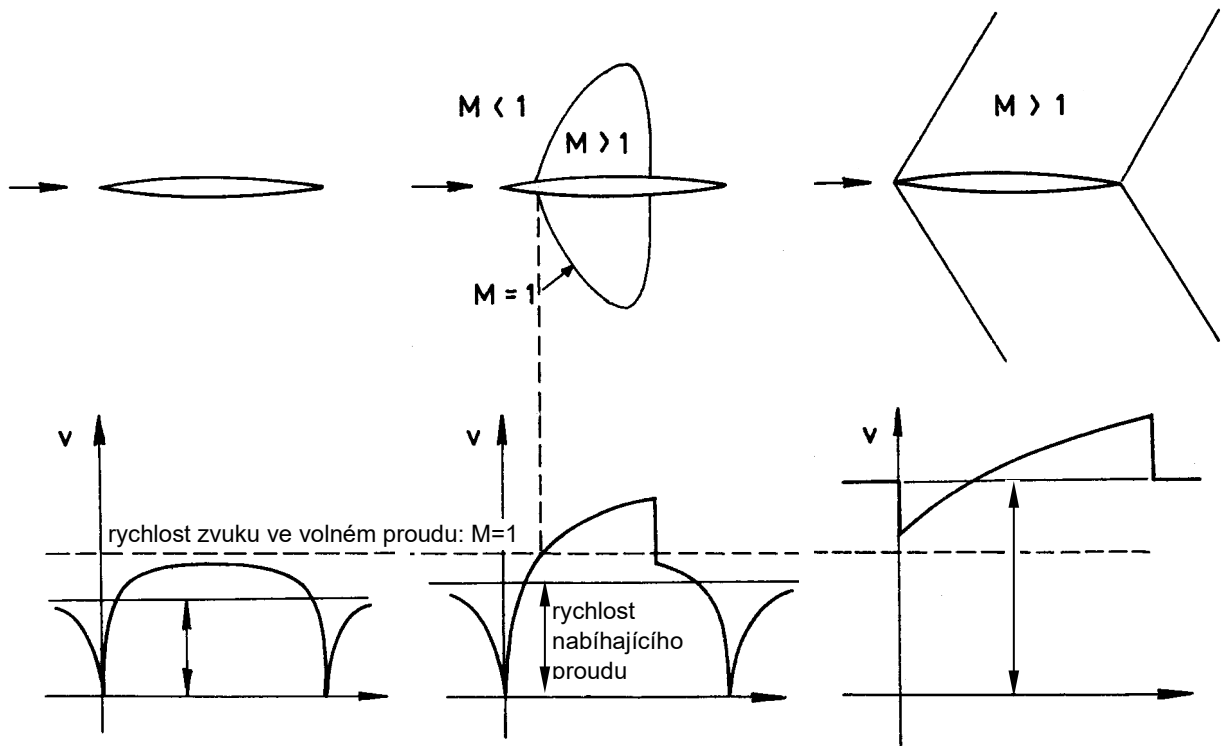
Subsonickou oblast vykazuje proudový obraz obtékaného tělesa charakterově stejný jako u nízkorychlostního obtékání (viz např. obr. 1.12). Změny s Machovým číslem jsou plynulé, což často umožňuje přímou korekci nízkorychlostních aerodynamických charakteristik na subsonické Machovo číslo.

Okolozvukové (transsonické) proudění

Představuje oblast Machových čísel volného (nabíhajícího) proudu od prvopočátku výskytu lokální rychlosti proudu na tělese rovnou rychlosti zvuku, až do stavu, kdy celé těleso je obtékáno nadzvukově. Typické pro transsonické proudění jsou smíšené oblasti podzvukových a nadzvukových rychlostí spojené s rázovými vlnami na tělese, jak ukazuje schéma na obr. 1.5. Jedná se o nejkomplikovanější proudění s ostrými změnami tlaků a rychlostí v proudovém poli kolem tělesa. Za horní hranici transsonického proudění lze považovat rychlost nabíhajícího proudu rovnou rychlosti zvuku, tj. $M=1$. Charakteristickým projevem transsonického obtékání profilů je prudký nárůst odporu, tzv. vlnový odpor.

Nadzvukové (supersonické) proudění

Odpovídá proudění nad hranicí Machova čísla $M=1$, kdy je v celém proudovém poli rychlost větší než rychlost zvuku. Protože tlakové rozruchy se šíří rychlostí zvuku, je proudový obraz nadzvukového pole zcela odlišný než u podzvukového proudu. Tlakové poměry v kterémkoli bodě neovlivňují proudění před tímto bodem jako je tomu u podzvukového proudu. To způsobuje, že u leteckého profilu proud za rázovou vlnou na náběžné hraně trvale expanduje (zvětšuje rychlost) až k odtokové hraně, kde na rázové vlně rychlost skokem sníží na rychlost volného proudu. Není tu typický plynulý nárůst rychlosti k bodu maximálního sání za náběžnou hranou s následným postupným poklesem směrem k odtokové hraně jako je tomu u podzvukového proudu, jak ukazuje obr. 1.5. Charakteristické jsou rázové vlny na náběžné a odtokové hraně, na kterých se prudce mění rychlost.



Obr. 1.5 Rychlosti na podzvukově, okolozvukově a nadzvukově obtékaném profilu

Základní zákony proudění a jejich aplikace

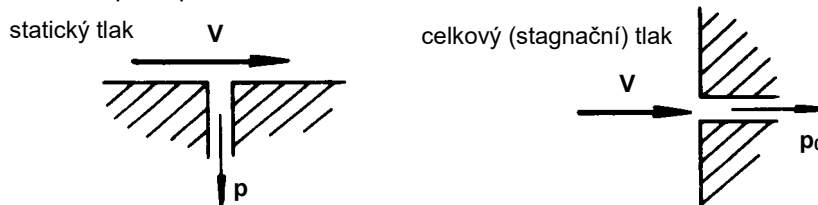
Představují fyzikální zákony použité pro stanovení stavových veličin proudu (tlak, teplota, hustota) a rychlosti ve vztahu ke geometrii obtékaného tělesa. Jejich forma je odvislá od přijatých předpokladů a schémat proudových polí – modelů proudění (ideální, nestlačitelné, stacionární, jednorozměrné, bez sdílení tepla,...)

Bernoulliho rovnice (zákon zachování energie)

Udává vazbu mezi tlakem, rychlostí a hustotou v jednorozměrném ideálním proudu. Pro nestlačitelný (nízkorychlostní) proud platí, že součet dynamického a statického tlaku je roven celkovému tlaku, tj. tlaku zbrzděného proudu:

$$\frac{1}{2} \rho V^2 + p = p_0 \quad \frac{1}{2} \rho V^2 = \text{dynamický tlak, } \rho = \text{konst (vzduch 0 m MSA} = 1,225 \text{kg/m}^3) \quad (1.8)$$

Na obr. 1.6 je znázorněn princip snímání statického a celkového tlaku.



Obr. 1.6 Snímání statického a celkového tlaku

Bernoulliho rovnice pro stlačitelné (vysokorychlostní) ideální proudění má formálně podobný tvar, avšak hustota není pro proud konstanta, ale stejně jako tlak se mění s rychlostí:

$$\frac{1}{2} V^2 + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho} = \text{konst} \quad \kappa \dots \text{adiabatická konstanta plynu, vzduch} \dots \kappa = 1,4 \quad (1.9)$$

Při zavedení Machova čísla lze Bernoulliho rovnici stlačitelného proudění vyjádřit např. ve tvaru vázaném pouze na tlaky:

$$\frac{p_0 - p}{p_0} = 1 - \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{-\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \dots \text{pro vzduch: } \frac{p_0 - p}{p_0} = 1 - \left(1 + 0,2M^2\right)^{-3,5} \quad (1.10)$$

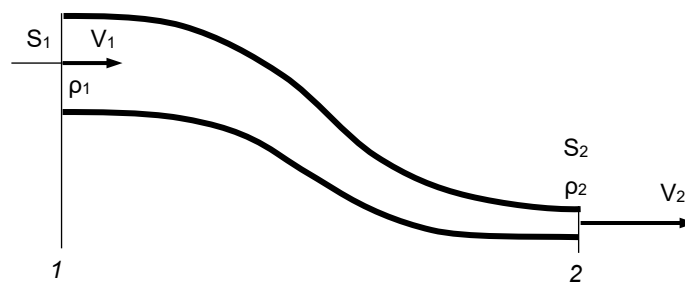
Rovnice spojitosti (zákon zachování hmotnosti)

Pro jednorozměrné proudění rovnice spojitosti představuje požadavek na stejné množství protéké hmoty jednotlivými průřezy trubice za časovou jednotku, tj. stejné průtočné množství – viz obr. 1.7:

$$\rho SV = \text{konst} \quad (\rho_1 S_1 V_1 = \rho_2 S_2 V_2 = \dots = \text{konst} \quad 1, 2, \dots \text{místa podél trubice}) \quad (1.11)$$

V případě nízkorychlostního proudu je hustota proudícího média podél trubice konstantní a požadavek (1.11) na konstantní průtočné množství je ekvivalentní požadavku stejných průtočných objemů:

$$SV = \text{konst} \quad (S_1 V_1 = S_2 V_2 = \dots = \text{konst} \quad 1, 2, \dots \text{místa podél trubice}) \quad (1.12)$$



Obr. 1.7 Jednorozměrné proudění v trubici

Zmenšení průřezu pro zvýšení rychlosti v trubici má platnost pouze do rychlosti zvuku. Pro zvyšování rychlosti proudu nad $M=1$ je naopak nutné průřezy rozšiřovat – tzv. Lavalova dýza. Je to způsobeno tím, že hustota proudu (ρV) s Machovým číslem nejprve postupně narůstá až do $M=1$ a dále pro nadzvuková Machova čísla se již pouze snižuje. Aplikace zákona (1.11) s těmito vlastnostmi hustoty proudu vede na uvedené změny průřezů v podzvukové a nadzvukové rychlosti.

Aplikace zákonů pro měření rychlostí proudu

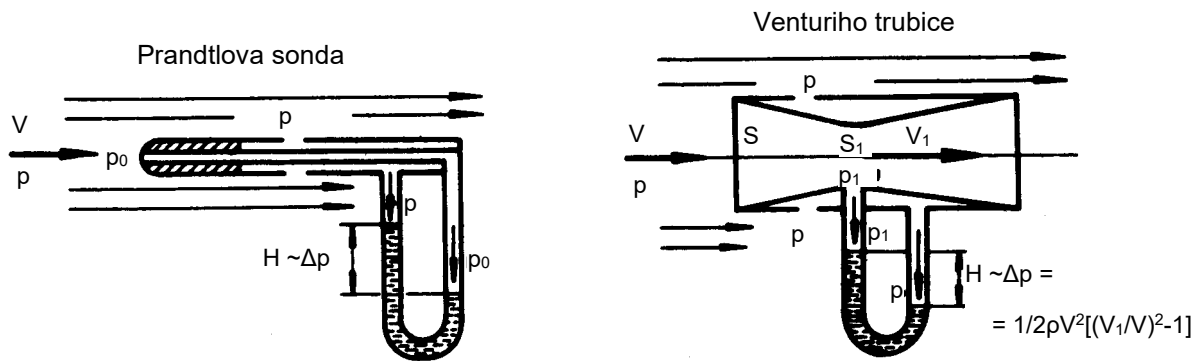
Bernoulliho rovnice a rovnice spojitosti se využívají pro stanovení rychlosti volného proudu pomocí měření statických a stagnačních tlaků snímanými rychloměrnými sondami.

