České vysoké učení technické v Praze
Fakulta strojní

Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky
Teoretický základ strojního inženýrství

Metody řízení mezní vrstvy na leteckých profilech

Boundary layer control methods on airfoils

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Antonín Zeman
Vedoucí práce: Ing. Michal Schmirler PhD.
Konzultant Ing. Lukáš Popelka PhD.
Rok: 2022

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Zeman** Jméno: **Antonín** Osobní číslo: **492477**

Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**

Zadávající katedra/ústav: **Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky**

Studijní program: **Teoretický základ strojního inženýrství**

Studijní obor: **bez oboru**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Metody řízení mezní vrstvy na leteckých profilech

Název bakalářské práce anglicky:

Boundary layer control methods on airfoils

Pokyny pro vypracování:

1) Popište problematiku řízení mezní vrstvy na leteckých profilech - základní aerodynamika, důvody řízení mezní vrstvy, způsoby, technologie atd.
2) Proveďte rešerši v oblasti použití jednotlivých způsobů řízení mezní vrstvy a jejich dopady na aerodynamické charakteristiky profilů.
3) Zhodnoťte přínosy a slabiny jednotlivých způsobů a jejich použitelnost na různých typech letounů.
4) Proveďte vizualizaci chování mezní vrstvy s a bez použití pasivního řízení na vybraném leteckém profilu.

Seznam doporučené literatury:

Dle pokynů vedoucího práce a konzultanta.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

Ing. Michal Schmirler, Ph.D. ústav mechaniky tekutin a termodynamiky FS

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

Ing. Lukáš Popelka, Ph.D. FS

Datum zadání bakalářské práce: **25.04.2022** Termín odevzdání bakalářské práce: **29.07.2022**

Platnost zadání bakalářské práce: _____

Ing. Michal Schmirler, Ph.D.	Ing. Michal Schmirler, Ph.D.	doc. Ing. Miroslav Španiel, CSc.
podpis vedoucí(ho) práce	podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry	podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Student bere na vědomí, že je povinen vypracovat bakalářskou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské práci.

. _____ Datum převzetí zadání

_____ Podpis studenta

© ČVUT v Praze, Design: ČVUT v Praze, VIC

Poděkování

Děkuji Ing. Michalu Schmirlerovi, Ph.D. za vedení mé bakalářské práce. Mé poděkování patří také Ing. Lukáši Popelkovi, Ph.D. za konzultaci. Jsem vděčný za jejich vstřícný přístup, podklady a cenné rady.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci „Metody řízení mezní vrstvy na leteckých profilech“ vypracoval samostatně, pod vedením Ing. Michala Schmirlera, Ph.D., s použitím literatury uvedené na konci mé bakalářské práce v seznamu použité literatury.

V Praze dne: …….

Podpis

Abstrakt

Tato práce se zabývá řízením mezní vrstvy. V práci jsou uvedeny a zhodnoceny různé metody řízení mezní vrstvy. Důraz je kladen na popis těchto metod v kontextu různých typů letounů a režimů letu. Součástí práce je vlastní experimentální měření řízení mezní vrstvy na vybraném leteckém profilu.

Abstract

This work deals with boundary layer control. Different methods of boundary layer control are ushered and evaluated in this work. The focus is aimed at the description of these methods in the context of different types of airplanes and flight regimes. Part of the work is own experiment on boundary layer control on a selected airfoil.

Klíčová slova

Mezní vrstva, místní odtržení laminární mezní vrstvy, řízení mezní vrstvy, letecký profil, letoun

Key words

Boundary layer, separation bubble, boundary layer control, airfoil, airplane

Obsah

1 Úvod 11
2 Mezní vrstva 12
2.1 Třecí součinitel cf 14
2.2 Laminární mezní vrstva 14
2.3 Turbulentní mezní vrstva 15
2.4 Laminární a turbulentní mezní vrstva 16
2.5 Přechod do turbulence 16
2.6 Odtržení mezní vrstvy 18
2.7 Tvarový odpor 19
3 Vizualizace mezní vrstvy 20
3.1 Metoda smoke – wire 20
3.2 Níťová metoda 21
3.3 Vizualizace olejovým filmem 22
3.4 Simulace 22
4 Geometrické charakteristiky aerodynamické profilu a křídla letounu 22
4.1 Geometrické charakteristiky křídla 22
4.2 Geometrické charakteristiky profilu 23
5 Aerodynamické síly působící na aerodynamický profil 24
6 Aerodynamické síly působící na křídlo letounu 29
6.1 Indukovaný odpor 29
6.2 Interferenční odpor 30
6.3 Škodlivý odpor 30
6.4 Polára 30
6.5 Prvky křídla 31
6.5.1 Winglety 31
6.5.2 Prvky na odtokové hraně 31
6.5.3 Prvky na náběžné hraně 31
6.6 Proudění stlačitelné tekutiny 32
7 Řízení mezní vrstvy 33
7.1 Aktivní řízení mezní vrstvy 34
7.1.1 Efekt klapek a slotů 34
7.1.2 Pohyb stěny obtékaného profilu 35
7.1.3 Sání a vyfukování 36
7.2 Pasivní řízení mezní vrstvy 38
7.2.1 Vírové generátory 39
7.2.2 Riblety 41

8 Experimentální část 44
8.1 Úvod 44
8.2 Měřený profil 44
8.3 Podmínky měření 45
8.4 Vyhodnocení 46
9 Závěr 51
10 Literatura 52

Seznam použitých symbolů

Latinská abeceda:

Značka	Jednotka	Význam
a	$[m \cdot s^{-1}]$	Rychlost zvuku
b	$[m]$	Hloubka křídla
b_d	$[m]$	Šířka desky
b_k	$[m]$	Hloubka křídla na koncích
b_s	$[m]$	Hloubka křídla ve středu rozpětí
c	$[m]$	Délka tětivy profilu
C_D	[1]	Součinitel odporu
$C_{D_{fL}}$	[1]	Součinitel třecího odporu laminární mezní vrstvy
$C_{D_{fT}}$	[1]	Součinitel třecího odporu turbulentní mezní vrstvy
c_f	[1]	Součinitel tření
c_{f_L}	[1]	Součinitel tření laminární mezní vrstvy
c_{f_T}	[1]	Součinitel tření turbulentní mezní vrstvy
C_L	[1]	Součinitel vztlaku
C_{L1}	[1]	Dolní hranice laminární boule
C_{L2}	[1]	Horní hranice laminární boule
$C_{L_{opt}}$	[1]	Optimální hodnota součinitele vztlaku
$C_{L_{max}}$	[1]	Maximální součinitel vztlaku
$C_{M'}$	[1]	Součinitel klopivého momentu
c_p	[1]	Tlakový součinitel
D	$[N]$	Odpor
f	[1]	Korekční součinitel
H	[1]	Tvarový parametr
H^R	$[mm]$	Výška ribletů
H^{VG}	$[mm]$	Výška vírového generátoru
$I(t)$	[1]	Indikátorová funkce
k_{krit}	$[m]$	Kritická drsnost
k_{per}	$[m]$	Přípustná drsnost
l	$[m]$	Rozpětí křídla
L	$[N]$	Vztlak
l_d	$[m]$	Délka desky
L^R	$[mm]$	Délka ribletů
l_V	$[m]$	Kolmá vzdálenost od víru
M'	$[N \cdot m]$	Klopivý moment
M	[1]	Machovo číslo
M_∞	[1]	Machovo číslo nabíhajícího proudu
M_{krit}	[1]	Kritické Machovo číslo

p	$[Pa]$	Statický tlak
p_c	$[Pa]$	Celkový tlak
p_∞	$[Pa]$	Tlak nabíhajícího proudu
q	$[Pa]$	Kinetický tlak
q_c	$[Pa]$	Dynamický tlak
q_∞	$[Pa]$	Kinetický tlak nabíhajícího proudu
r	$[m]$	Vzdálenost působiště vztlaku k vyšetřovanému bodu
Re	$[1]$	Reynoldsovo číslo
Re_{krit}	$[1]$	Kritické Reynoldsovo číslo
S	$[m^2]$	Plocha křídla
S_d	$[m^2]$	Plocha desky
s^R	$[mm]$	Šířka ribletů
s^{VG}	$[mm]$	Vzdálenost vírových generátorů
t	$[s]$	Čas
T	$[s]$	Doba pozorování
v	$[m \cdot s^{-1}]$	Okamžitá rychlost
$\bar{v}$	$[m \cdot s^{-1}]$	Časově střední rychlost
v_∞	$[m \cdot s^{-1}]$	Rychlost nabíhajícího proudu
z^{VG}	$[mm]$	Vzdálenost páru vírových generátorů

Řecká abeceda:

Značka	Jednotka	Význam
α	$[°]$	Úhel náběhu
β	$[°]$	Polovina vrcholového úhlu páru vírových generátorů
Γ	$[m^2 \cdot s^{-1}]$	Cirkulace vektorového pole
γ	$[s^{-1}]$	Intermitentní faktor
δ	$[m]$	Tloušťka mezní vrstvy
δ^*	$[m]$	Odtlačovací (pošinovací) tloušťka
δ^{**}	$[m]$	Energetická tloušťka
δ_L	$[m]$	Tloušťka laminární mezní vrstvy
δ_T	$[m]$	Tloušťka turbulentní mezní vrstvy
η	$[1]$	Zkroucení křídla
θ	$[m]$	Hybnostní (impulzová) tloušťka
κ	$[1]$	Poissonův poměr
λ	$[1]$	Štíhlost
μ	$[Pa \cdot s]$	Dynamická viskozita
ν	$[m^2 \cdot s^{-1}]$	Kinematická viskozita
ρ	$[kg \cdot m^{-3}]$	Hustota
τ	$[Pa]$	Tečné napětí

τ_w	$[Pa]$	Tečné napětí na stěně
χ	[°]	Šíp křídla

1 Úvod

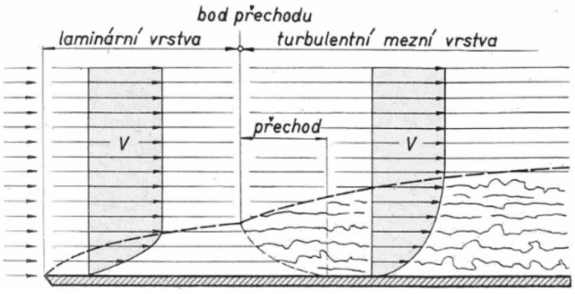
Jedním z hlavních problémů studia mechaniky tekutin je interakce tekutiny s pevnou látkou. Jednou z takových interakcí je obtékání tělesa tekutinou. V blízkosti obtékaného tělesa se nachází tenká vrstva, která se nazývá mezní vrstva. S existencí mezní vrstvy poprvé přišel Ludwig Prandtl v roce 1904 [1].

Mezní vrstva vzniká i na křídle letounu, obtékaného vzduchem. Různými prvky můžeme mezní vrstvu řídit. Toto řízení se liší podle typu letounu a může mít velký vliv na aerodynamické vlastnosti letounu či na úsporu paliva, vedoucí ke značným úsporám nákladů.