Tzv. Prandtlova sonda – obr. 1.8 – se skládá ze dvou soustředných trubíc, z nich vnější (tzv. statická sonda) slouží k odběru statického tlaku nerušeného proudu, vnitřní (tzv. Pitotova trubice) pak k odběru tlaku zbrzděného proudu – stagnačního tlaku – viz schéma obr. 1.6. Měřený tlakový rozdíl Δp stagnačního a statického tlaku je u nízkorychlostního proudu roven tlaku dynamickému (viz vztah 1.8), z něhož lze pro danou hustotu vzduchu stanovit rychlost.

U leteckých rychloměrů, kde se hustota mění s výškou, se za skutečnou hustotu dosazuje její vztahná hodnota v 0m MSA tj. ρ_0 dle (1.3) a takto stanovená rychlost se nazývá indikovaná. Skutečná rychlost se získá z indikované rychlosti násobené faktorem $\sqrt{\rho_0/\rho(h)}$.

Při použití Prandtlovy sondy ve stlačitelném proudění lze z poměru rozdílu tlaků ke stagnačnímu tlaku přímo určit pouze Machovo číslo, jak je zřejmé ze vztahu (1.10). Navíc tento vztah je možný aplikovat přímo pouze v subsonickém proudění, kdy nevznikne na Prandtlově sondě rázová vlna. V supersonickém proudění je nutné zohlednit tlakové poměry před a za rázovou vlnou a sondu příslušně v náběžné části tvarově upravit do pozvolného kuželového tvaru. Pro měření rychlosti Prandtlovou sondou ve stlačitelném proudění je nutné současně měřit i stagnační teplotu.

Malé rychlosti se citlivěji měří pomocí tzv. Venturiho trubice, která místo stagnačního tlaku snímá druhý statický tlak p_1 v nejužším místě vnitřní statické sondy s proměnným průřezem. Rozdíl statických tlaků je roven tlaku dynamickému vynásobeného faktorem závislým na poměru rychlostí na vstupu do Venturiho trubice a v místě snímání tlaku p_1 – viz obr. 1.8. Vyjádřením poměru rychlostí z rovnice spojitosti (1.11) se tento faktor převádí na poměr známých průřezů trubice. Měřený tlakový rozdíl tak odpovídá dynamickému tlaku vynásobeného faktorem závislým na geometrii trubice a vyhodnocení rychlosti je již pak obdobné jako u Prandtlovy sondy.



Obr. 1.8 Prandtlůva sonda a Venturiho trubice

Aerodynamické síly a momenty

Aerodynamické síly představují výslednici tlaků (kolmo k povrchu) a třecích napětí (tečně k povrchu) na celé ploše tělesa. Je proto nejprve nutné znát rozložení tlaků a třecích napětí po celém povrchu tělesa v proudovém poli a následně tyto lokální účinky složit do výslednice.

Teoretické řešení rovnic proudového pole obecných těles v reálném proudě je i přes rozvoj výpočetní techniky problematika doposud značně komplikovaná a zejména u reálného proudu stále ne vždy dostatečně spolehlivá. Je téměř vždy nutno přistoupit k určitým zjednodušením, tj. zavést modely proudových polí, jak bylo zmíněno v úvodu odstavce "Základní zákony proudění a jejich aplikace", nebo aerodynamické charakteristiky získat experimentální cestou.

Modelová podobnost – aerodynamický součinitel síly

Technická praxe vyžadovala a vyžaduje často podstatně spolehlivější podklady o aerodynamických silách, než může poskytnout početní řešení. Pro stanovení aerodynamických sil proto již od počátku letectví vznikají aerodynamické tunely, pro které byly vypracovány metodiky přenášení aerodynamických sil u geometricky podobných těles (model – dílo) – tzv. modelová podobnost. Zavedení aerodynamických součinitelů v modelové podobnosti se stalo standardním způsobem vyjadřování aerodynamických sil.

Výchozím bodem pro modelovou podobnost je analýza parametrů a okolností na kterých aerodynamická síla závisí. V případě aerodynamických sil působících na letoun v ustálených režimech jsou síly obecně závislé na:

1. parametrech tělesa – velikost, tvar, konfigurace tělesa vůči proudu (určuje úhel náběhu α)
2. parametrech proudu – rychlost V , měrná hmotnost ρ (charakterizována výškou letu h), viskozita μ , stlačitelnost (rychlost zvuku a).

Dimenzionální analýza umožní vyjádřit aerodynamickou sílu R jako součin: dynamického tlaku, charakteristické plochy S a bezrozměrného součinitele aerodynamické síly c_R , který závisí na tvaru, úhlu náběhu, Reynoldsově a Machově čísle:

$$R = \frac{1}{2} \rho V^2 S c_R \quad c_R = f(\text{tvar}, \alpha, Re, M) [1] \quad (1.13)$$

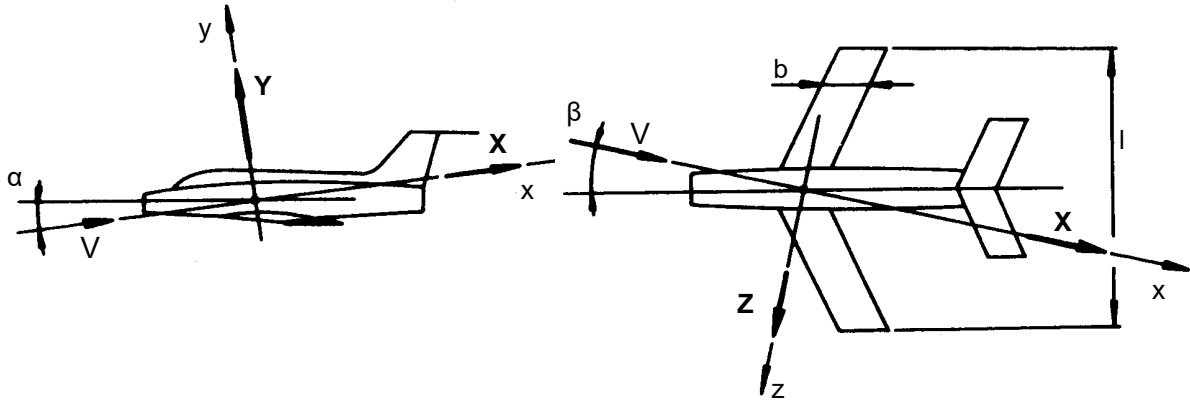
Převedení aerodynamické síly, která závisí na výše uvedených celkem 7 parametrech ($V, S, \rho, \alpha, \mu, a, \text{tvar}$) na součinitele, umožní jeho experimentální stanovení pomocí geometricky podobného modelu. Platí totiž, že aerodynamické součinitele jsou pro geometricky podobné modely stejné. Navíc není nutné vyšetřovat samostatně závislost na výše uvedených sedmi parametrech, ale pouze na čtyřech, neboť parametry proudu (V, ρ, μ, a) se v součiniteli vyskytují v bezrozměrných kombinacích představující právě Reynoldsovo a Machovo číslo – viz vztahy (1.6) a (1.7).

Na modelu je nutno vyšetřit závislosti na bezrozměrných číslech Re a M v takovém rozsahu, aby pokryla rozsahy letových parametrů těchto čísel na skutečném letounu (díle). To může působit potíže, neboť Re na modelu je menší při stejné rychlosti jako je u díla při stejném Machově čísle.

Aerodynamické síly a momenty na letounu

Pro vyjádření aerodynamických sil a momentů působících na letoun se zavádí tzv. aerodynamická souřadná soustava, která je charakteristická tím, že její x-ová osa směřuje vždy ve směru výsledného nabíhajícího proudu na letoun (ve směru relativního pohybu vzduchu vůči tělesu), jak ukazuje schéma na obr. 1.9 a obr. 1.10. Složka výsledné aerodynamické síly působící na letoun (těleso) v této ose tak představuje odpor (síla působící ve směru a proti pohybu), proto se x-ová osa

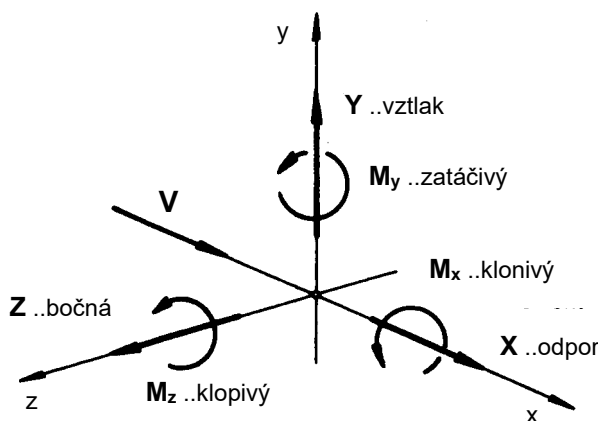
nazývá odporová. Směr této osy vůči rovině kolmé k rovině symetrie letounu představuje základní konfigurační úhel směru nabíhajícího proudu vůči letounu – úhel náběhu α . V běžných letových režimech leží x-ová osa v rovině symetrie letounu, ale v nesymetrických letových režimech, např. při letu s vybočením, je od roviny symetrie odchýlena o úhel vybočení β – druhý konfigurační úhel. Osa kolmá k odporové ose tak, aby v nevybočeném režimu ležela v rovině souměrnosti letounu, se nazývá vztlaková osa a složka aerodynamické síly do této osy představuje vztlak. V horizontálním letu je odporová osa rovnoběžná se zemí a vztlaková osa kolmá k zemi. Třetí osa souřadného systému kolmá na rovinu odporové a vztlakové osy tvoří tzv. bočná osa, složka síly do této osy se nazývá bočná síla, jak je patrné z obr. 1.9 a 1.10.



Obr. 1.9 Aerodynamická souřadná soustava

Aerodynamické momenty k jednotlivým osám se nazývají: klonivý (kolem odporové osy), klopivý (kolem bočné osy) a zatáčivý (kolem vztlakové osy) – viz obr. 1.10. Protože moment charakterizuje točivý účinek síly daný součinem síly a ramene, vystupují ve vztazích pro momenty na rozdíl od sil ještě charakteristické rozměry: u klonivého a zatáčivého momentu rozpětí, u klopivého střední hloubky křídla (tzv. střední aerodynamická těživa).

Vzhledem ke geometrické podobnosti je volba charakteristických rozměrů v zásadě libovolná. Použitá vztažná geometrie jednotlivých aerodynamických sil a momentů odpovídá zavedeným zvyklostem - obr. 1.9 a 1.10. Při použití jiného vztažného rozměru by se aerodynamické součinitele násobně lišily v poměru obou příslušných geometrických veličin.



$$X = c_x \frac{1}{2} \rho V^2 S \quad c_x \dots \text{součinitel odporu}$$

$$Y = c_y \frac{1}{2} \rho V^2 S \quad c_y \dots \text{součinitel vzlaku}$$

$$Z = c_z \frac{1}{2} \rho V^2 S \quad c_z \dots \text{součinitel bočné síly}$$

$$M_x = m_x \frac{1}{2} \rho V^2 S l \quad m_x \dots \text{souč. klonivého momentu}$$

$$M_y = m_y \frac{1}{2} \rho V^2 S l \quad m_y \dots \text{souč. zatáčivého}$$

$$M_z = m_z \frac{1}{2} \rho V^2 S b \quad m_z \dots \text{souč. klopivého momentu}$$

Obr. 1.10 Aerodynamické síly a momenty

Letecké profily

Profil představuje obrysovou křivku kolmého řezu křídla (obecně jakékoli vztakové plochy) rovinou rovnoběžnou s podélnou osou letounu. Profil se zásadním způsobem podílí na aerodynamických charakteristikách křídla (vztakové plochy), neboť zajišťuje nezbytné tvarování pro vznik potřebných tlakových poměrů na křídle pro vztlak – podtlak (sání) na horní straně, přetlak na spodní straně. Vedle požadavku na generování vztlaku se současně vyžaduje jeho minimální odpor.

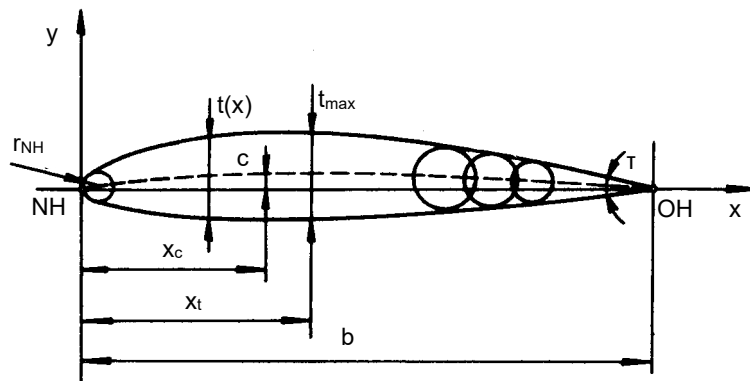
Profil představuje teoretické dvourozměrné obtékání, kterému se blíží obtékání ve středu izolovaného prizmatického křídla o velkém rozpětí (teoreticky nekonečně velkém). Konečné rozpětí křidel způsobuje, že aerodynamické charakteristiky profilů jsou ke konci křidel postupně ovlivňovány koncovými efekty křidel.

Geometrie profilu

Profil tvoří uzavřená křivka mezi náběžnou (NH) a odtokovou (OH) hranou, jejíž základní geometrické charakteristiky jsou uvedeny na obr. 1.11: t – tloušťka (t_{max} – maximální tloušťka a její poloha - x_t), c – prohnutí a jeho poloha x_c , r_{NH} – poloměr náběžné hrany a τ – úhel odtokové hrany. Spojnice NH a OH, která tvoří osu x , se nazývá tětíva. Délka tětivy určuje hloubku profilu b .

Prohnutí profilu určuje tzv. střední křivka – což je spojnice středů vepsaných kružnic. Profily s nulovým prohnutím představují tzv. symetrické profily používané např. na vodorovných a svislých ocasních plochách, nebo u křidel akrobatických letounů. S rostoucím prohnutím se při daném úhlu náběhu zvyšuje vztlak (součinitel vztlaku) v důsledku zvýšeného sání na horní straně profilu a přetlaku na spodní vůči symetrickému profilu.

Jak je patrné z obr. 1.11, souřadnice profilu y lze získat jako souřadnice symetrického profilu, k níž se u horní strany prohnutí přičítá a u dolní strany naopak odečítá.

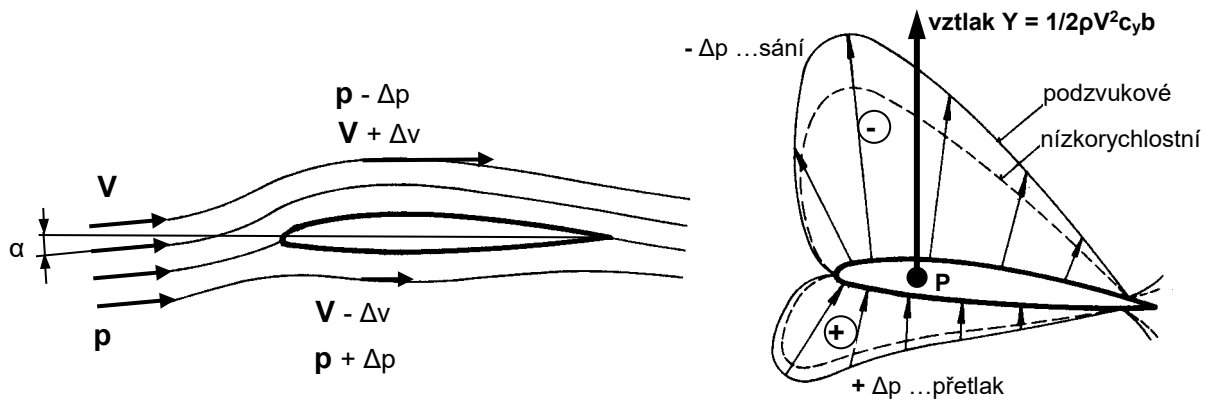


Obr. 1.11 Geometrické charakteristiky profilu

Aerodynamické charakteristiky profilu

Při obtékání profilu částice na horní straně profilu zvyšují svoji rychlost (tj. získávají nadrychlost vůči rychlosti nabíhajícího proudu), rychlost částic se na spodní straně naopak snižuje. Z Bernoulliho rovnice 1.8 použité na proudění mezi dvěma proudnicemi (proudová trubice) vyplývá, že zvýšení rychlosti snižuje tlak a naopak. Důsledkem je vznik podtlaku (sání) na horní straně a přetlaku na spodní, jejichž výslednicí je vztaková síla Y v působišti P , jak znázorňuje obr. 1.12.

Součet ploch pod křivkou sání na horní straně profilu a přetlaku na spodní straně (viz obr. 1.12) představuje velikost vztakové síly. Podělení hodnot sání a přetlaků dynamickým tlakem se zavádí bezrozměrný tlak - tzv. součinitele tlaku. Součet ploch záporného součinitele tlaku na sací straně a kladného součinitele tlaku na spodní pak odpovídá součiniteli vztlaku.

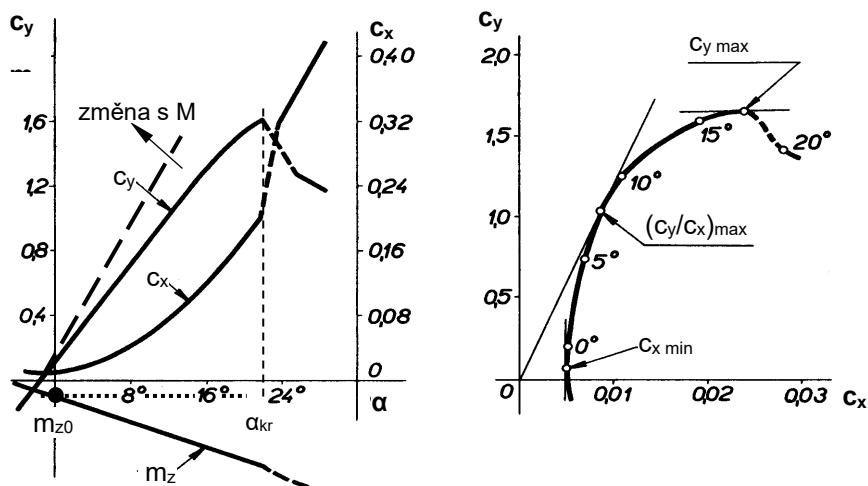


Obr. 1.12 Tlakové rozložení na profilu – vztlak

Pokud nedojde k odtržení mezní vrstvy, sání i přetlak se úměrně zvyšují s rostoucím úhlem náběhu proudy α . Vztlaková síla, tj. součinitel vztlaku tak roste úměrně s úhlem náběhu. Tuto závislost představuje tzv. vztlaková čára – závislost součinitele vztlaku na úhlu náběhu na obr. 1.13. Po odtržení mezní vrstvy (viz obr. 1.4) při tzv. kritickém úhlu náběhu α_{kr} nastává prudký pokles součinitele vztlaku. Úhel α_0 představuje směr proudy, kdy tlakové rozložení dává nulovou výslednici vztlakové síly, což odpovídá kombinovaným oblastem sání i přetlaku na horní i dolní straně, event. stejné sání na horní i dolní straně u symetrického profilu, kdy $\alpha_0 = 0$.

Z obr. 1.12 je rovněž patrný vliv stlačitelnosti na vztlak v podzvukové oblasti – s Machovým číslem nad hodnotou cca 0,3 se intenzita sání i přetlaku při témže úhlu náběhu zvětšuje, a tím se zvětšuje i součinitel vztlaku. Rozložení tlaku na profilu v nadzvukovém proudy je zcela odlišné od podzvukového, neboť nadzvukový proud nemůže šířit tlakové rozruchy proti proudy – charakterově tak tlakové rozložení odpovídá rychlostním změnám - viz obr. 1.5.

Aerodynamický odpor odpovídá síle ve směru nabíhajícího proudy, kterou tvoří tlaková složka (sání proti proudy) a třecí složka. Při malých úhlech náběhu, při kterých vztlak roste úměrně s úhlem náběhu, je rozhodující složka odporu třecí odpor. Při odtrhávání proudy se prudce zvyšuje tlaková složka odporu. Závislost součinitele odporu na úhlu náběhu udává odporová čára – obr. 1.13.



Obr. 1.13 Vztlaková, odporová, momentová čára a polára profilu

U transsonických a nadzvukových profilů se odlišné rozložení tlaku projeví intenzivním tlakovým odporem i při malých úhlech náběhu – tzv. vlnovým odporem.

Zvyšování sání a přetlaku v subsonické oblasti způsobí zvýšení součinitele vztlaku při stejném úhlu náběhu, tj. růst směrnice vztlakové čáry, jak je naznačeno na obr. 1.12

Kombinací vztlakové a odporové čáry vzniká polára, která je rovněž uvedena na obr. 1.13. Z poláry je patrné, že vztlak v letových režimech je o dva řády vyšší než odpor – max. poměr součinitelů (C_y/C_x) tzv. aerodynamická jemnost dosahuje u profilu profilů hodnot 100 i výše.

Součin vztlaku a ramene působení P (obr. 1.12) dává klopivý moment M_z k náběžné hraně. Závislost součinitele momentu m_z na úhlu náběhu představuje v obr. 1.13 tzv. momentovou čáru, která

zahrnuje jak změnu velikosti vztlaku (součinitele), tak i polohu působíště P s úhlem náběhu. V praxi se častěji uplatňuje momentová čára vynášená v závislosti na součiniteli vztlaku.

Bližším rozbořením obou těchto parametrů na úhlu náběhu se dospěje k důležité momentové vlastnosti vztlakových těles: při volbě vztažného bodu momentu v 25% hloubky profilu (tzv. čtvrtinového bodu) je klopný moment k tomuto bodu konstantní, tj. nezávisí na úhlu náběhu v celém rozsahu neodtrženého proudu na profilu. Je to dáno tím, že s rostoucím úhlem náběhu se působíště vztlaku posouvá blíže k náběžné hraně v důsledku vyšších podtlakových špiček (sání) na náběžné hraně a tím se zmenšuje vzdálenost působíště P od čtvrtinového bodu. Součin rostoucího vztlaku a zmenšujícího se ramene "působíště – čtvrtinový bod" je právě konstantní a je současně roven momentu při nulovém vztlaku. Moment při nulovém vztlaku však tvoří silová dvojice, což je moment od tlakového rozložení s nulovou silovou výslednicí.

Čtvrtinový bod se nazývá aerodynamický střed a součinitel momentu k tomuto bodu (moment při nulovém vztlaku) je na obr. 1.13 vyznačen jako m_{z0} . Čárkovaná čára tak představuje momentovou čáru ke aerodynamickému středu.

Profilové řady

Historicky nejstarší profily z počátků létání, které vycházejí z napodobenin křídel ptáků, tak představují pouze prohnuté křivky – střední čáry profilů.

Mezi první experimentálně ověřené profily patří německé profily řady Gö a anglické řady RAF z dvacátých let minulého století. Nejznámější a doposud hojně využívané jsou americké profilové řady NACA (předchůdce dnešního NASA) z třicátých let minulého století, které byly založeny na koncepci tloušťkové funkce (symetrický profil) se střední čarou. Byly prováděny systematické změny geometrických parametrů tvarových funkcí tloušťkové funkce a střední čáry s rozsáhlým experimentem. Vznikly tak klasické katalogové čtyřmístné a pětimístné řady NACA – např. profily NACA 2415, NACA 23012 apod.