Cílem této práce je teoreticky popsat prvky řízení mezní vrstvy na leteckém profilu a následně aplikovat řízení mezní vrstvy na vybraný letecký profil. V první fázi této práce bude teoreticky popsána mezní vrstva a možnosti její vizualizace. Následně budou popsány letové charakteristiky letounu, které mohou být prvky řízení mezní vrstvy ovlivněny. Poté budou rozebrány jednotlivé prvky řízení mezní vrstvy na leteckých profilech, jejich možná implementace na různé typy letounů a jejich vliv na letové charakteristiky. V poslední fázi bude proveden experiment řízení mezní vrstvy na zvoleném leteckém profilu.

2 Mezní vrstva

Problém obtékání těles rozdělujeme na chování tekutiny v dostatečné vzdálenosti od povrchu a chování tekutiny v mezní vrstvě. Mezní vrstva je tedy tenká oblast blízko obtékaného



Obrázek 1: Rychlostní profil při obtékání rovinné desky [2]

profilu, ve které nemůžeme zanedbat viskózní charakter tekutiny. V dostatečné vzdálenosti od obtékaného profilu je rychlostní profil tekutiny konstantní. V mezní vrstvě se naopak rychlostní profil tekutiny mění v závislosti na vzdálenosti od profilu, kde právě při stěně profilu je rychlost tekutiny nulová. Rozeznáváme dva typy mezní vrstvy, laminární a turbulentní mezní vrstvu [1].

Na Obrázku 1 je znázorněný rychlostní profil při obtékání rovinné desky. Vidíme, že rychlost roste ve svislém směru od desky z nulové hodnoty u stěny až do rychlosti v_∞, která odpovídá rychlosti nabíhajícího proudu [3].

V mezní vrstvě má tekutina v každém bodě místní okamžitou rychlost $v(x, y, t)$. Časově střední rychlost tekutiny v mezní vrstvě potom můžeme definovat jako:

$$\bar{v}(x, y) = \frac{1}{T}\int_0^T v(x, y, t)\, dt, \tag{1}$$

kde T je doba pozorování [4].

Jedním z hlavních parametrů mezní vrstvy je její tloušťka δ, pro kterou platí:

$$\bar{v}(\delta) = 0{,}99 \cdot v_\infty. \tag{2}$$

Zde je potřeba poznamenat, že pojem tloušťky mezní vrstvy byl vytvořen uměle. Ve skutečnosti neexistuje pevné rozhraní mezi mezní vrstvou a okolním proudem. Přechod z mezní vrstvy do okolního proudu je plynulý [1].

Dalšími parametry pro popis mezní vrstvy jsou odtlačovací (pošinovací) tloušťka δ^*, hybnostní (impulzová) tloušťka θ, energetická tloušťka δ^{**}, tvarový parametr H a třecí součinitel c_f [5].

Odtlačovací tloušťka δ^* je definovaná jako:

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{\bar{v}}{v_\infty}\right)\ dy. \tag{3}$$

a říká, o jakou vzdálenost se proudnice okolního proudu posunuly díky mezní vrstvě [1].

Hybnostní tloušťka θ je definovaná jako:

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{\bar{v}}{v_\infty} \cdot \left(1 - \frac{\bar{v}}{v_\infty}\right)\ dy. \tag{4}$$

Tato veličina nám udává vzdálenost, o jakou by se musely posunout proudnice okolního proudu tak, aby při neuvažování mezní vrstvy byl v daném místě stejný hybnostní tok jako je ve skutečnosti. Hybnostní tloušťka má velký význam při počítání třecích ztrát [6].

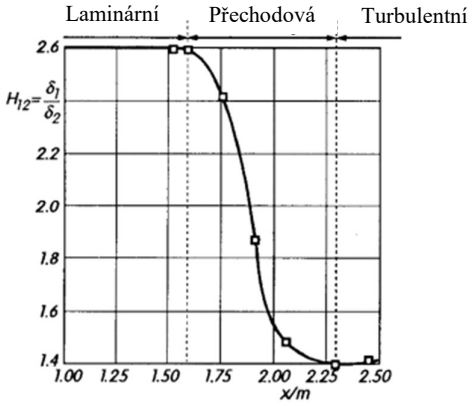
Podobně jako tloušťka hybnostní, energetická tloušťka δ^* udává vzdálenost, o jakou by se musely posunout proudnice okolního proudu tak, aby při neuvažování mezní vrstvy byla v daném místě stejná kinetická energie jako je ve skutečnosti [6].

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \frac{\bar{v}}{v_\infty} \cdot \left(1 - \left(\frac{\bar{v}}{v_\infty}\right)^2\right)\ dy \tag{5}$$

Tvarový parametr je bezrozměrná veličina, závislá na tvaru rychlostního profilu, která popisuje proudění v mezní vrstvě. Je definovaná jako:

$$H = \frac{\delta^*}{\theta}. \tag{6}$$

Průběh tvarového parametru H je na Obrázku 2. Pro laminární mezní vrstvu je hodnota $H_L = 2{,}59$. Pro turbulentní mezní vrstvu se pak tvarový parametr pohybuje v intervalu $H_T = \langle 1{,}3; 1{,}4 \rangle$ [1, 7].



Obrázek 2: Průběh tvarového parametru H na rovinné desce. Na svislé ose je tvarový parametr a na vodorovné ose je vzdálenost. Vodorovná osa je rozdělena na laminární, přechodovou a turbulentní oblast [1].

2.1 Třecí součinitel c_f

V mezní vrstvě se projevuje viskózní charakter tekutiny. Pro tečné napětí na stěně rovinné desky platí z Newtonova třecího zákonu pro nestlačitelné tekutiny vztah:

$$\tau_w(x) = \mu \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_w, \tag{7}$$

kde μ je dynamická viskozita. Index w v tomto případě značí stěnu desky. Je však přínosné vyjadřovat tečné napětí jako bezrozměrnou veličinu. Definujeme součinitel tření v místě x od náběžné hrany:

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_\infty^2}, \tag{8}$$

kde ρ je hustota a součin $\left(\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_\infty^2\right)$ vyjadřuje kinetický tlak. Ze znalosti průběhu tečného napětí po celé délce desce můžeme vyjádřit třecí odpor jedné strany desky:

$$D = b \cdot \int_0^{l_d} \tau_w(x)\, dx = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_\infty^2 \cdot b_d \cdot \int_0^x c_f\, dx, \tag{9}$$

kde b_d je šířka desky a l_d je délka desky. Třecí odpor můžeme opět vyjádřit pomocí bezrozměrného součinitele. Součinitel třecího odporu C_{D_F} je definován jako poměr třecího odporu a součinu dynamického tlaku s plochou S_d [1].

2.2 Laminární mezní vrstva

Jak již bylo zmíněno rozeznáváme dva typy mezní vrstvy, laminární a turbulentní. V laminární mezní vrstvě se vrstvy tekutiny po sobě smýkají a míchání mezi těmito smykovými vrstvami je omezené na molekulární úroveň [6].

Rychlostní profil v laminární mezní roste pozvolněji než rychlostní profil v turbulentní mezní vrstvě. Při určování tloušťky laminární mezní vrstvy na rovinné desce vyjdeme z exaktního řešení rovnic proudění, které vyřešil H. Blasius. Dostáváme:

$$\delta(x)_L \approx 5 \cdot \sqrt{\frac{\nu \cdot x}{v_\infty}}, \tag{10}$$

kde ν je kinematická viskozita [1].

Tloušťku laminární mezní vrstvy můžeme také popsat pomocí Reynoldsova čísla vztaženému k místu x od náběžné hrany:

$$Re(x) = \frac{v_\infty \cdot x}{\nu}, \tag{11}$$

kde v_∞ je rychlost nabíhajícího proudu. Potom:

$$\delta(x)_L = \frac{5}{\sqrt{Re_{(x)}}} \cdot x \tag{12}$$

Třecí součinitel laminární mezní vrstvy je definován jako:

$$c_{fL}(x) = \frac{0{,}664}{\sqrt{Re_{(x)}}}. \tag{13}$$

Součinitel třecího odporu laminární mezní vrstvy je definován jako:

$$C_{D_{fL}} = \frac{1{,}328}{\sqrt{Re_L}}. \tag{14}$$

Člen Re_L v rovnici (14) říká, že při určování součinitele třecího odporu laminární mezní vrstvy hledíme na délku této vrstvy. Ne na celkovou délku desky [1].

2.3 Turbulentní mezní vrstva

Turbulentní mezní vrstva je od laminární značně odlišná. V turbulentní mezní vrstvě se objevují velké fluktuace rychlosti a efekty viskozity jsou koncentrovány na vrstvu přímo u stěny profilu, která je značně menší než samotná turbulentní mezní vrstva. Tato vrstva se nazývá vazká podvrstva. V této vazké podvrstvě se uplatňují prakticky pouze třecí síly a rychlostní profil v ní strmě stoupá od nuly u stěny povrchu téměř lineárně. Samotná turbulentní mezní vrstva je tedy rozdělená na vazkou podvrstvu, kde se uplatňuje vliv viskozity a zbylou, větší část turbulentní mezní vrstvy, která není ovlivněna vazkými silami a uplatňují se zde jen „zdánlivé“ třecí síly od fluktuačního pohybu. Velké mísení mezi smykovými vrstvami způsobí, že i proudění v okolí turbulentní mezní vrstvy ovlivní rychlost vně této mezní vrstvy. Jako následek se tak již na hranici vazké podvrstvy rychlost v mezní vrstvě blíží rychlosti okolního proudu [1, 6].

Tloušťka turbulentní mezní vrstvy je větší než u laminární mezní vrstvy a platí pro ni vztah:

$$\delta(x)_T \approx 0{,}37 \cdot \sqrt[5]{\frac{\nu \cdot x}{v_\infty}}. \tag{15}$$

Třecí součinitel turbulentní mezní vrstvy je definován jako:

$$c_{f_T}(x) = \frac{0{,}0576}{\sqrt[5]{Re_{(x)}}}. \tag{16}$$

Součinitel třecího odporu turbulentní mezní vrstvy je definován jako:

$$C_{D_{fT}} = \frac{0{,}074}{\sqrt[5]{Re_L}}. \tag{17}$$

2.4 Laminární a turbulentní mezní vrstva

Z předešlých rovnic a charakteristik obou mezních vrstev nám vyplývají důležité zákonitosti, které jsou nezbytné pro porozumění a pochopení chování mezní vrstvy na rovinné desce, ale i na aerodynamických profilech.

Pokud se zaměříme na třecí součinitele, vidíme z rovnic (13) a (16), že konstanta je u laminární mezní vrstvy dělená druhou odmocninou Reynodlsova čísla. V turbulentní mezní vrstvě je konstanta dělená pátou odmocninou Reynodlsova čísla. Turbulentní mezní vrstva bude tedy vykazovat značně větší třecí odpor.

Z rovnic (14) a (17) vyplývá, že při určování celkového třecího odporu rovinné desky rozdělíme desku na části, ve kterých se vyskytuje laminární a turbulentní mezní vrstva. Pro obě oblasti určíme třecí odpor a ve výsledku odpory sečteme. V obou případech pracujeme s délkou dané mezní vrstvy, a ne délkou desky [6].

Turbulentní mezní vrstva také vykazuje větší tloušťku. Při přechodu z laminární mezní vrstvy do turbulentní se tedy zvětšuje tloušťka mezní vrstvy.