Laminární profily představují profily, u kterých se v návrhovém režimu vhodným tlakovým gradientem dosahuje rozsáhlá oblast laminárního proudění za náběžnou hranou, čímž se snižuje součinitel odporu vůči klasickým profilům. Jejich nevýhodou jsou naopak vyšší odpory mimo návrhové režimy. Základem těchto profilů je šestimístná řada NACA, např. profil NACA 653–218. Laminární profily byly první profily, u kterých byl tvar odvozen zpětně z požadovaného tlakového rozložení.

Obdobně prudký nárůst vlnového odporu při dosažení transsonické oblasti lze oddalovat specifickým tvarováním – tzv. superkritické profily. Stejně jako laminární profily, jsou i superkritické profily výhodné pro dlouhodobé jednorežimové lety, neboť specifické tlakové rozložení na profilu oddalující nežádoucí nárůst vlnového odporu se naopak negativněji projevuje mimo tyto režimy (např. v oblasti max. vztlaku v režimech přistání).

Křídlo

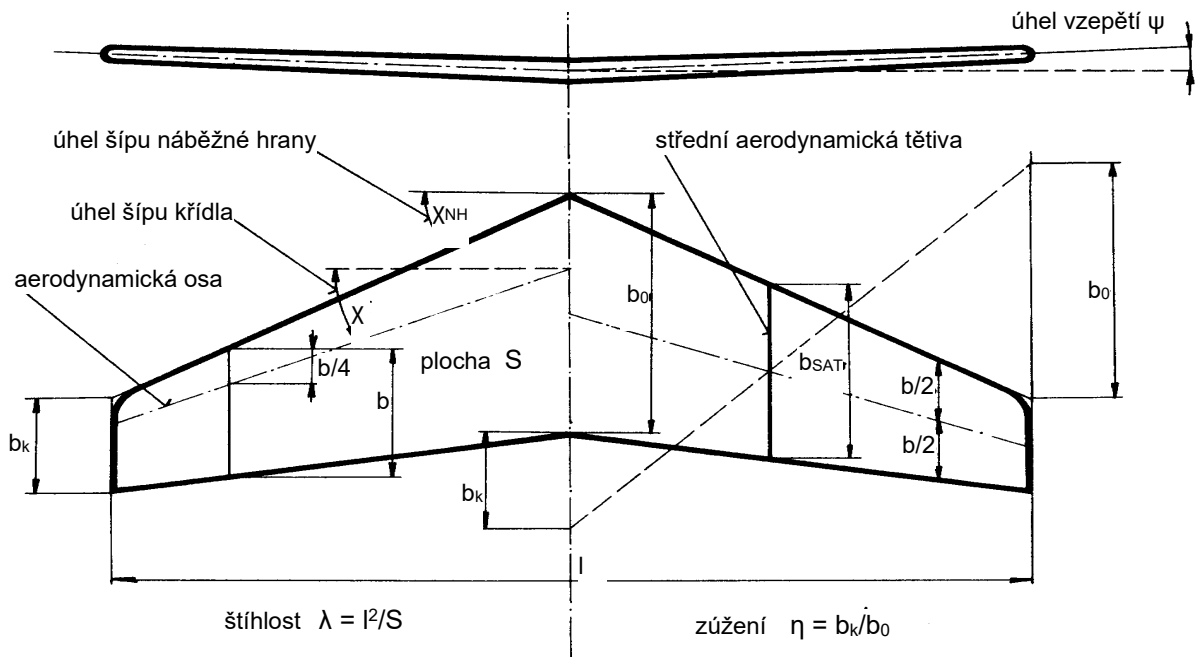
Křídlo (obecně vztlková plocha – např. vodorovné ocasní plochy) představuje biplanární těleso, jehož kolmé řezy tvoří letecké profily. Vlivem konečnosti rozpětí vzniká na křídle prostorové proudění, které ovlivňuje profilové charakteristiky, zejména v koncových oblastech křídla. Rovněž půdorysné uspořádání profilů (půdorysný tvar) má dopad na aerodynamické vlastnosti křídla.

Geometrie křídla

Základní geometrické charakteristiky, definice štíhlosti a zúžení jsou uvedeny na obr. 1.14. Na obr. 1.14 je rovněž uvedena vztažná hloubka křídla tzv. střední aerodynamická tětíva b_{SAT} a její konstrukce pomocí kořenové b_0 a koncové hloubky b_k .

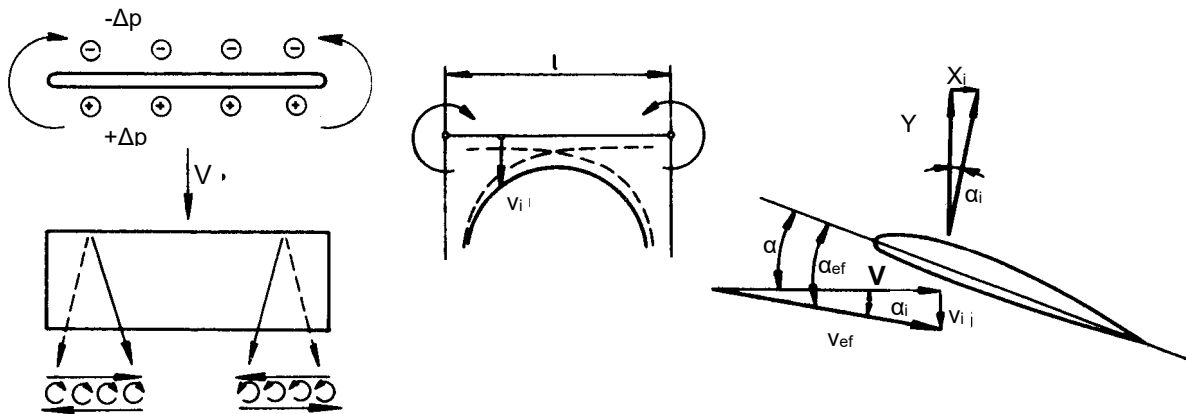
Aerodynamické charakteristiky křídla

Aerodynamické vlastnosti křídla jsou od prostého skladu profilových charakteristik v důsledku prostorového obtékání (koncové efekty, půdorysný tvar) tím intenzivnější, čím více se plocha odchyluje od prizmatického štíhlého křídla, tj. obdélníkového půdorysu s vysokým poměrem rozpětí k hloubce.



Obr. 1.14 Geometrie křídla

Základním trojrozměrným efektem při obtékání křídla jsou koncové víry, které vznikají v důsledku rozdílných tlakových poměrů na horní a spodní straně, jak je naznačeno na obr. 1.15. Sání na horní straně a přetlak na spodní vede na koncích křídla k příčnému obtékání ze spodní strany na horní, což za křídlem vytvoří koncové víry. Tyto koncové víry ovlivňují nabíhající proud před křídlem tak, že směrem od kořene ke konci křídla vzniká stále intenzivnější přídatná složka rychlosti od tohoto víru, která je kolmá na rychlost nabíhajícího proudu – tzv. indukovaná rychlost v_i . Tím se snižuje úhel náběhu proudu α o tzv. indukovaný úhel α_i na efektivní úhel náběhu α_{ef} – viz obr. 1.15.



Obr. 1.15 Koncové efekty a indukované veličiny na křídle

Tvorba koncových vírů vyžaduje určitou energetickou náročnost, která se projeví jako přídatný odpor vlivem trojrozměrnosti – tzv. indukovaný odpor. Lze jej jednoduše interpretovat jako složku lokálního vztlaku na profilu obtékaného pod efektivním úhlem náběhu (tj. vztlaku kolmo k efektivní lokální rychlosti), která vznikne z tohoto lokálního vztlaku jeho rozložením do směru neovlivněného nabíhajícího proudu – tj. do směru aerodynamické odporové osy křídla, jak ukazuje schéma na obr. 1.15.

Indukovaný odpor roste s intenzitou koncových vírů, tj. se vztlakem, a je nepřímo úměrný štíhlosti křídla. K profilovému součiniteli odporu křídla daného skladem profilových účinků podél rozpětí je nutno připočítat i indukované odpory, které se v poláře křídla projeví celkovým účinkem za celé křídlo tzv. parabolickou indukovanou polárou:

$$c_{xi} = \frac{c_y^2}{\pi\lambda} K(\text{tvar}) \quad (1.14)$$

Tvarový součinitel K postihuje vliv půdorysného tvaru. Nejmenší indukovaný odpor má eliptické křídlo ($K=1$). Pro lichoběžníkové křídlo je optimální poměr z hlediska indukovaného odporu zúžení $\eta = (0.3 \div 0.4)$, obdélníkové křídlo ($\eta = 1$) zvyšuje indukovaný odpor o $(4 \div 8)\%$ vůči eliptickému ($K=1,04 \div 1,08$) a trojúhelníkové ($\eta = 0$) o $(11 \div 17)\%$.

Na vztakové čáře se vliv konečnosti rozpětí projeví poklesem vztaku vůči profilovému při stejném úhlu náběhu volného proudu v důsledku snížení lokálních úhlů náběhu o indukované úhly. Přírůstek součinitele vztaku křídla se změnou úhlu náběhu 1° , tj. směrnice (stoupání) vztakové čáry, rozhodujícím způsobem ovlivňuje štíhlost křídla. Orientační vliv štíhlosti lze vyjádřit přepočtovým faktorem štíhlosti menším než 1:

$$\left(\frac{\Delta c_y}{\Delta \alpha} \right)_{\text{křídlo}} = \left(\frac{\Delta c_y}{\Delta \alpha} \right)_{\text{profil}} \cdot \frac{\lambda}{\lambda + 2} \quad (1.15)$$

Detailnější rozbor vlivu konečnosti rozpětí na vztakovou čáru zahrnují i vliv půdorysného tvaru.

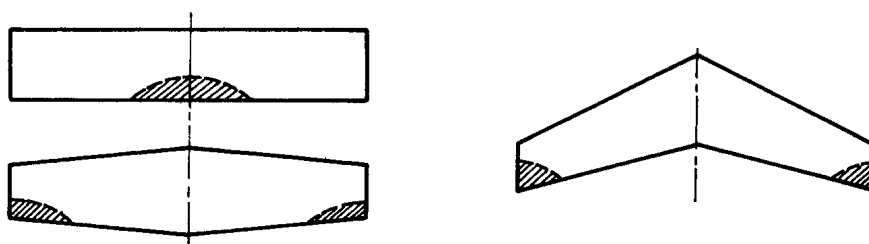
Přízemní efekt

V blízkosti země se prostorový efekt indukovaných rychlostí a úhlů náběhu snižuje, neboť koncové víry se nemohou dostatečně prostorově rozvinout. Tím se při stejném úhlu náběhu vůči nerozrušenému proudu snižuje indukovaný odpor a zvyšuje vztak. Letouny tak u země "plavou" v důsledku vyšší aerodynamické jemnosti. Přízemní efekt přestává být citelný při výšce křídla nad zemí větší než je jeho polorozpětí $l/2$.

Vliv půdorysného tvaru na odtrhávání proudu na křídle

Při stejné profiláži křídla (tzv. aerodynamicky nekroucené křídlo) a vzájemně nenatočených profilech podél rozpětí (tzv. geometricky nekroucené křídlo) vykazují jednotlivé půdorysné tvary různá místa počátku odtrhávání proudu na křídle při dosažení úhlu náběhu blízko kritického (oblast maximálního součinitele vztaku křídla). Z obr. 1.16 je zřejmé, že u obdélníkového křídla počátek odtrhávání proudění nastává u trupu a s rostoucím úhlem náběhu se šíří směrem ke konci křídla. Opačnou tendenci má lichoběžníkové křídlo a charakter odtrhávání na konci křídla dále zesiluje šíp. U eliptického křídla se proud odtrhává teoreticky po celém rozpětí křídla najednou.

Nepříznivý trend odtrhávání proudění na konci křídla, kdy se do oblasti odtržení dostávají kormidla příčného řízení (křídélka) je z hlediska omezení ovladatelnosti letounu nepřijatelné a křídla se musí buď geometricky nebo aerodynamicky (různá profiláž po rozpětí), případně kombinovaně, zkrucovat.



Obr. 1.16 Vliv půdorysného tvaru na počátky odtrhávání proudu na křídla

Momentové charakteristiky

Nezávislost klopivého momentu vztaženého k aerodynamickému středu na úhlu náběhu platná u profilu, platí rovněž i u křídla. Aerodynamický střed křídla představuje čtvrtinový bod střední aerodynamické tětiny ($1/4 b_{SAT}$), která leží mezi kořenovým a koncovým profilem – viz obr. 1.14. Šíp tak posouvá vůči obdélníkovému křídlu aerodynamický střed vzad.

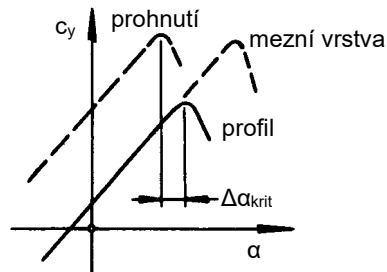
Prostředky pro zvýšení vztaku

Požadavky na minimální rychlost letu jsou rozhodující z hlediska bezpečnosti při přistání. Ze vztahu pro vztak (obr. 1.10) je zřejmé, že jeho zvýšení při dané rychlosti a výšce letu (vazba výšky na

hustotu vzduchu dle MSA – vztah 1.5) je možné pouze zvětšením plochy křídla nebo zvýšením součinitele vzlaku. Protože větší plochy křídel zvětšují současně odpor i hmotnost konstrukce, je vhodné zvyšovat vzlak čistě aerodynamicky.

Fyzikálně lze zvýšení vzlaku zajistit větší křivostí střední čáry profilu (větší prohnutí) nebo ovlivněním mezní vrstvy, které posouvá počátek odtrhávání proudu do větších úhlů náběhu.

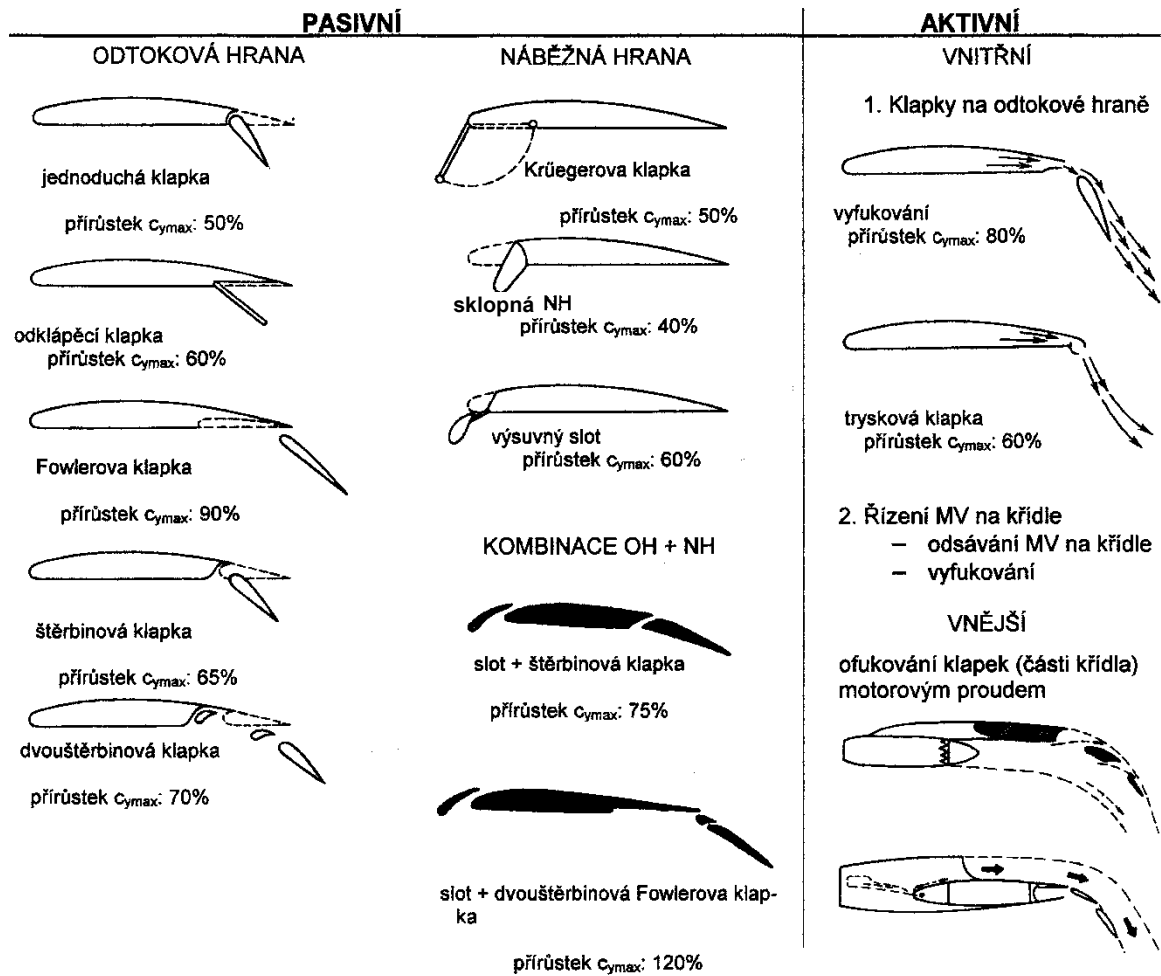
Principiální charakter změn vzlakové čáry změnou křivosti a ovlivněním mezní vrstvy je naznačen na obr. 1.17.



Obr. 1.17 Aerodynamické způsoby zvyšování vzlaku

Technická řešení prohnutí představují klapky na odtokové a náběžné hraně. Ovlivnění mezní vrstvy se realizuje pomocí štěrbin na klapkách odtokové hrany nebo náběžné hrany (tzv. sloty). U velkých dopravních letounů se používají kombinované systémy prostředků pro zvyšování vzlaku na náběžné i odtokové hraně. Přehled jednotlivých prostředků pro zvýšení vzlaku je na obr. 1.18.

Velmi účinné jsou aktivní prostředky ovlivňování mezní vrstvy – odsávání mezní vrstvy nebo vyfukování do mezní vrstvy. Jedná se však o technicky značně náročná zařízení, proto v oblasti civilního letectví se tyto prostředky prakticky neuplatňují, pouze vnější ofukování vzlakového systému.



Obr. 1.18 Aerodynamické prostředky zvyšování vzlaku

1.2 Letové výkony a vlastnosti

Letovými výkony se rozumí ta část mechaniky letu, která se zabývá pohybem těžiště ve vztahu k určitému letovému režimu či manévru. Řeší rychlosti, doby, délky dráhy a hledá jejich extrémy (minimální a maximální rychlosti letu, maximální rychlosti stoupání, maximální dobu letu – vytrvalost, maximální dráhu letu – dolet a další). Výkony tak představují kinematiku letových režimů a manévru bez vztahu k pilotovi.

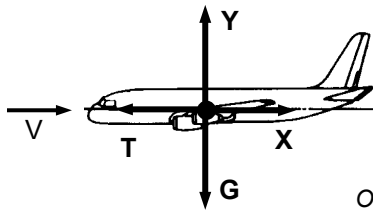
V zásadě lze letové výkony rozdělit na výkony ustálených letových režimů a na výkony neustálených režimů. Ustálené letové režimy jsou režimy s konstantní rychlostí, a to přímočaré (horizontální let, stoupání, klouzavý let) a křivočaré (zatačka). Neustálené režimy představují lety s proměnnou rychlostí, a to po přímých či křivočarých drahách. Protože se výkony vztahují k pohybu těžiště, nevystupují v pohybových a rovnovážných rovnicích momentové charakteristiky.

Letové vlastnosti se zabývají sledováním pohybu letounu z hlediska pilotáže, resp. z hlediska řízení letounu. Hodnotí se stabilita letového režimu, požadavky na změny režimu, síly v řízení a další.

Horizontální ustálený let

Pádová rychlost

Horizontální let představuje letový režim s nulovou stoupací rychlostí, což odpovídá rovnováze vztlaku a tíhy – viz schéma na obr. 19. Ustálený let vyžaduje rovnost sil ve směru letu – rovnost tahu a odporu. Z rovnosti vztlaku a tíhy plyne rychlost letu, která je nepřímo úměrná součiniteli vztlaku. Nižší rychlosti proto vyžadují lety na větších součinitelích vztlaku. Minimální (pádová) rychlost tak odpovídá letu na maximálním součiniteli vztlaku – viz vztah (1.16) a obr. 1.20.



$$Y = G \Rightarrow V = \sqrt{\frac{2G}{\rho c_y S}} \dots V_{min} = \sqrt{\frac{2G}{\rho c_{y_{max}} S}} \quad (1.16)$$

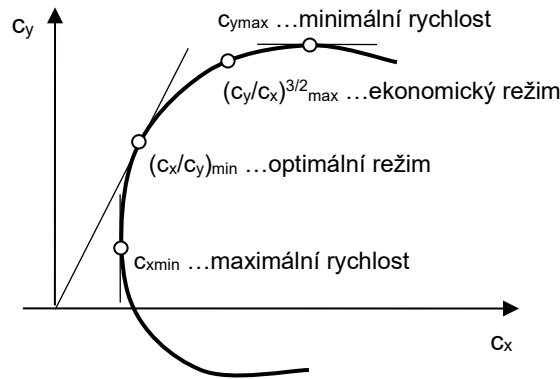
Obr. 1.19 Rovnováha sil v horizontálním letu

Optimální režim

Z rovnováhy sil v obou směrech vyplývá, že podíl tahu k tíze je rovný podílu odporu ke vztlaku, což umožní vyjádřit potřebný tah pro horizontální let ve tvaru:

$$\frac{G}{T} = \frac{Y}{X} \Rightarrow T = G \left(\frac{c_x}{c_y} \right) \dots T_{min} = G \left(\frac{c_x}{c_y} \right)_{min} \quad (1.17)$$

Minimální potřebný tah tak odpovídá letovému režimu při minimálním poměru součinitele odporu ke vztlaku, tj. při maximální aerodynamické jemnosti – což na poláře představuje tečný bod z počátku, jak ukazuje obr. 1.20. Let s minimálním potřebným tahem se nazývá optimální režim.



Obr. 1.20 Letové režimy na poláře letounu

Ekonomický režim

Představuje letový režim s nejmenším potřebným výkonem pohonné jednotky. Odpovídá rychlosti letu, při které je hodnota $(c_y/c_x)^{3/2}$ maximální. Protože na poláře leží bod $((c_y/c_x)^{3/2})_{\max}$ nad maximální aerodynamickou jemností (obr. 1.20), je ekonomická rychlost menší než optimální.