2.5 Přechod do turbulence

Už ze základního studia mechaniky tekutin víme, že laminární proudění je oproti turbulentnímu méně nestabilní. Stejné chování pozorujeme i u mezních vrstev [3].

Po ztrátě stability laminární mezní vrstvy dojde k přechodu do turbulence. Pokud budeme opět uvažovat desku bez tlakového spádu, dochází k tomuto přechodu v určité vzdálenosti x náběžné hrany, která je určena pomocí kritického Reynoldsova čísla [1].

$$Re(x)_{krit} = \left(\frac{v_\infty \cdot x}{\nu}\right)_{krit} \tag{18}$$

V tomto místě ztrácí laminární mezní vrstva stabilitu, což můžeme považovat za první fázi přechodu do turbulence. Samotná ztráta stability je vyvolána rozruchy v mezní vrstvě, které postupně rostou a vzájemně na sebe působí. Zdrojem těchto rozruchů je vnější buzení [8].

Podle amplitudy vnějšího buzení rozeznáváme dva typy přechodu laminární mezní vrstvy do turbulence. Prvním typem je přechod přirozený. Ten je přítomen v případě, že vnější buzení má „menší“ amplitudu. Po dosažení kritické vzdálenosti, kde laminární mezní vrstva ztrácí

stabilitu rostou v proudu dvourozměrné poruchy, tzv. Tollmienovy – Schlinchtingovy vlny. Ty se dále vyvíjejí a vznikají už třírozměrné vlásečnicové víry. V poslední fázi vznikají turbulentní skvrny, které se vyvinou v zcela turbulentní mezní vrstvu [8].

Druhým typem je zkrácený přechod. V určitých případech je amplituda vnějšího buzení tak velká, že dojde k „přeskočení“ fáze Tollmienových – Schlichtingových vln. Tento typ přechodu často nastává při přítomnosti turbulence v nabíhajícím proudu [4, 8].

Při analýze přechodové oblasti často používáme intermitentní faktor, který je definován jako poměr součtu časových úseků s turbulentním charakterem a celkové doby pozorování:

$$\gamma_{(x)} = \frac{1}{T}\int_0^T I_{(x,t)}dt, \tag{19}$$

kde $I(t)$ je indikátorová funkce. Obecně nám indikátorová funkce popisuje (indikuje), zda prvky množiny X náleží do podmnožiny A dané množiny X či nikoliv. Nabývá pouze dvou hodnot, 1 a 0. V našem případě $I(t) = 1$ pro turbulentní proudění a $I(t) = 0$ pro laminární proudění [4].

Pokud jsou na povrchu obtékaného povrchu nedokonalosti, může to způsobit přechod laminární mezní vrstvy do turbulence. To nastane v případě, kdy drsnost povrchu překročí určitou hodnotu. Tato hodnota je rozdílná pro laminární a turbulentní mezní vrstvu. Pro laminární mezní vrstvu definujeme kritickou drsnost:

$$\frac{k_{krit}}{\delta} = \frac{2.4}{\sqrt[4]{Re_x}}, \tag{20}$$

kde k_{krit} je kritická drsnost, δ je tloušťka mezní vrstvy a Re_x je Reynoldsovo číslo vztažené k místu x od náběžné hrany. Při překroční této drsnosti dochází k přechodu do turbulence. Pro turbulentní mezní vrstvu definujeme přípustnou drsnost:

$$\frac{k_{per}}{x} = \frac{100}{Re_x}, \tag{21}$$

kde k_{per} je přípustná drsnost a x je vzdálenost od náběžné hrany. Pokud je drsnost povrchu menší než přípustná drsnost, říkáme, že je těleso hydraulicky jemné. Po překročení této hodnoty je růst odporu úměrný stupni drsnosti [3].

2.6 Odtržení mezní vrstvy

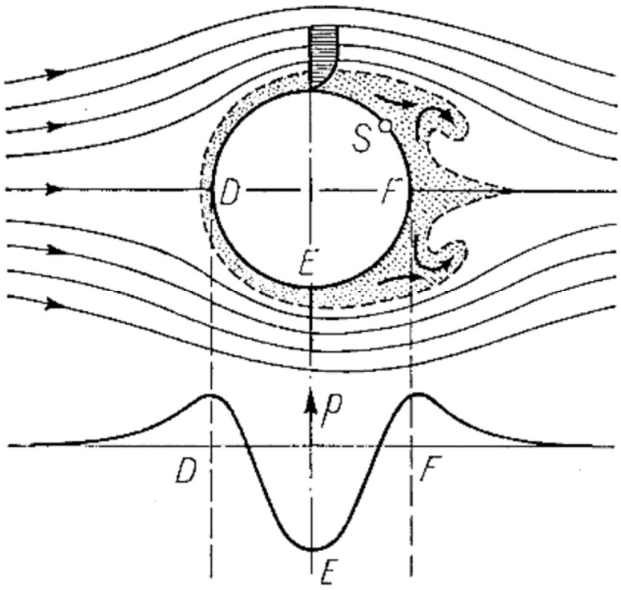
Do této fáze jsme se zabývali pouze charakteristikou mezní vrstvy na rovinné desce. Činili jsme tak z důvodu, že pro tento jednoduchý případ lze sestavit matematický model mezní vrstvy. Rovinnou desku jsme také uvažovali ideální s nulovým úhlem náběhu a bez tlakového gradientu. U těles složitějších tvarů principy popsané výše platí, ale díky složité geometrii je obtížné sestavit přesný matematický model.

Při obtékání těles se složitější geometrií, jako je například aerodynamický profil, se setkáme s nekonstantním rozložením tlaku. Toto rozložení tlaku má vliv na mezní vrstvu a může zapříčinit i tzv. odtržení mezní vrstvy.

Toto odtržení bude vysvětleno na zjednodušeném případě obtékání válce. Na Obrázku 3 můžeme vidět znázornění takového obtékání. Vidět je i rozložení tlaku. Když nabíhající proud dorazí do bodu D, který nazýváme stagnační bod, je jeho rychlost v tomto bodě nulová, a tlak dosahuje maxima. Z bodu D do bodu E pozorujeme příznivý tlakový gradient a proud zde zrychluje. V bodě E dosáhneme tlakového minima. Od bodu E tlak opět narůstá, říkáme, že je přítomen nepříznivý tlakový gradient. Částice tekutiny jsou tímto nepříznivým tlakovým gradientem zpomalovány, jinými slovy se jejich kinetická energie mění na tlakovou. Částice v mezní vrstvě jsou navíc zpomalovány tečným napětím od viskózních sil. Částice v mezní vrstvě mohou ztratit takové množství kinetické energie, že jejich rychlostní gradient kolmo na stěnu profilu $\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_w$, dosáhne nulové hodnoty (v Obrázku bod S). V tomto bodě, který nazýváme inflexní bod, je tedy i nulové tečné napětí a dochází k odtržení mezní vrstvy:

$$\tau_w = \mu \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_w = 0. \tag{22}$$

Následně dochází ke zpětnému proudění a tloušťka mezní vrstvy rychle roste. V obtékání spojitě zakřivených těles pozorujeme kontinuální výměnu energie potenciální (tlakovou) na energii kinetickou a naopak [1, 3].



Obrázek 3: Odtržení mezní vrstvy při obtékání válce. D a F jsou stagnační body. S je bod odtržení. E je bod minimálního tlaku [1].

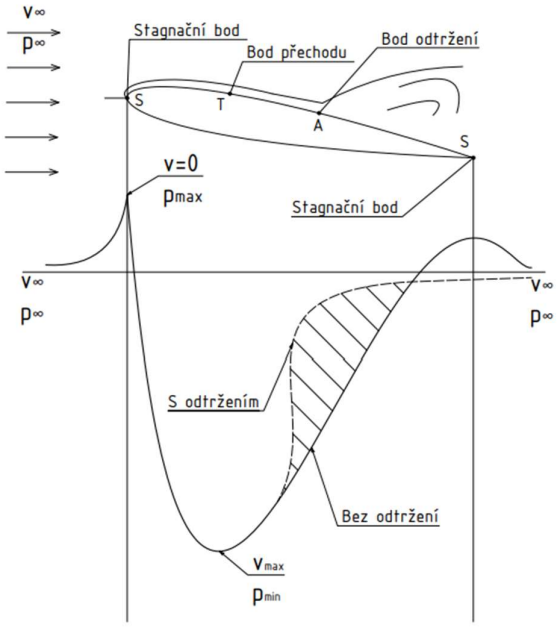
Při obtékání aerodynamického profilu může zakřivení profilu iniciovat odtržení laminární mezní vrstvy. Tato odtržená mezní vrstva přechází do turbulence. Tento přechod, jak bylo zmíněno v předešlých kapitolách, je doprovázen nárůstem tloušťky a energie. To může způsobit zpětné přilnutí teď již turbulentní mezní vrstvy k profilu. V tomto případě hovoříme o místním odtržení laminární mezní vrstvy [6].

Turbulentní mezní vrstva je díky větší kinetické energii částic tekutiny méně náchylná na odtržení v porovnání s laminární mezní vrstvou, ve které může dojít k odtržení již při drobných nedokonalostech obtékaného profilu. Jestli k odtržení laminární mezní vrstvy dojde záleží na: tlakovém rozložení, Reynoldsově čísle, kvalitě povrchu a přítomnosti turbulence v nabíhajícím proudu [3].

2.7 Tvarový odpor

Do této chvíle jsme se seznámili s jedním typem odporu působícím na obtékaná tělesa. Byl jím třecí odpor. Ten působí na všechny tělesa nehledě tvaru. Na tělesa spojitě zakřivená však působí i tvarový odpor. Ten souvisí s odtržením mezní vrstvy. Jak je vidět na Obrázku 4, případ obtékání s odtržením mezní vrstvy a ideální případ, kdy se proud od profilu neodtrhne, mají rozdílné průběhy tlaků a jejich rozdíl je vyznačen šrafovanou oblastí. Tato oblast

znázorňuje ztrátu tlaku díky odtržení mezní vrstvy. Ztráta tlaku vyústí i ve ztrátu vztlaku, která se projevuje jako odpor [3].



Obrázek 4: Obtékání symetrického aerodynamického profilu. Podle [3]

3 Vizualizace mezní vrstvy

Při praktických problémech obtékání těles narazíme na problém, že mezní vrstva je obtížně pozorovatelná. O tom svědčí i fakt, že lidé dlouhou dobu o existenci mezní vrstvy vůbec netušili. V dnešní době již existuje mnoho metod, jak vizualizovat mezní vrstvu. Tyto vizualizace nám do značné míry pomáhají rozumět chování proudění v mezní vrstvě a pokusit se optimalizovat obtékaná tělesa, v našem případě aerodynamický profil.

3.1 Metoda smoke – wire

Jedná se o jednu z nestarších a zároveň nejpoužívanějších metod vizualizace proudění. Byla vynalezena Raspetem a Moorem v 50. letech 20. století. Samotná metoda spočívá ve vytvoření kouře, kterým necháme profil křídla obtékat a pozorujeme, jak se proudění chová. Kouř musí být hustý, viditelný, netoxický a nekorozivní [1, 9].