Maximální rychlost

Z rovnosti tahu a odporu lze dovést vztah rychlosti na součiniteli odporu:

$$X = T \Rightarrow V = \sqrt{\frac{2T}{\rho c_x S}} \dots V_{\max} = \sqrt{\frac{2T}{\rho c_{x\min} S}} = \sqrt[3]{\frac{2N\eta}{\rho c_{x\min} S}} \quad (N\eta = TV) \quad (1.18)$$

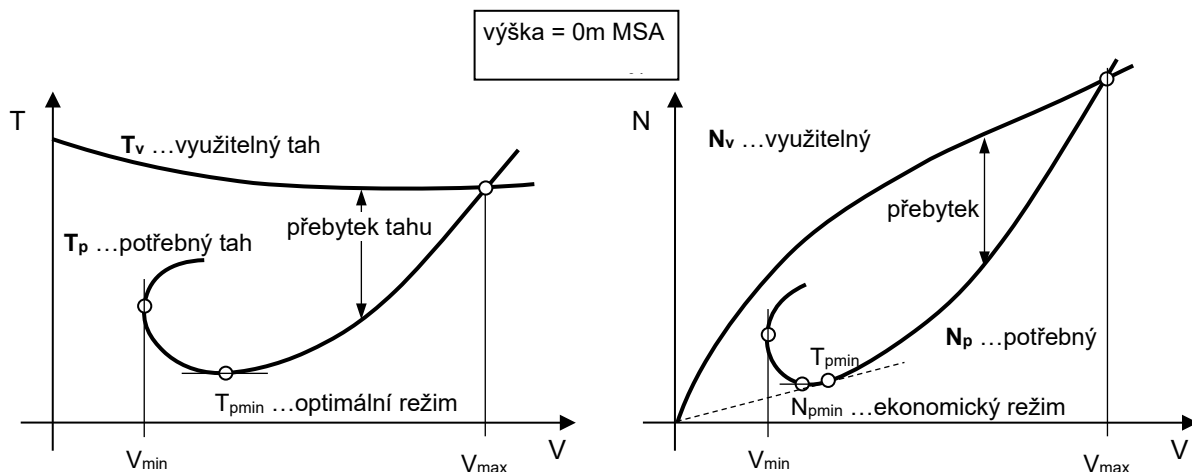
Pro vrtulové pohonné jednotky lze tah rovněž vyjádřit pomocí výkonu N na hřídeli pohonné jednotky a její propulzní účinnost η . Vztah (1.18) však nelze přímo použít pro stanovení maximální rychlosti horizontálního letu. Je nutno nejprve stanovit rychlost pro rovnovážný vztlak horizontálního letu při $c_{x\min}$ (viz 1.16) a pro tuto rychlost ze vztahu (1.18) zpětně určit potřebný tah. Následně je nutno zkontrolovat, zda tahová křivka pohonné jednotky je vůbec schopna tento potřebný tah zajistit.

Diagram tahu a výkonu

Komplikace se stanovením maximální rychlosti letu z rovnovážných rovnic odpadají při použití křivek potřebného a využitelného tahu na rychlosti, resp. potřebného a využitelného výkonu. Diagramy tahu a výkonu rovněž umožní snadno zhodnotit i ostatní výše uvedené režimy, slouží při stanovení stoupacích rychlostí ustáleného stoupání (viz dále) a rozborů dynamiky zrychlených pohybů.

Diagram využitelných a potřebných tahů představuje závislost využitelného tahu pohonné jednotky na rychlosti, přičemž parametrem této křivky je výška letu a přípust' motoru, a křivku potřebného tahu na rychlosti pro překonání aerodynamického odporu. Potřebný tah je dán vztahem (1.17) pro jednotlivé body poláry, přičemž odpovídající rychlost, která je vázána na daný poměr (c_x/c_y) na poláře, určuje vztah (1.16). Rovnovážný diagram tahu je schematicky uveden na obr. 1.21. Křivka využitelného tahu charakterově odpovídá proudové pohonné jednotce.

Diagram využitelných a potřebných výkoností se získá z diagramu využitelných a potřebných tahů přenásobením jednotlivých křivek rychlostí – viz obr. 1.21. Z obou diagramů jsou patrné jednotlivé letové režimy včetně maximální letové rychlosti.



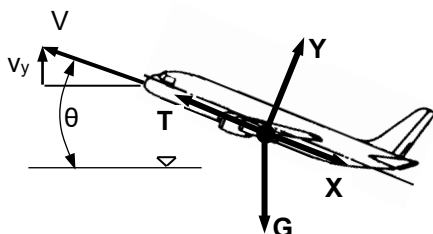
Obr. 1.21 Diagramy potřebných a využitelných tahů a výkonů

Vliv výšky se projeví poklesem křivky využitelného tahu, a tím i výkonu. Křivka potřebného tahu se posouvá horizontálně vpravo ve směru vyšších rychlostí po tečně v optimálním režimu. Křivka potřebného výkonu se rovněž pohybuje po tečně v optimálním režimu, která však u výkonového diagramu přechází na tečnu z počátku. Potřebný výkon se tak s výškou posouvá vpravo nahoru.

Stoupání

Schéma silového působení v těžišti letounu při přímočarém stoupání pod úhlem stoupání Θ ukazuje obr. 1.22. Z rozkladu sil je patrné, že tah překonává odpor letounu zvětšený o složku tíhy do směru letu. Vztlak vyrovnává pouze složku tíhy ve směru kolmém k letu. Je tedy zřejmé, že střemhlavé lety představují režimy s téměř nulovým vztlakem (vztlak je v tomto režimu kolmý k tíze).

Z rovnosti poměru rychlostních a silových složek se přímo stanoví vztah pro stoupací rychlost jako podíl přebytku výkonu ve výkonovém diagramu obr. 1.21 a tíhy – viz rovnice (1.19).



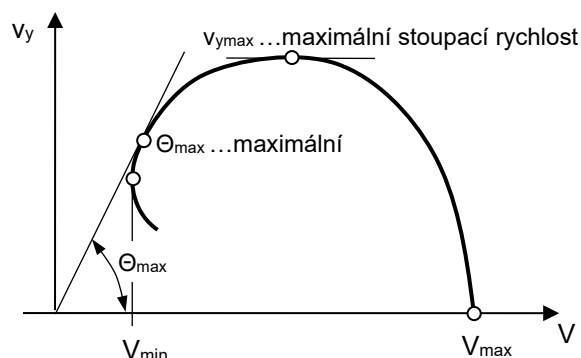
Obr. 1.22 Stoupání a stoupací rychlost

$$\frac{v_y}{V} = \frac{T - X}{G} \Rightarrow v_y = V \frac{T - X}{G} = \frac{N_v - N_p}{G} = \frac{\Delta N}{G} \quad (1.19)$$

Diagram stoupacích rychlostí

Výpočet jednotlivých stoupacích rychlostí v rozsahu V_{\min} a V_{\max} výkonového diagramu v dané letové hladině se stanoví průběh stoupacích rychlostí – obr. 1.23 – s charakteristickými režimy. První režim představuje stoupání pod maximálním úhlem, tj. dosažení největší výšky na dané vzdálenosti (bez ohledu k času). Na poláře obr. 1.20 je tomuto režimu blízko ekonomický režim. Režim s maximální stoupací rychlostí je druhý význačný režim, který umožňuje dosažení dané výšky v nejkratším čase. Na poláře představuje režim blízko optimálního.

Úhel stoupání Θ v diagramu stoupacích rychlostí je vymezen úhlem mezi osou pořadnic "V" a spojnicí počátku s bodem na čáře stoupacích rychlostí. Na obr. 1.23 je vyznačen maximální úhel stoupání, který je určen tečnou z počátku ke křivce stoupacích rychlostí.

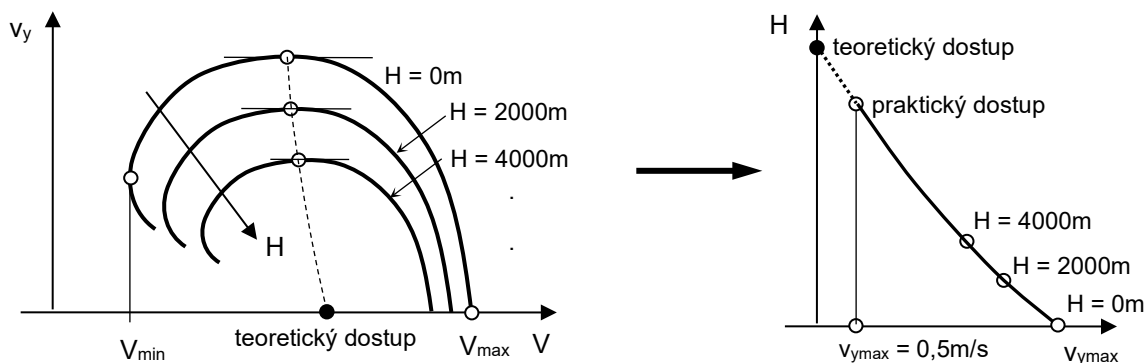


Obr. 1.23 Diagram stoupacích rychlostí

Dostup

Změnou využitelného a potřebného tahu s výškou, jak bylo uvedeno v rozboru diagramů tahu a výkonu (obr. 1.21), se zmenšuje rozsah minimálních a maximálních rychlostí a současně snižuje přebytek výkonů. Tím se s rostoucí výškou odpovídajícím způsobem zmenšují rozsahy a velikosti stoupacích rychlostí až do teoretické výšky, kdy maximální stoupací rychlost je právě nulová – tzv. teoretický dostup, jak ukazuje schéma na obr. 1.24.

Teoretický dostup představuje pouze limitní hodnotu, neboť doba pro dosažení této teoretické výšky je nekonečně dlouhá. Proto se zavádí tzv. praktický dostup, což je výška dosažená při maximální stoupací rychlosti 0,5m/s. – viz obr. 1.24. Na obr. 1.24 je rovněž naznačeno, že rychlost letu příslušející maximální stoupací rychlosti se s výškou letu mění – rychlost se zvyšuje.

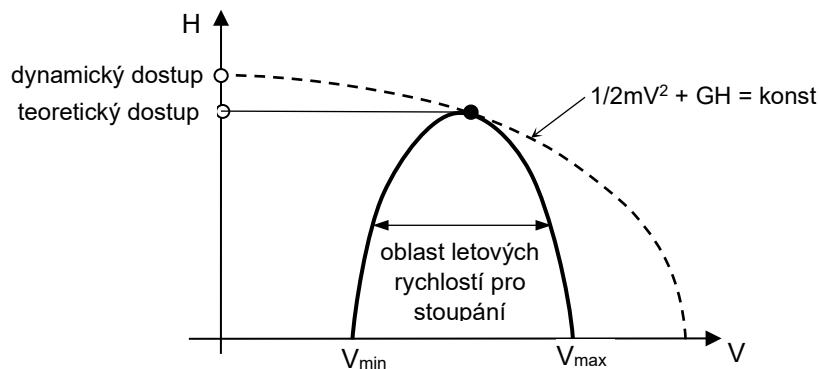


Obr. 1.24 Teoretický a praktický dostup

Výše uvedené rozboru dosažitelných výšek představují režimy stoupání s trvale vyváženými silami odpovídajícími kvazistatickým letům, tj. letům s pomalými změnami rychlostí. Vyšších výšek než jsou tyto kvazistatické dostupy lze dosáhnout tzv. dynamickým dostupem. Jedná se o úplnou přeměnu potenciální a kinetické energie dosažené na kvazistatickém dostupu na pouhou potenciální energii dynamického dostupy, tj. stavu s nulovou rychlostí:

$$\frac{1}{2} mV^2 + gH = konst \Rightarrow \frac{1}{2} mV_{\text{dostup}}^2 + GH_{\text{dostup}} = 0 + GH_{\text{dyn.dostup}} \quad (1.20)$$

Dynamický dostup tak představuje jakousi "katapultáž" tělesa letounu kinetickou energií letu v dané výšce na nulovou rychlost letu na dynamickém dostupy. Oblast letových rychlostí ustáleného stoupání a převod mezi kinetickou a potenciální energií s výškou při zachování celkové mechanické energie letounu jsou znázorněny na obr. 1.25. Let na dynamickém dostupy představuje omezenou manévrovatelnost aerodynamickými řídicími plochami v důsledku ztráty rychlosti, proto se jedná o specifické režimy v oblasti vojenských stíhacích letounů a akrobatické letounů.