Úzký drát je pokryt minerálním olejem. Poté je drátem veden elektrický proud. Drátek se díky elektrickému odporu zahřívá a olej se vypařuje a tvoří kouř. Celý drátek je umístěn do nabíhajícího proudu vzduchu, který kouř unáší. Dráty jsou ocelová či wolframová a jejich průměry se pohybují v setinách milimetru. Drát můžeme umístit horizontálně či vertikálně [10].

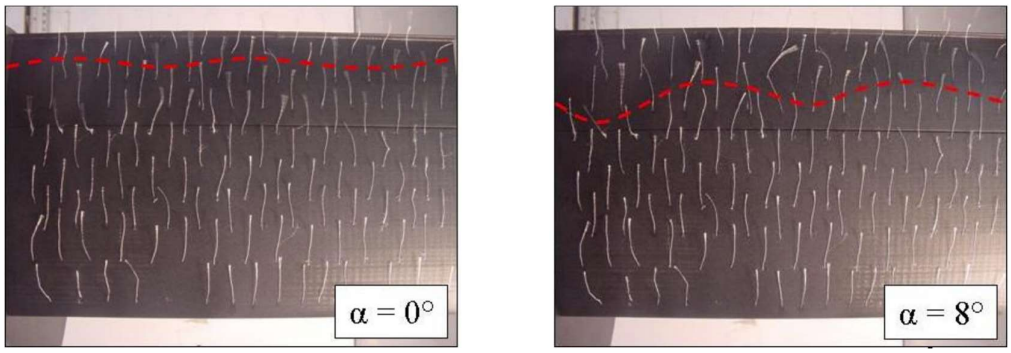
Měřící aparaturu doplňují světelná zařízení a kamera. V ideálním případě by měl světelný zdroj svírat se směrem záběru kamery $90\,°$. Jako světelný zdroj můžeme použít vysokorychlostní blesk nebo kontinuální osvětlení. Při použití blesku je nutné synchronizovat blesk s kamerou [10].

Tato metoda má však i své nevýhody a omezení. Drátek produkující kouř je umístěn v nabíhajícím proudu a ovlivňuje ho. Už v předchozích kapitolách jsme se zmínili o tom, že množství turbulence v nabíhajícím proudu má vliv na místo přechodu laminární mezní vrstvy do turbulence. Prakticky by Reynoldosvo číslo drátku nemělo překročit hodnotu 20. Pozornost je také nutné věnovat případnému prověšení drátu, které může být způsobeno nesprávným zahříváním [10].

Obrázek 5: Vizualizace mezní vrstvy metodou smoke – wire na horní straně leteckého profilu [7]

3.2 Níťová metoda

Tato metoda spočívá v uchycení krátkých nití na obtékaný profil. Pohyb a orientace nití nám charakterizuje proudění v dané oblasti. Samotné nitě interagují s nabíhajícím proudem, je



Obrázek 6: Vizualizace chování mezní vrstvy níťovou metodou na dolní straně profilu pro úhel náběhu $\alpha = 0\,°$ (vlevo) a pro $\alpha = 8\,°$ (vpravo). Červená linii indikuje odtržení mezní vrstvy [11].

tedy vhodné volit nitě o malém průměru. I uchycení nití například páskou může negativně ovlivnit měření. Nitě se mohou natírat fluorescentní barvou, která zlepšuje možnosti uchycení a pozorování [9].

Niťová metoda se nevyznačuje značnou přesností. Je však jednoduchá a cenově nenáročná.

3.3 Vizualizace olejovým filmem

Uniformní olejová vrstva je nanesena na obtékaný profil. Při experimentu je vrstva oleje ovlivněna tečným napětím v mezní vrstvě a mění svou tloušťku. Díky rozdílným tečným napětím v laminární a turbulentní mezní vrstvě je následně možno pozorovat, v jaké části profilu se dané mezní vrstvy vyskytují. Zvláštní pozornost je věnována místnímu odtržení laminární mezní vrstvy, které je při této metodě velice dobře pozorovatelné [12].

3.4 Simulace

Za pomoci počítačové mechaniky tekutin můžeme chování v mezní vrstvě aerodynamického profilu také modelovat. Užívanými programy jsou Xfoil a Fluent. V těchto programech lze simulovat a predikovat odtržení mezní vrstvy, ale také řešit inverzní úlohu a optimalizovat aerodynamický profil [3].

4 Geometrické charakteristiky aerodynamické profilu a křídla letounu

Křídlo, popřípadě profil křídla, má velice specifický tvar. Přesto, že prakticky všechny profily sdílí obecný tvar, rozeznáváme mnoho typů profilů od různých výrobců a společností. Je tedy důležité popsat dané profily vhodnými parametry a značeními.

4.1 Geometrické charakteristiky křídla

U křídla nás v první řadě zajímá půdorys. Ten může být u menších letounů a větroňů například eliptický, obdélníkový či lichoběžníkový. Značně důležitý je eliptický půdorys, u kterého pozorujeme rovnoměrné rozložení součinitele vztlaku. U větších dopravních letadel jsou většinou křídla zahnutá a půdorys má složitější tvar [2].

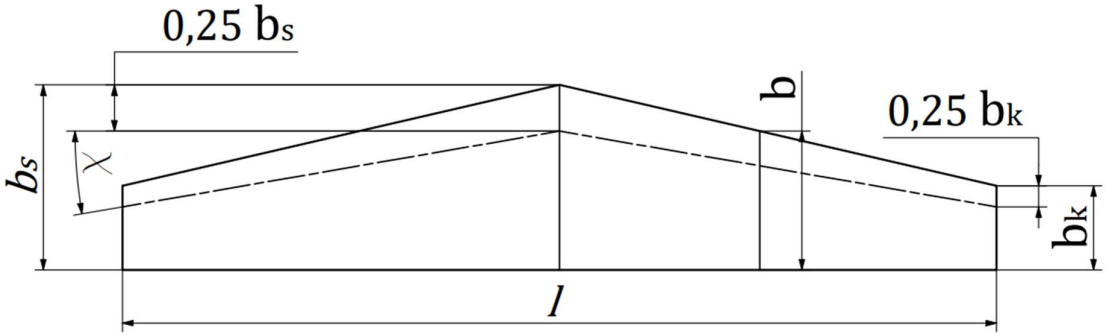
Na Obrázku 7 vidíme naznačené základní parametry křídla. Jsou jimi: hloubka křídla b, rozpětí křídla l, plocha křídla S, šíp křídla χ, štíhlost křídla λ a zúžení křídla η. Štíhlost je definovaná jako:

$$\lambda = \frac{l}{b} = \frac{l^2}{S}. \tag{23}$$

Zkroucení potom definujeme jako:

$$\eta = \frac{b_k}{b_s}, \tag{24}$$

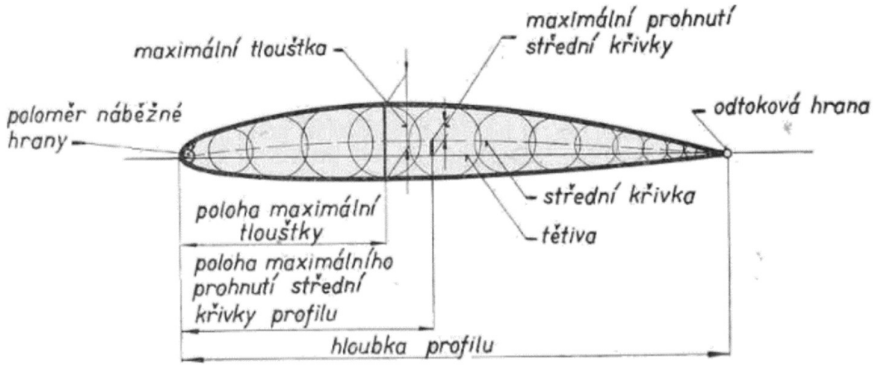
kde b_k je hloubka křídla na konci rozpětí a b_s je hloubka křídla uprostřed [2].



Obrázek 7: Základní geometrické charakteristiky křídla. Podle [2]

4.2 Geometrické charakteristiky profilu

Profil křídla je řez rovinou kolmou na vodorovnou osu křídla. Na Obrázku 8 jsou znázorněny základní geometrické charakteristiky profilu. Parametrem, který není dán přímo geometrií profilu, ale v aerodynamice je velice důležitý, je úhel náběhu α. Ten je definován jako úhel, který spolu svírají směr nabíhajícího proudu a tětiva profilu [2].



Obrázek 8: Základní geometrické charakteristiky profilu [2]

Příklad značení aerodynamického profilu může být profil NACA 2412. Ten začíná označením laboratoře, ve které byl profil navržen. Poté následuje sada čísel, kde první číslo je maximální prohnutí střední křivky v procentech tětivy profilu. Druhé číslo udává polohu maximálního prohnutí střední křivky v desetinách tětivy profilu. Poslední dvoučíslí udává maximální tloušťku profilu v procentech tětivy profilu. Tento profil je označován jako konvenční profil. U těchto profilů můžeme polohu maximální tloušťky profilu očekávat kolem třech desetin délky tětivy [2].

Pokud bychom posunuli maximální tloušťku profilu do intervalu od čtyř do sedmi desetin délky tětivy, dostali bychom profil laminární. Pro tyto profily je typická oblast sníženého součinitele odporu, kterou nazýváme laminární boule (viz Obrázek 10) Charakteristiky laminárních profilů jsou více popsány v kapitole 5.7. Laminární profily se označují jinak než profily konvenční, a to například jako NACA $65_2 - 415$. První číslice označuje sérii. Druhá číslice označuje polohu minimálního statického tlaku za nulového úhlu náběhu. Toto místo je běžně velice blízko maximální tloušťce profilu. Následující číslice v dolním indexu označuje polovinu šířky laminární boule. Čtvrtá číslice udává návrhový součinitel vztlaku (polovina laminární boule) a poslední dvojčíslí uvádí maximální tloušťku profilu [2].

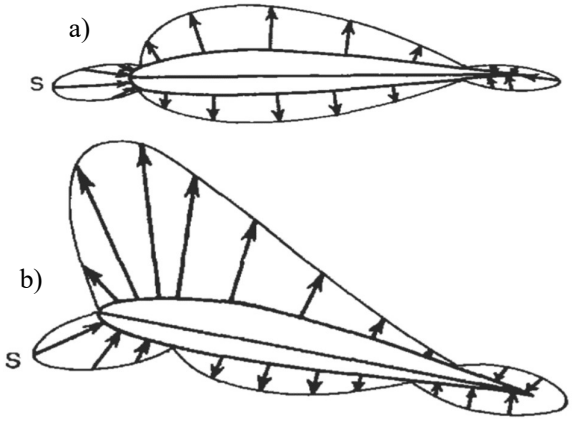
Styl značení však není napříč leteckým průmyslem uniformní a můžeme se tedy setkat s různými styly značení, které závisí na samotném výrobci. V práci byly uvedeny dva styly značení (pro konvenční a laminární profil), které se podle autora práce vyskytují nejčastěji.