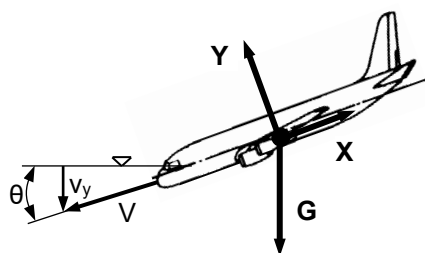


Obr. 1.25 Dynamický dostup

Klouzavý let (klesání)

Jedná se o bezmotorové letové režimy, tj. lety se staženou přípustí pohonné jednotky nebo lety větroňů. Obdobně jako u stoupání lze z rozkladu sil na obr. 1.26 dovést, že vztlak vyrovnává opět pouze složku tíhy kolmé k dráze klesání, avšak odpor je v klouzavém režimu roven jen složce tíhy do směru dráhy.

Z poměru složek aerodynamické síly plyne přímo vztah pro úhel klesání, který je spolu s klesací rychlostí uveden ve vztahu 1.21. Z těchto vztahů je evidentní, že nejmenší úhel klouzání představuje na poláře letounu obr. 1.20 optimální režim, nejmenší rychlost klesání režim ekonomický.



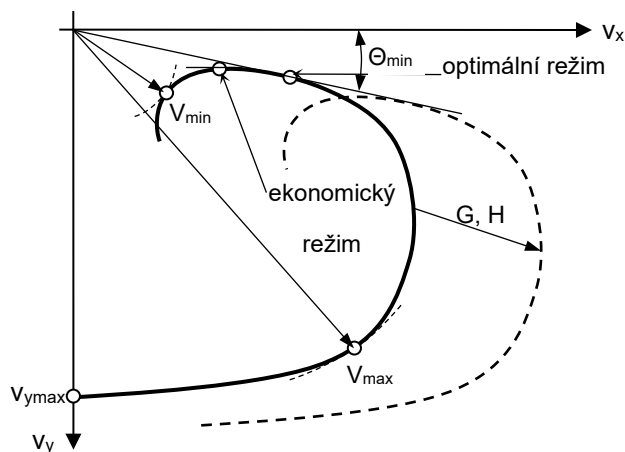
$$\frac{X}{Y} = \frac{G \sin(\Theta)}{G \cos(\Theta)} \Rightarrow \operatorname{tg} \Theta = \frac{c_x}{c_y} \dots v_y = \frac{c_x}{c_y^{3/2}} \sqrt{\frac{2G}{\rho S}} \dots (1.21)$$

Obr. 1.26 Klesání a klesací rychlost

Charakteristickým diagramem bezmotorového letu je závislost mezi horizontální a klesací rychlostí – tzv. rychlostní polára. Schéma rychlostní poláry je uvedeno na obr. 1.27. Letová rychlost při klesání odpovídá v tomto diagramu délce průvodiče z počátku, což v případě minimální a maximální rychlosti představuje maximální a minimální poloměry tečných kružnic.

Tečna z počátku udává minimální úhel klouzání – optimální režim. Tečna rovnoběžná s osou horizontální rychlosti odpovídá ekonomickému režimu, let při nulové horizontální rychlosti pak střemhlavému letu, který obecně není shodný s letem maximální rychlosti. Protože úhel minimálního klouzání je závislý pouze na aerodynamických charakteristikách letounu, je tento úhel nezávislý na hmotnosti a s výškou vykazuje pouze zanedbatelné změny vlivem změn Reynoldsova čísla s výškou.

Vliv hmotnosti se však projeví na klesací rychlosti, v rychlostní poláře letoun s větší hmotností vykazuje posuv této křivky po tečně optimálního režimu s minimální hmotností směrem k vyšším rychlostem. Této skutečnosti využívají větroně, které na přeskok nabírají vodní zátěž. Nejmenší úhel klouzání se tím nemění (tj. nejdelší dolet z dané výšky zůstává), ale uskuteční se za kratší dobu díky zvýšeným rychlostem. Vyšší hmotnost však zvyšuje minimální rychlost klesání. Obdobně se projevuje změna výšky při těžší hmotnostní konfiguraci.



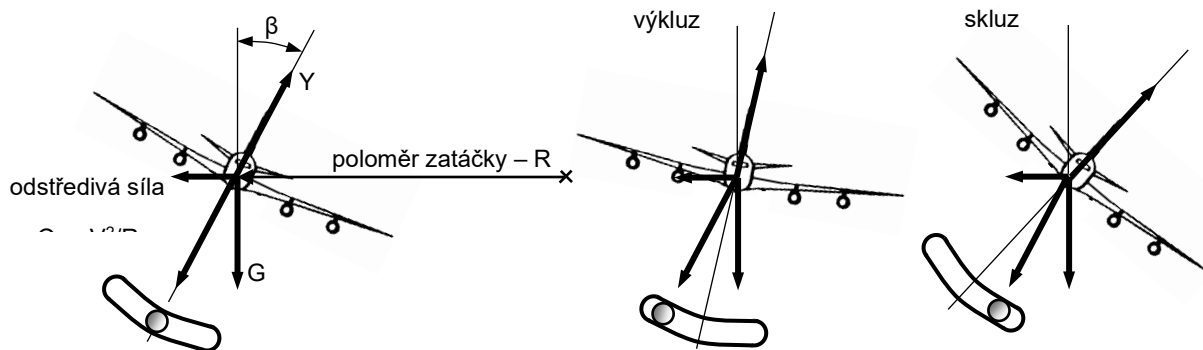
Obr. 1.27 Rychlostní polára

Let v horizontální zatáčce

Správná zatáčka

Správný ustálený let zatáčkou na určitém poloměru R vyžaduje koordinaci rychlosti a úhlu náklonu β tak, aby výslednice hmotových sil (tíha + odstředivá síla) procházela rovinou symetrie letounu, tzn. byla v rovnováze pouze se vztlakovou silou, jak ukazuje obr. 1.28. Tento stav odpovídá středové poloze kuličky příčného sklonoměru.

Ve správné zatáčce je podélná osa letounu tečná ke kružnici trajektorie zatáčky, na letounu tak nevzniká bočná síla a průlet zatáčkou je tak aerodynamicky nejkvalitnější. Současně pilot, cestující i náklad nejsou vytlačováni do boku ze sedaček a ukotvení nákladu.



Obr. 1.28 Horizontální zatáčka

Výkluzová a skluzová zatáčka

Při menším náklonu než je potřebný pro správnou zatáčku, odstředivá síla je větší než složka vztlaku do roviny zatáčky a musí proto být doplněna o složku bočné síly. Let je tak možný pouze s vybočením – podélná osa letounu ve směru "příd' – těžiště – zád'" míří z vnitřku (příd') přes trajektorii (těžiště) vně (zád') kružnice. Jedná se o tzv. zatáčku s výkluzem a kulička sklonoměru míří ze zatáčky.

Naopak při větším náklonu nastává opačná situace, složka bočné síly nyní zmenšuje složku vztlaku v rovině zatáčky, a proto letoun musí letět opačně vybočený než ve výkluzu – tj. příd' vně trajektorie těžiště, zád' dovnitř. Kulička sklonoměru se vychyluje do zatáčky.

Schematicky jsou silové poměry bez doplňující bočné síly, výkluzové i skluzové zatáčky, naznačeny na obr. 1.28.

Zatáčkový diagram

Ze silového rozboru na obr. 1.28 plyne, že na rozdíl od horizontálního přímočarého letu musí být vztlaková síla větší než tíha letounu. Poměr vztlaku k tíze vyjadřuje násobek n , pro který tak v ustálené zatáčce platí:

$$Y \cos(\beta) = G \Rightarrow \text{násobek } n = \frac{Y}{G} = \frac{G}{G \cos(\beta)} = \frac{1}{\cos(\beta)} \quad (1.22)$$

Z rovnosti odstředivé síly a složky vztlaku v horizontální rovině s využitím zavedeného násobku plyne pro poloměr zatáčky vztah vázaný na rychlost a násobek:

$$R = \frac{V^2}{g\sqrt{n^2 - 1}} \quad (1.23)$$

Pro násobek $n=1$ nabývá poloměr nekonečné velikosti – přechází tak v přímku, tj. přímočarý let. Minimální poloměr je však omezen třemi kritérii, resp. tím kritériem, které omezuje nejvíce, tj. dává největší minimální poloměr zatáčky.

Konstrukční-pevnostní omezení – násobek nesmí překročit maximální konstrukční násobek. Orientační hodnoty n_{\max} jsou následující: dopravní letouny (3,8÷4,2), poloakrobatické ~6, akrobatické 9 a výše. Například 60° náklon vyvodí dle (1.22) násobek rovný 2.

Aerodynamické omezení – vyplývá z možnosti dosáhnout pouze určité (maximální) hodnoty vztlaku danou maximálním součinitelem vztlaku. Násobek dosažitelný při maximálním vztlaku při různých rychlostech lze vyjádřit z definice (1.22) jako kvadrát poměru rychlosti k pádové rychlosti:

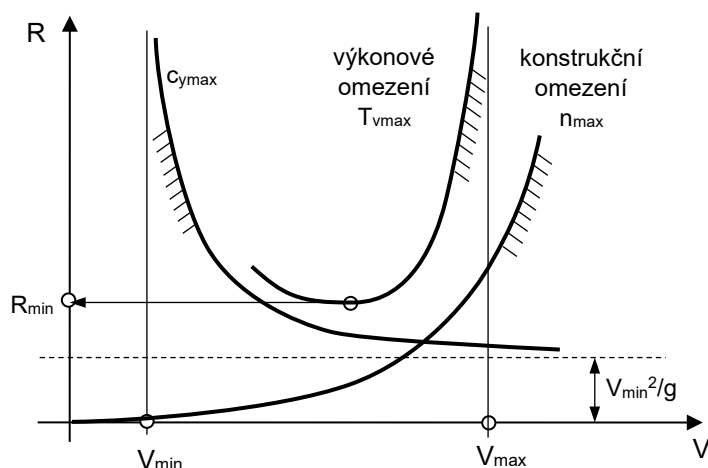
$$n = \frac{Y_{\max}}{G} = \frac{\frac{1}{2} \rho V^2 c_{y\max} S}{\frac{1}{2} \rho V_{\min}^2 c_{y\max} S} = \left(\frac{V}{V_{\min}} \right)^2 \quad (1.24)$$

Výkonové omezení – plyne z maximálního tahu pohonné jednotky, kterým je omezen možný aerodynamický odpor v zatáčce z hlediska dosažení rovnováhy obou sil. Tahová křivka s plnou přípustí tak odpovídá maximálním dosažitelným odporům s danou pohonnou jednotkou. Těmto odporům lze pomocí poláry stanovit odpovídající vztlaky a poměr takto odvozených vztlaků k tíze udává mezní hodnoty násobků z omezení tahovou jednotkou.

Násobek lze vyjádřit obdobně jako u aerodynamického omezení pomocí kvadrátu poměru rychlostí, kde místo V_{\min} v 1.24 se dosadí rychlost horizontálního letu V^* (stanovena z podmínky $Y=G$) při témže součiniteli vztlaku, jaký odpovídá křivce využitelného tahu při rychlosti V z výše uvedeného postupu. Tato rychlost je tak závislá na rychlosti V , což lze formálně zapsat:

$$n = \frac{Y}{G} = \frac{\frac{1}{2} \rho V^2 \cdot c_y(V) \cdot S}{\frac{1}{2} \rho \cdot V^*(V) \cdot c_y(V) S} = \left(\frac{V}{V^*(V)} \right)^2 \quad (1.25)$$

Násobky jednotlivých omezení po dosažení do vztahu (1.25) vymezi tři křivky minimálních poloměrů zatáčky, z nichž největší hodnota určuje minimální poloměr zatáčky letounu – viz obr. 1.29.



Přehled letových vlastností

Letové vlastnosti hodnotí chování letounu za letu i na zemi z pohledu pilota – obecněji z pohledu řízení. Řízení musí být takové, aby zajistilo ustálený let v co nejširším rozsahu rychlostí a poloh, snadné udržení letounu v dosažených letových stavech, a to i za působení poruch (atmosférická turbulence, odhoz nákladů a další), rychlý a bezpečný přechod z jedné letové polohy do druhé, instinktivní ovládání pro pilota bez velké duševní a fyzické námahy.

Pro jednotlivé kategorie letounů jsou předpisy stanoveny rozsahy charakteristických veličin a kvantitativní kritéria na jednotlivé letové vlastnosti jako jsou rozsahy sil v řízení v ustálených režimech, gradienty sil na změny režimů, úhlové rychlosti rotace, frekvence, tlumení kmitavých pohybů a další.

Letové vlastnosti lze rozdělit na dvě základní oblasti: stabilitu, která hodnotí odezvy letounu na poruchu bez zásahu pilota (řízení), a říditelnost zabývající se odezvami na zásahy do řízení.

Stabilita

Letoun je stabilní, vrátí-li se po výchylce z ustáleného stavu vyvolanou vnější příčinou do výchozího stavu bez zásahu pilota. Stabilitu lze posuzovat při letech s pevným nebo volným řízením. Z důvodů symetrie letounu lze stabilitu řešit samostatně pro podélný a stranový pohyb – tj. podélnou a stranovou stabilitu s pevným nebo volným řízením.

Stabilita se hodnotí z pohledu statického a dynamického. Statická stabilita informuje o počátečním charakteru silových účinků po poruše a stanovuje tak podmínky pro zajištění dynamické stability. Dynamická stabilita řeší pohybový trend letounu v čase po poruše. Dynamická stabilita inherentně obsahuje statickou stabilitu. Statická stabilita však poměrně jednoduchými prostředky posoudí, zda nastanou či nenastanou zásadní kritické případy nestability, aniž by bylo nutné zabývat se kompletní dynamickou nestabilitou, tj. sestavit, rozebírat a řešit pohybové rovnice. Statická stabilita tak vytváří podmínky nutné, nikoli však postačující pro dynamickou stabilitu.

Říditelnost

Říditelnost představuje řadu oblastí, které hodnotí jednak vlastnosti řízení letounu z pohledu pilota, jednak pohybovou odezvu letounu na zásahy do řízení. Základní kategorie říditelnosti tvoří:

ovladatelnost – zabývá se statickými účinky kormidel, tj. potřebnými výchylkami a silami v řízení pro zajištění požadovaného letového režimu,

obratnost – posuzuje pohybovou odezvu letounu po zásahu do kormidel, tj. dynamiku přechodu z jednoho letového režimu do druhého,

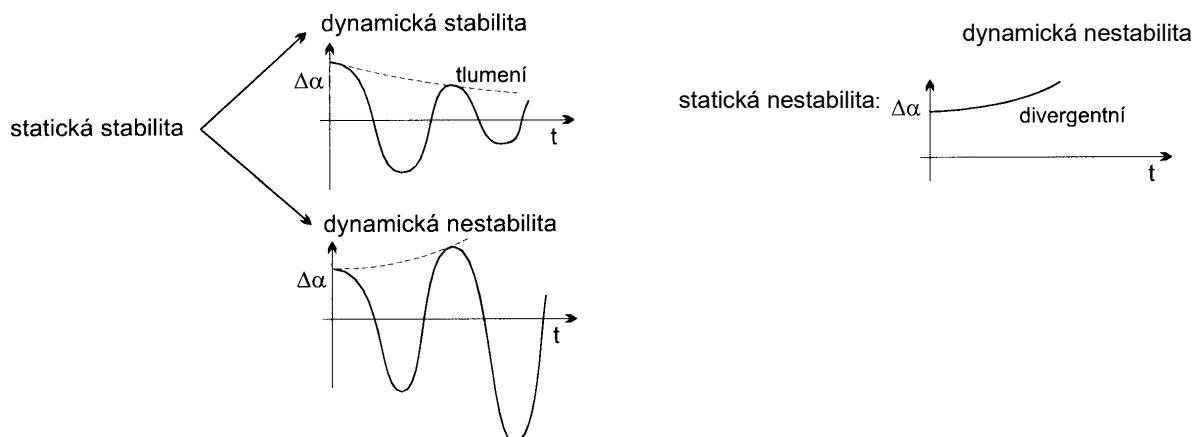
vyvažitelnost – hodnotí síly na řídicí páce a rozebírá možnosti snížení (odlehčení) či zrušení (trimování) sil na páce v dlouhodobých ustálených režimech,

tíživost – rozebírá změny způsobené sekundárními vlivy v ustálených letových režimech jako jsou hmotové změny (např. po odhozu nákladu), změny aerodynamického tvaru (výchylek vztlakových klapek, podvozku, ...), změna chodu režimu a další.

Z hlediska letových režimů se jednotlivé kategorie obratnosti vztahují k základním případům nebo zvláštním letovým případům jako přetažení, vývrтка, maximální rychlosti, vzlet a přistání, zatačky, případně akrobatické či bojové obraty.

Podélná stabilita s pevným řízením – neutrální bod

Podélnou stabilitou se chápe schopnost letounu vrátit se do výchozí polohy úhlu náběhu po poruše vyvolanou vnějším vlivem, např. poryvem. Podélně stabilní letoun tak vrací úhlové změny kolem jeho příčné osy.

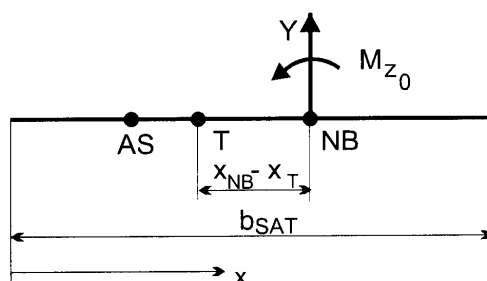


Obr. 1.30 Statická a dynamická stabilita

U podélně staticky stabilního letounu vzniknou poruchou takové klopivé momenty k těžišti, které působí proti poruše, tj. tlumí ji. Staticky stabilní letouny tak okamžitě po poruše vyvolávají její pokles. Avšak z hlediska časového vývoje poruchy může porucha po počátečním útlumu opět začít narůstat, což je typické pro kmitavé pohyby. Na obr. 1.30 je schematicky naznačen časový vývoj poruchy vyjádřené změnou úhlu náběhu. Ze schématu je zřejmé, že staticky stabilní letoun může, nebo nemusí, být i dynamicky stabilní. Avšak je-li letoun staticky nestabilní, je vždy i dynamicky nestabilní divergentním nekmitavým charakterem, jak ukazuje obr. 1.30.

Neutrální bod s pevným řízením- NB

Statická stabilita se posuzuje polohou tzv. neutrálního bodu (NB) a těžiště. NB je obdoba aerodynamického středu u profilu – viz část Aerodynamické charakteristiky profilu, odstavec Letecké profily. Letoun, který vykazuje stejné vztlakové projevy jako profil či křídlo, má tak rovněž specifický pevný bod, vůči kterému je moment od vztlaku v jeho působišti konstantní v rozsahu úhlů náběhu přímkové části vztlakové čáry (oblast s neodtrženým prouděním). Při přenesení vztlaku z jeho působišti do NB se silové schéma doplní na ekvivalentní tím, že se přidá konstantní moment – viz obr. 1.31, na kterém je tento moment označen M_{z_0} .



Obr. 1.31 Neutrální bod a statická zásoba

Z obr. 1.31 je patrné, že od přírůstku úhlu náběhu v ustáleném režimu vzniká přídavná vztlaková síla, která vytvoří klopivý moment k těžišti. Tento přídavný moment tak působí proti změnám úhlu náběhu, neboť klopivý moment M_{z_0} se s úhlem nemění.

Je zřejmé, že přídavný klopivý moment od poruchové veličiny bude tuto poruchu tlumit pouze v případě polohy neutrálního bodu v podélném směru za těžištěm. Vzdálenost těžiště a neutrálního bodu se nazývá statická zásoba a podmínka pro podélnou statickou stabilitu je tak dána požadavkem na kladnou statickou zásobu ve smyslu $(x_{NB} - x_T) > 0$.

Poloha neutrálního bodu vychází z polohy aerodynamického středu křídla AS, vlivem trupu se AS křídla s trupem posouvá před AS čistého křídla a přidáním vodorovných ocasních ploch se posouvá vzad jako AS celého letounu, tedy NB. Zvolí-li se jako vztahový souřadný systém pro vyjádření poloh střední aerodynamická těživa b_{SAT} , jak je znázorněno na obr. 1.31, pak AS křídla leží v 25% b_{SAT} , trup jej posouvá vpřed (destabilizuje) o (3–8)% b_{SAT} a vodorovné ocasní plochy přispívají stabilizačním účinkem o (15–20)% b_{SAT} vzad, takže poloha NB je běžně v rozsahu (35–40)% b_{SAT} . Z podmínky kladné statické zásoby tak plynou požadavky na polohu těžiště – statická zásoba se pohybuje od 3 do 10%. Čím větší je statická zásoba, tím je letoun sice stabilnější ale na druhou stranu vyžaduje větší síly a výchylky v řízení – tzn. letoun je méně obratnější.

NB je dále ovlivněn vrtulovým proudem, konfigurací pohonných jednotek, vztlakovými klapkami, vlivem blízkosti země a dalšími sekundárními faktory. Výrazně se poloha NB mění v oblasti vysokých podzvukových Machových čísel letu.

Podélná dynamická stabilita s pevným řízením

Časový průběh pohybových veličin po změně ustáleného výchozího režimu je ovlivněn kromě vratného klopivého momentu též momentem setrvačnosti kolem příčné osy a klopivě tlumivým momentem vyvolaný klopivým pohybem. U běžných letounů lze výsledný kmitavý pohyb v rovině symetrie rozložit na dvě samostatné složky:

- rychlé, dobře tlumené podélné kmity kolem příčné osy charakteristické změnou úhlu náběhu při téměř konstantní rychlosti s dobou kmitu řádově jednotky sekund a
- pomalé tzv. fygoidální, málo tlumené podélné kmity s dobou kmitu řádově desítky vteřin, které jsou charakteristické změnou výšky a rychlosti při stálém úhlu náběhu (kmit těžiště letounu).

Vytvořeno v rámci projektu **Digitalizace studijních Agend, Nové Technologič, systémy a přístupy k výuce na UPCE**, reg. č. NPO_UPCE_MSMT-16591/2022.

Toto dílo podléhá licenci Creative Commons BY 4.0. Pro zobrazení licenčních podmínek navštivte <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/>.



Financováno
Evropskou unií
NextGenerationEU



Národní
plán
obnovy

MSMT
MINISTERSTVO ŠKOLSTVÍ,
MLÁDEŽE A TĚLOVÝCHOVY