5 Aerodynamické síly působící na aerodynamický profil

Na profil křídla při letu působí výsledná aerodynamická síla, kterou rozdělujeme na dvě složky, odpor a vztlak. Tato síla má stejný směr jako nabíhající proud vzduchu v případě obtékání symetrického profilu. V opačném případě má výsledná aerodynamická síla různý směr se směrem nabíhajícího proudu. Příčina vzniku této sily je tečné napětí a tlak. Při práci s tlakem je výhodné pracovat s bezrozměrným součinitelem. Definujeme tlakový součinitel c_p jako:

$$c_p = \frac{p - p_\infty}{q_\infty}, \tag{25}$$

kde $q_\infty = \frac{\rho}{2} \cdot v_\infty^2$ je kinetický tlak, p_∞ je statický tlak nabíhajícího proudu vzduchu a p je statický tlak v určitém bodě proudového pole. Je zřejmé, že rozložení tlaku se mění s úhlem náběhu. Rozložení tlaku při nulovém a pozitivním úhlu náběhu je naznačeno na Obrázku 9 [6].



Obrázek 9: Rozložení tlaku na aerodynamickém profilu pro a) nulový úhel náběhu b) pozitivní úhel náběhu [6].

5.1. Vztlak

Vztlak je jednou ze dvou složek výsledné aerodynamické síly a má kolmý směr ke směru nabíhajícího proudu vzduchu. Je definovaný jako:

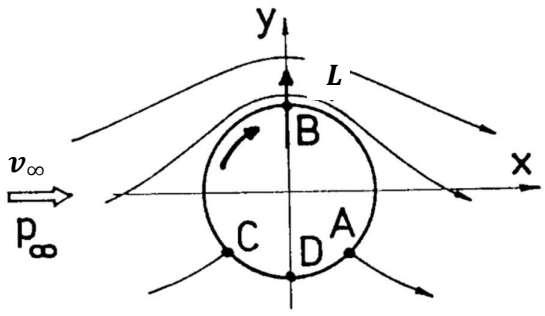
$$L = c_L \cdot q \cdot S, \tag{26}$$

kde c_L je součinitel vztlaku a S je půdorysná plocha křídla [2].

Vznik vztlaku můžeme vysvětlit za pomoci rotujícího válce obtékaného potenciálním prouděním. Jak je vidět na Obrázku 10 rozložení proudnic je nesymetrické vůči vodorovné ose válce. To indikuje vznik svislé síly, vztlaku. Velikost vztlaku nám udává Kutta – Žukovského vzorec:

$$L = \rho \cdot v_\infty \cdot \Gamma, \tag{27}$$

kde Γ je cirkulace vektorového pole [13].



Obrázek 10: Obtékání rotujícího válce potenciálním prouděním [13].

Pomocí Žukovského transformace bychom dostali proudění kolem aerodynamického profilu. Cirkulace Γ je tedy podmínkou vzniku vztlaku a její hodnota určuje pozici stagnačních bodů u obtékaného profilu. Kutta – Žukovského vzorec je základ teoretické aerodynamiky [13].

Díky indukovanému odporu a konečné délce křídla nemůže být rozložení vztlaku po rozpětí křídel konstantní. Je žádoucí se co nejvíce přiblížit eliptickému rozložení vztlaku. Tento požadavek vyplývá z teorie nosné čáry, která říká, že pro takovéto rozložení je nejmenší indukovaný odpor [3].

5.2. Odpor

Odpor tvoří druhou složku výsledné aerodynamické síly působící na křídlo letounu, popřípadě letoun. Jeho směr je rovnoběžný se směrem nabíhajícího proudu. Je definovaný jako:

$$D = c_D \cdot q \cdot S, \tag{28}$$

kde c_D je součinitel oporu [2].

V předchozích kapitolách jsme se dvěma druhy odporu již zabývali. Byl uveden třecí odpor jako důsledek působení vazkých sil v mezní vrstvě a odpor tlakový. Ty však nejsou jedinými složkami celkového odporu letounu. Celkový odpor letounu je dán: třecím odporem, tlakovým odporem, interferenčním odporem, indukovaným odporem a škodlivým odporem. Poslední tři odpory budou popsány dále v práci. V případě nadzvukových rychlostí vzniká ještě odpor vlnový jako důsledek rázové vlny [6].

Pokud bychom se snažili popsat pouze odpor na profilu křídla pomocí potenciálního proudění, jako jsme učinili u vztlaku, narazili bychom na problém. Z Obrázku 8 je vidět, že symetrie ve směru osy y porušená není, a i po početním řešení bychom dostali odpor rotujícího válce nulový. To však neodpovídá skutečnosti. Tomuto fenoménu se říká D'Alambertův paradox. Ten znamenal před Prantlovou hypotézou v roce 1904 rozkol mezi výpočetními modely a inženýrským přístupem [6].

5.3. Klopivý moment

Aerodynamické síly vyvolávají na profilu křídla letounu klopivý moment, který sklápí křídlo, popřípadě celý letoun. Díky orientaci aerodynamických sil můžeme příspěvek odporu na klopivý moment zanedbat. Klopivý moment se bude lišit v závislosti na místě na tětivě profilu, ve kterém moment vyšetřujeme. Obecně pro klopivý moment platí:

$$M' = L \cdot r. \tag{29}$$

kde r je vzdálenost působiště vztlaku k vyšetřovanému bodu. Je opět výhodné, počítat s momentem ve formě bezrozměrného součinitele. Definujeme tedy součinitel klopivého moment:

$$C_{M'} = \frac{M'}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2 \cdot c \cdot S}, \tag{30}$$

kde c je délka tětivy profilu křídla letounu. Klopivý moment se bude měnit i s úhlem náběhu. Při větších úhlech náběhu bude také vzrůstat podíl odporu na velikosti momentu [6].

Mějme známý úhel náběhu α, odpor D, vztlak L a moment k určitému bodu na tětivě ve vzdálenosti n od náběžné hrany profilu M'_n. Výsledný moment ve vzdálenosti x od náběžné hrany je dán statickou rovnováhou vztahem:

$$M'_x = M'_n - (L \cdot \cos(\alpha) + D \cdot \sin(\alpha)) \cdot (n - x). \tag{31}$$

Součinitel $C_{M'}$:

$$C_{M'_x} = C_{M'_n} - (C_L \cdot \cos(\alpha) + C_D \cdot \sin(\alpha)) \cdot \left(\frac{n}{c} - \frac{x}{c}\right) \quad (32)$$

5.4. Aerodynamický střed

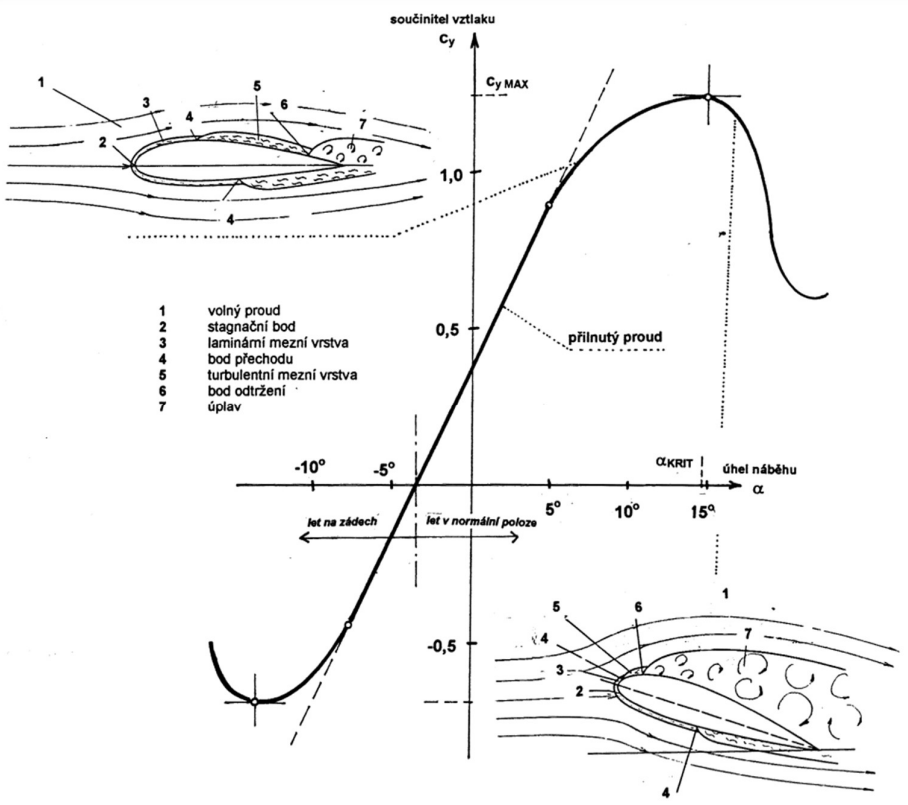
Při zanedbání odporu je klopivý moment přímo závislý na vztlaku. Při uvažování momentu na náběžné hraně bude se zvyšováním vztlaku moment růst v záporných hodnotách. Při uvažování momentu na odtokové hraně bude se zvyšováním vztlaku moment růst v kladných hodnotách. V dané místě tětivy profilu však s měnícím se vztlakem zůstává moment neměnný. Platí $\frac{dC_{M'}}{dC_L} = 0$. Tomuto bodu říkáme aerodynamický střed profilu. Ten se nachází přibližně ve čtvrtině hloubky profilu [6].

5.5. Tlakový střed

Dalším důležitým bodem je střed tlaků. V tomto bodě je klopivý moment roven nule a je to působiště vztlaku a odporu. Na rozdíl od aerodynamického středu, který je fixní, se pozice tlakového středu mění [6].

5.6. Vztlaková čára

Bezrozměrní součinitele, kteří byli uvedeni, nám slouží k popisu a charakteristice profilu křídla. Vztlaková čára je závislost součinitele vztlaku na úhlu náběhu. Příklad vztlakové čáry je uvedený na Obrázku 11.



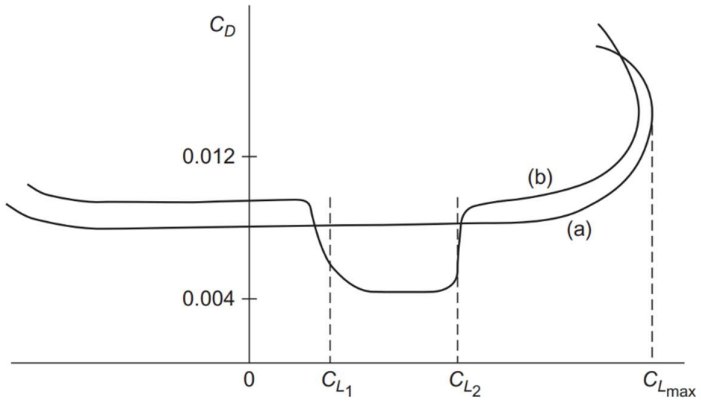
Obrázek 11: Vztlaková čára profilu [14]

Ve střední části má vztlaková čára lineární charakter. Pomocí teoretické aerodynamiky lze zjistit, že směrnice této lineární části je rovna hodnotě 2π. Tato skutečnost je doložena i experimentem. Hodnota této směrnice se nemění i přes modifikaci profilu například klapkou pro zvýšení vztlaku. Směrnice se mění pouze v případě uvažování všech tří rozměrů křídla. V tomto případě je směrnice závislá na štíhlosti. Po určité hodnotě se závislost přestává chovat lineárně a růst vztlaku s úhlem náběhu zpomaluje. U odtokové hrany dochází k odtržení mezní vrstvy, které má za následek ztrátu vztlaku. S rostoucím úhlem náběhu se odtržení posouvá blíže náběžné hraně, až se dostaneme do bodu maximálního vztlaku, který také nazýváme kritickým. Po dalším zvyšování úhlu náběhu za kritický bod se mezní vrstva odtrhává prakticky přímo na náběžné hraně. Letoun v této oblasti rapidně ztrácí vztlak a přechází do pádu či vývrtky. Z posledního bodu je zřejmé, že létání kolem kritického úhlu náběhu je velice nebezpečné [6].

Dalším důležitým bodem je bod nulového vztlaku při nenulovém úhlu náběhu. Typicky se tento úhel u nesymetrických profilů pohybuje kolem $-3\,°$. U symetrických profilů leží tento bod v počátku. Jinými slovy při nulovém úhlu náběhu produkuje symetrický profil nulový vztlak [6].

5.7. Polára profilu

Polára profilu je označení závislosti součinitele odporu na součiniteli vztlaku. Příklad poláry profilu je uveden na Obrázku 12. Křivka (a) udává poláru konvenčního profilu. Vykazuje přibližně lineární charakter do hodnot blížících se maximálnímu vztlaku. Křivka (b) zobrazuje poláru laminárního profilu. Ve srovnání s konvenčním profilem vykazuje profil laminární větší součinitel odporu až na oblast, ve které součinitel odporu výrazně klesne. Této oblasti říkáme laminární boule. V Obrázku je laminární boule vyznačena body C_{L1} a C_{L2}. V polovině této oblasti je optimální hodnota součinitele vztlaku $C_{L_{opt}}$. V okolí této hodnoty se za letu snažíme pohybovat [6].



Obrázek 12: Polára profilu [6]

5.8. Momentová čára

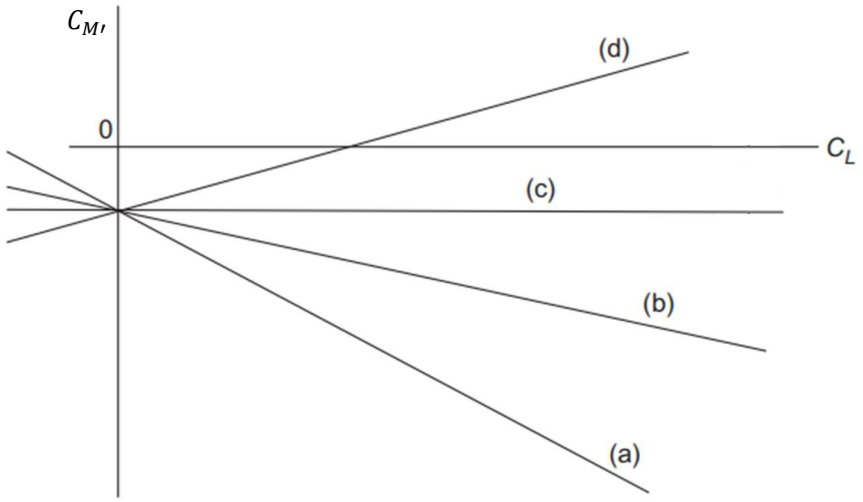
Momentová čára nám dává do závislosti součinitel vztlaku a klopivého momentu. Pokud je úhel náběhu mezi $3\,° - 7\,°$, je vliv odporu na velikost mementu zanedbatelný, a pokud aproximujeme $\cos(\alpha) \cong \alpha$, dostaneme z rovnice 32 vztah:

$$C_{M'_x} = C_{M'_n} - C_L \cdot \left(\frac{n}{c} - \frac{x}{c}\right). \tag{33}$$

Budeme-li derivovat rovnici podle součinitele vztlaku dostaneme vztah:

$$\frac{dC_{M'_x}}{dC_L} = \frac{n}{c} - \frac{x}{c} = konst. \tag{34}$$

V určité oblasti bude tedy závislost součinitele momentu a součinitele vztlaku lineární. Směrnice křivky bude záviset na bodu, ke kterému moment vztahujeme. Čtyři příklady jsou znázorněni na Obrázku 13. Křivka (a) je případ, kdy měříme $C_{M'}$ vůči náběžné hraně. Křivka (b) je případ, kdy $C_{M'}$ vztahujeme k bodu mezi náběžnou hranou a aerodynamickým středem.



Obrázek 13: Momentová čára profilu [6]

Křivka (c) udává případ, kdy vztahujeme $C_{M'}$ k aerodynamickému středu a křivka (d) je případ, kdy je referenční bod za aerodynamickým středem [6].

6 Aerodynamické síly působící na křídlo letounu

Pokud se přesuneme ze studia proudění podél aerodynamického profilu na křídlo, popřípadě další části letounu, stává se problém proudění trojrozměrný a značně komplikovanější. Na zkroucených křídlech například víry cestují ve směru rozpětí [6].

6.1 Indukovaný odpor

Indukovaný odpor je jednou ze složek celkového odporu působícího na letoun. Na koncích křídel se vyrovnávají tlaky a následkem toho se tvoří víry. Tyto víry způsobí lokální

změnu úhlu náběhu, a tedy i vychýlí vektor vztlaku. Toto vychýlení se projeví jako odpor, kterému říkáme indukovaný. Efekt koncových vírů není na celé ploše křídla stejný. K vyšetřování vlivu vírů na vektor rychlosti nabíhajícího proudu určuje Biot – Savartův zákon:

$$v = \frac{\Gamma}{4 \cdot \pi \cdot l_V}, \tag{35}$$

kde l_V je kolmá vzdálenost od víru. Z této rovnice je vidět, že vzdálenost je nepřímo úměrná změně rychlosti vlivem víru. Čím větší je tedy štíhlost křídla, tím menší je indukovaný odpor. Tento závěr je velice podstatný pro větroně, u kterých je štíhlost značná. Další důležitý poznatek plyne již z podstaty vzniku indukovaného odporu. Čím větší je rozdíl tlaků na horní a dolní straně křídla, tím je indukovaný vír silnější. Součinitel indukovaného odporu je přímo úměrný druhé mocnině součiniteli vztlaku [3, 6].

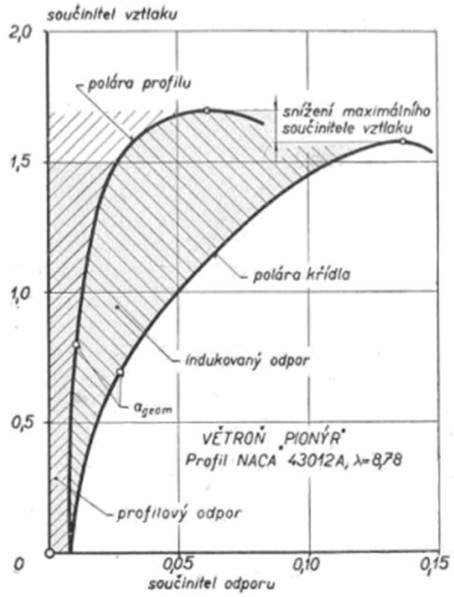
6.2 Interferenční odpor

Interferenční vzniká vlivem spojení křídla a trupu letounu. Vlivem spojení dojde k lokálnímu navýšení tloušťky mezní vrstvy. To má za následek vznik indukovaného odporu. Vzhledem k rozšíření mezní vrstvy se tato oblast stává náchylnou na místní odtržení laminární mezní vrstvy a přechod do turbulence [2].

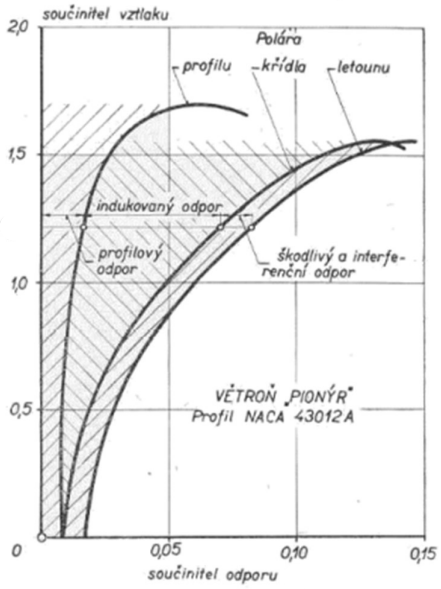
6.3 Škodlivý odpor

Celý letoun se skládá z mnoha částí, jakými jsou například trup, motory, přistávací zařízení. Tyto části mají zanedbatelný příspěvek ke vztlaku letounu, a naopak generují dodatečný odpor, který nazýváme škodlivý [2].

6.4 Polára



Obrázek 14: Polára křídla větroně [2]



Obrázek 15: Polára větroně [2]

Polára aerodynamického profilu, která byla uvedena v kapitole 5.7, je v případě uvažování celého křídla rozšířena o vliv indukovaného odporu. V případě uvažování celého letounu musíme zohlednit i interferenční a škodlivý odpor. Příklad poláry pro křídlo větroně a pro celý větroň jsou uvedeny na Obrázku 14 a 15.

6.5 Prvky křídla

Pro různé režimy letu, jakými jsou například přistání a vzlet, jsou i různé požadavky na chování letounu. Modifikace křídla nám umožňují co možná nejlépe vyhovět těmto požadavkům a zefektivnit tak vynaložený výkon a výdej paliva. Modifikace křídla může i potlačit odpor a vést k dodatečné úspoře paliva.

6.5.1 Winglety

Tento prvek se nachází na konci křídla. Jeho hlavní smysl je redukce indukovaného odporu. Od prvního konceptu v laboratořích NASA v roce 1976 byly winglety testovány a prokázaly znatelnou redukci indukovaného odporu. Jejich implementace však má i své nevýhody. Napojení wingletů nemůže být ostré, protože by to mohlo napomáhat odtržení mezní vrstvy, či v některých případech i zrychlení odtékaného vzduchu na supersonickou rychlost a formaci vlnového odporu. Winglet také zatěžuje křídlo svou hmotností, což může vést k nutnosti zvýšit únosnost křídla na úkor nízké hmotnosti konstrukce. V neposlední řadě winglety přispívají ke škodlivému odporu. Mnoho letounů tedy řeší problém redukce indukovaného odporu čistě zvětšením rozpětí neboli štíhlosti křídel [15, 16].

6.5.2 Prvky na odtokové hraně

Prostředky na odtokové hraně běžně slouží na zvýšení součinitele vztlaku. Tyto prvky jsou potřeba především pro vzlet a přistání a jsou typicky realizovány formou klapek, které jsou upevněných ke zbytku křídla. V praxi se využívají více segmentové klapky. Pomocí klapek můžeme zvýšit součinitel vztlaku až o 30 %. To však na úkor kritického úhlu náběhu, který klesá. V případě, že je klapka umístěna s mezerou mezi klapkou a křídlem, dochází k míšení vzduchu ze sací a tlakové strany křídla. Tento jev ovlivňuje mezní vrstvu a bude o něm pojednáno v dále v práci [6].

6.5.3 Prvky na náběžné hraně

Zvýšení součinitele vztlaku se běžně realizuje i pomocí slotů, umístěných na náběžné hraně. Ty mohou mít podobně jako klapky mnoho provedení. Sloty však zároveň se zvyšováním součinitele vztlaku zvyšují i kritický úhel náběhu. Sloty mohou být instalovány se štěrbinou, která má vliv na chování mezní vrstvy. Vliv těchto štěrbin na mezní vrstvu bude popsán v dále v práci [6, 14].

6.6 Proudění stlačitelné tekutiny

Doposud jsme vzduch, který obtéká aerodynamický profil považovali za nestlačitelný. Na tomto předpokladu jsou postaveny rovnice popisující toto proudění, jako například Kutta – Žukowkého vzorec. Pro popis stlačitelnosti vzduchu využíváme Machovo číslo, které je definované jako poměr rychlosti nabíhajícího vzduchu a lokální rychlosti zvuku $M = \frac{v_\infty}{a}$. Do hodnoty Machova čísla $M = 0{,}3$ můžeme vzduch považovat za nestačitelný. Pro tuto hodnotu je změna hustoty menší než 5 % a chyba způsobená předpokladem stlačitelného vzduchu jsou 2 %. Při Machově čísle $M = 1$ je tato chyba už 28 %. Model nestlačitelné tekutiny tedy používáme pro letouny, které létají malými rychlostmi. Takovým letounem je například větroň. Větší dopravní letadla či stíhačky pracují s modelem stlačitelného vzduchu. U těchto letounů se rychlost letu blíží rychlosti zvuku a v případě stihaček ji i výrazně překračuje [6].

V případě uvažování stlačitelné tekutiny již nepracujeme s kinetickým tlakem q. U modelu stlačitelné tekutiny hovoříme o tlaku dynamickém q_c. Podobně jako tlak kinetický udává dynamický tlak rozdíl mezi celkovým a statickým tlakem. Zahrnuje však již vliv stlačitelnosti. Pro jeho výpočet využijeme tlak kinetický, který násobíme korekčním součinitelem f.

$$q_c = f \cdot q \tag{35}$$

Korekční součinitel f je definován jako:

$$f = \frac{1}{0{,}7 \cdot M^2} \cdot \left(\frac{p_c}{p} - 1\right), \tag{36}$$

kde p je statický tlak, p_c je celkový tlak a M je Machovo číslo. Za použití binomické věty můžeme rovnici (36) upravit na tvar:

$$f = \left(1 + \frac{M^2}{4} + \frac{M^2}{40} + \frac{M^6}{1600} + \cdots\right). \tag{37}$$

Pro nestlačitelné tekutiny je korekční součinitel $f = 1$. Rovnice (36) a (37) platí pro vzduch, kterému přiřazujeme hodnotu Poissonova poměru $\kappa = 1{,}4$ [6].

Proud vzduchu kolem aerodynamického profilu je na horní straně křídla do určitého bodu urychlován. Může tedy nastat případ, kdy Machovo číslo nabíhajícího vzduchu M_∞ je menší než jedna, ale u povrchu profilu se hodnota Machova čísla dostává na hodnotu $M = 1$. V tomto případě nazýváme Machovo číslo nabíhající proudu vzduchu kritickým Machovým číslem M_{krit}. Po překročení kritického Machova čísla se začíná tvořit rázová vlna a hovoříme o transsonickém obtékání. V případě, že jsou kolem celého letounu rychlosti větší než rychlosti zvuku, hovoříme o supersonickém obtékání [14].

S rázovou vlnou prudce stoupá i odpor, který nazýváme vlnový odpor. Tento odpor může zastávat až 30 % odporu celkového. Kromě odporu může rázová vlna způsobit zhoršení ovladatelnosti, vibrace částí letounu nebo turbulenci letounu. Rázová vlna také interaguje s mezní vrstvou a může způsobit předčasné odtržení mezní vrstvy. Běžným prostředkem na oddálení tvorby rázové vlny je zvětšení šípu křídel. Vektor rychlosti nabíhajícího proudu se tím rozloží na složku kolmou na šíp křídla a složku rovnoběžnou se šípem křídla. Další možností je redukce tloušťky profilu křídla. V případě stíhaček operujících při významně větších rychlostech je běžná i modifikace trupu [6].

7 Řízení mezní vrstvy

Již od Prandtlovy hypotézy, která představila existenci mezní vrstvy, vznikaly snahy o řízení mezní vrstvy. Řízením mezní vrstvy můžeme cílit na redukci součinitele tření, zamezení místního odtržení laminární mezní vrstvy nebo zamezit celkovému odtržení mezní vrstvy. Jak můžeme mezní vrstvu řídit, záleží na typu letounu. Řízení mezní vrstvy má velký význam u větroňů. Křídla větroňů typicky operují v intervalu Reynoldsových čísel od 500 000 do 3 000 000 [2].

Na křídlech větroňů je tedy přítomna laminární i turbulentní mezní vrstva. Laminární mezní vrstva má menší součinitel tření a je tedy výhodné, aby byl přechod to turbulence co nejvíce oddálen. Na tomto principu funguje řízení mezní vrstvy pomocí sání či vyfukování. Místní odtržení laminární mezní vrstvy, které je spojeno s nárůstem odporu, můžeme zamezit vhodně umístěným vírovým turbulátorem.

V případě letounů, které se pohybují v porovnání s větroni značně větší rychlostí, je řízení mezní vrstvy složitější. Do skupiny těchto letounů patří například i běžná dopravní letadla, jakým je třeba Boeing 747. U těchto letounů je velice obtížné zamezit přechodu do laminární mezní vrstvy do turbulence a na křídlech je přítomna převážně mezní vrstva turbulentní. Důraz se tedy klade na možnost redukce součinitele tření v již rozvinuté turbulentní mezní vrstvě. To lze docílit například riblety, což jsou mikrodrážky, nanášené na povrch ve formě filmu. Uplatnění mají i vírové turbolátory, které zamezí odtržení mezní vrstvy.

Experimentální měření mezní vrstvy na aerodynamických profilech se provádí převážně v aerodynamických tunelech. Testování se provádí i za samotného letu, ale s tím jsou spojeny vysoké náklady. Tento fakt je opět více markantní u dopravních letadel, kde jsou náklady na palivo velmi vysoké. Při experimentálním měření parametrů mezní vrstvy a efektů řízení mezní vrstvy také narážíme na technické problémy. Mezní vrstva je značně tenká. Stejně tak mohou

být prvky řízení mezní vrstvy malé. Tyto fakty dávají důraz na přesné měřící aparatury, které mohou být nákladné.

Obecně lze řízení mezní vrstvy rozdělit na dva způsoby, aktivní a pasivní. Podle E.L. Houghtona a P.W. Carpentera [6] vyžaduje aktivní řízní mezní vrstvy dodatečný výkon. Pasivní řízení naopak nevyžaduje dodávání výkonu. Další možné rozdělení říká, že aktivní řízení dodává do mezní vrstvy hybnost a pasivní ne [6].

Studium řízení mezní vrstvy je obvyklé i na lopatkách turbín. Profily lopatek turbín se vyznačují větší tloušťkou než běžné letecké profily. Studie provedené na lopatkových profilech mají platné závěry i na profily letecké. Je nutno zmínit, že mezní vrstva a její řízení je předmětem zájmu i pro automobilovou, námořní a železniční dopravu.

7.1 Aktivní řízení mezní vrstvy

Jak již bylo zmíněno na aktivní řízení mezní vrstvy je nutný dodávaný výkon. Díky tomu však můžeme aktivní prvky řízení mezní vrstvy využít pro více režimů letu jako je přistání či vzlet. Na druhou stranu bývá jejich implementace mnohonásobně nákladnější, než je tomu u pasivních prvků [17].

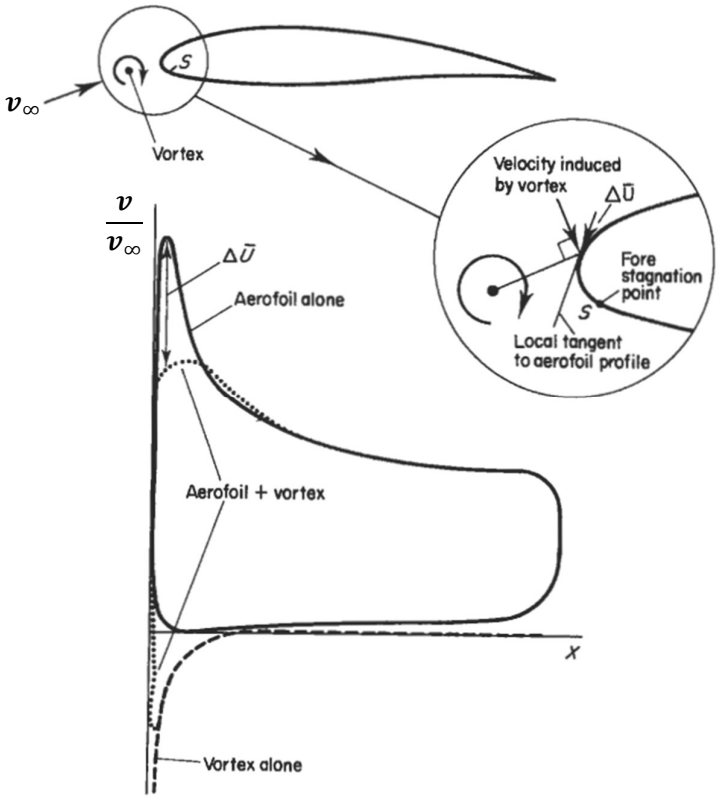
7.1.1 Efekt klapek a slotů

V kapitole 6. 5. 2. a 6. 5. 3. byly zmíněny modifikace křídla, které se používají pro zvýšení součinitele vztlaku při přistání a vzletu. Přesto, že nejsou tyto prvky běžně řazeny do prvků aktivního řízení mezní vrstvy, mají na mezní vrstvu vliv.

Efekt slotu se běžně v literatuře udává takový, že štěrbinami mezi základním profilem a slotem je přiváděn vzduch o větší energii z dolní strany na horní stranu profilu a tím dodává mezní vrstvě hybnost. Energetizována mezní vrstva je následně méně náchylná na odtržení. Ovlivnění mezní vrstvy podle tohoto scénáře je tady stejné jako vyfukování vzduchu do mezní vrstvy [6].

Proudění kolem profilu je ve skutečnosti komplexnější a podle dostupných dat není tento scénář správný. V první řadě má slot opačný efekt a proud vzduchu na základním profilu zpomalí. Děje se tak díky cirkulaci způsobenou slotem. Ta má opačnou orientaci vzhledem k cirkulaci na základním profilu. Dojde k vyhlazení vrcholu rychlosti. To je vidět na Obrázku 16. To má pozitivní vliv na zotavení tlaku, a tedy i oddaluje odtržení mezní vrstvy. Klapkou způsobená cirkulace má stejnou orientaci jako cirkulace základního profilu a zvyšuje rychlost proudu na horní i dolní stran u odtokové hrany základního profilu, čímž redukuje nepříznivý tlakový gradient a napomáhá ulpění mezní vrstvy [6, 18].

Mezní vrstva se tvoří na slotu a bez odtržení jej opouští. Při opuštění slotu se formuje úplav, který může potenciálně ovlivnit mezní vrstvu na základním profilem. Při správném



Obrázek 16: Efekt slotu na rozložení poměrné rychlosti na základním profilu. Plná čára udává rozložení bez slotu. Čárkovaná čára udává efekt cirkulace způsobené slotem. Tečkovaná čára udává rozložení poměrné rychlosti na základním profilu se slotem [6].

návrhu křídla však úplav slotu a mezní vrstva základního profilu zůstávají odděleny. Stejně je tomu tak u spojení klapky se základním profil. Je tedy zajištěna tvorba „čerstvé“ mezní vrstvy na každém elementu [6, 18].

7.1.2 Pohyb stěny obtékaného profilu

Jednou z možností, jak zabránit nepříznivým vlivům mezní vrstvy, je celkově zamezit tvorbě mezní vrstvy. Jelikož existence mezní vrstvy pramení z rozdílu rychlostí stěny obtékaného profilu a okolního proudu, odstraněním tohoto rozdílu docílíme i v idealizovaném případě i odstranění mezní vrstvy [1].

V případě obtékání rotujícího válce je na horní straně, kde je směr rotace shodný se směrem nabíhajícího proudu, odtržení mezní vrstvy zcela zamezeno, a naopak na dolní straně, kde je rotace proti směru nabíhajícího proudu, k odtržení dochází [1].

Tento koncept byl testován i na aerodynamických profilech. V jednom experimentu byla horní strana profilu formována z pohyblivého pásu. Odtržení mezní vrstvy nastalo až při úhlu náběhu 55 ° a součinitel vztlaku dosahoval hodnoty 3,5 [19].

Další studie provedená v roce 2010 v Číně se zabýval možností umístit rotující válec na náběžnou hranu profilu. Srovnávala výsledky simulace s experimentálním měřením a na základě simulace se pokusila optimalizovat aerodynamický profil. Štěrbina mezi profilem a rotujícím válcem byly dvě tisíciny průměru válce. Měření byla provedena pro hodnotu Reynoldsova čísla 400 000 a pro různé hodnoty poměru obvodové rychlosti válce ku rychlosti nabíhajícího proudu. V hodnotách tohoto poměru menších než 1 vykazovaly profily menší maximální součinitel vztlaku než profil bez rotujícího válce. Pro hodnoty 1 a vyšší byl naopak zaznamenán nárůst maximálního součinitele vztlaku. Pro maximální měřený poměr 1,4 dosahoval maximální součinitel vztlaku hodnotu 1,3, což je o 20 % více než kontrolní profil bez rotujícího válce [19].

Podobné výsledky byly zjištěny i pro kritický úhel náběhu, při kterém dochází k odtržení mezní vrstvy na horní straně profilu na náběžné hraně. Při poměru rychlosti 1,4 byl tento úhel zvýšen ze 14 °, které odpovídají kontrolnímu profilu, na 18 °. Autoři studie předpokládají, že efekt rotujícího válce umístěného na náběžné hraně profilu spočívá v potlačení počátečního růstu tloušťky mezní vrstvy vlivem redukce relativního pohybu mezi stěnou profilu a nabíhajícím proudem [19].

Tento typ řízení má tedy pozitivní vliv na letecké charakteristiky i na prevenci odtržení mezní vrstvy na horní straně profilu. Výroba takového profilu by však byla velice nákladná a v případě špatného poměru rychlostí nabíhajícího proudu a stěny profilu se letové charakteristiky zhoršují. Ke znalosti autora práce nebyl tento typ řízení implementován na žádný typ letounu.

7.1.3 Sání a vyfukování

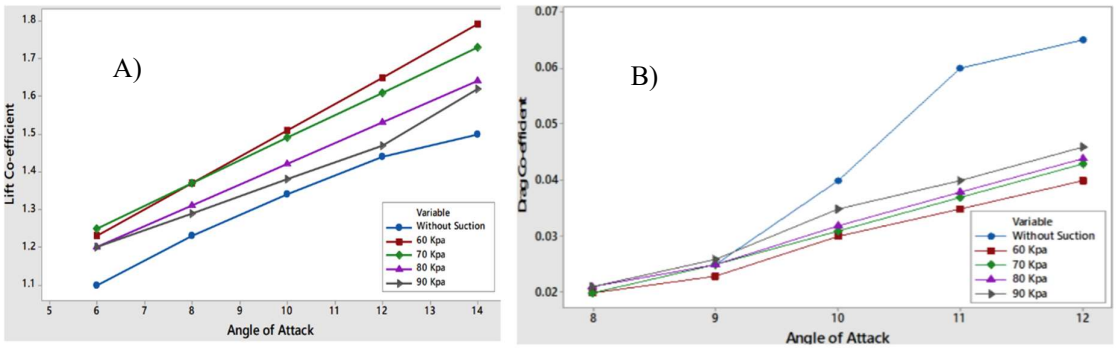
Pokud se prvně zaměříme na sání, zjistíme, že tento koncept není moderního charakteru a může být vystopován až k Prandtlovi. Principem sání je odsávání vzduchu zpomaleného viskózními silami z povrchu obtékaného tělesa malými štěrbinami. Výsledkem je silnější mezní vrstva menší tloušťky, která se neodtrhne od profilu. Vyfukováním naopak dodáváme do mezní vrstvy hybnost ve formě „čerstvého“ vzduchu. Opět pomocí otvorů v profilu [6].

Obě tyto metody jsou velice náročné na technologičnost. Sací i vyfukovací štěrbiny mají ideálně velice malé průměry a jsou tak náchylné na zanesení nečistotami. Pro obě metody je nutný dodávaný výkon a je tedy potřeba dodatečná aparatura, která zajistí samotné odsávání a

vyfukování. V případě letounů s pohonem můžeme dodatečný výkon přivádět z kompresoru motoru [6].

Obě metody však přináší i dodatečný odpor. V případě sání je vzduch nasáván z povrchu profilu pomocí čerpadla a poté vypuštěn do okolního proudu vzduchu. V ideálním případě je vzduch vypouštěn za tlaku a rychlosti okolního vzduchu. V reálném případě však dochází ke ztrátě hybnosti nasávaného vzduchu, což se projeví jako odpor. Další odpor je způsoben výkonem samotného čerpadla. V případě vyfukování je princip analogický [17, 20].

Studie provedená ve Švédsku v roce 2020 se zabývala možností umístění sání a vyfukování na aerodynamickém profilu. Jako nejlepší varianta rozvržení bylo umístění sání na horní straně profilu a vyfukování na dolní straně povrchu. Naopak vyfukování na horní straně jevilo znatelné zhoršení letových charakteristik v porovnání s kontrolním profilem bez aktivního řízení [17].



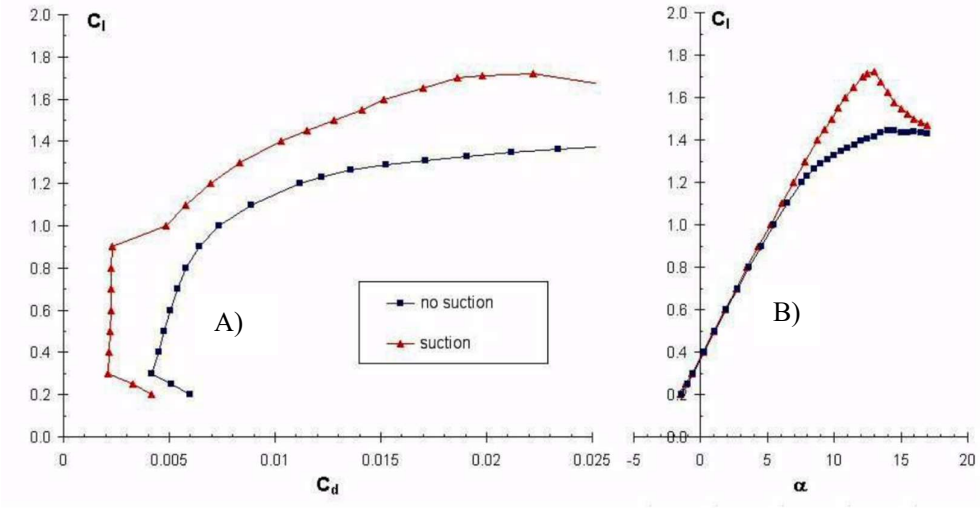
Obrázek 17: Výsledky měření. A) Závislost součiniteli vztlaku na úhlu náběhu. B) Závislost součinitele odporu na úhlu náběhu [21].

Další studie provedená ve stejném roce v Indii testovala model profilu NACA 2412 se čtyřmi otvory na sání na horní straně profilu. Sací otvory byly umístěny v 70 % délky tětivy. Měření proběhlo pro čtyři sací výkony (60, 70, 80 a 90 kPa). Získané výsledky jsou zobrazeny na Obrázku 17 [21].

Z výsledků experimentu vyplývá, že sání vykazuje zvýšení součinitele vztlaku a zároveň redukci součinitele odporu. Nejvyšší nárust součinitele vztlaku zaznamenali autoři studie pro nejnižší sací výkon $60\,kPa$. Opačně tomu bylo u součinitele odporu, kde vidíme největší redukci pro nejvyšší testovaný výkon $90\,kPa$. V poslední fázi autoři studie hodnotili vliv sání na odtržení mezní vrstvy. Pro fixní úhel náběhu $\alpha = 12$ °, Machovo číslo $M = 0{,}6$ a sací výkon $65\,kPa$ došlo k odtržení mezní vrstvy v 96 % délky tětivy. Pro kontrolní profil bez sání nastalo odtržení ve vzdálenosti 70 % délky tětivy [21].

L. Boermans [20] popisuje podobně pozitivní vliv sání na letové charakteristiky aerodynamického profilu. Ve své studii z roku 2006 se primárně zabývá aplikací sání na

větroně. Poukazuje na fakt, že vyfukování nasátého vzduchu se bere jako tah a nesplňuje platnou definici větroně podle FAI (Fédération aéronautique internationale). Dále navrhuje



Obrázek 18: Výsledky měření. A) Závislost součiniteli vztlaku na úhlu náběhu. B) Závislost součinitele odporu na úhlu náběhu. Modrá křivka je pro profil bez sání. Červená křivka je pro profil s aplikací sání [20].

doplnění nové kategorie větroňů, ve které by nové technologie, jako je sání, byly zahrnuty. Na Obrázku 18 je znázorněné porovnání poláry a vztlakové čáry profilu, na kterém je vidět značné zvýšení součinitele vztlaku i redukce součinitele odporu [20].

Sání i vyfukování mohou mít velký význam na letové charakteristiky. Mají však i řadu nevýhod. Některé tyto nevýhody byly popsány v úvodu kapitoly. Další podstatnou nevýhodou je jsou již zmíněné vysoké nároky na technologičnost a vysoká cena, což jsou společné znaky aktivního řízení mezní vrstvy. U dopravních a větších letounů převyšují tyto nevýhody potenciální zisk z implementace sání či vyfukování a ke znalosti autora této práce není aktivního řízení mezní vrstvy u žádného stroje využito.

U větroňů, pro které jsou charakteristická znatelně menší Reynoldsova čísla, můžou mít tyto metody, jak poukázal například L. Boemans [20], velký význam. Ty jsou však z definice bez pohonu a tento typ řízení přináší dodatečný tah.

7.2 Pasivní řízení mezní vrstvy

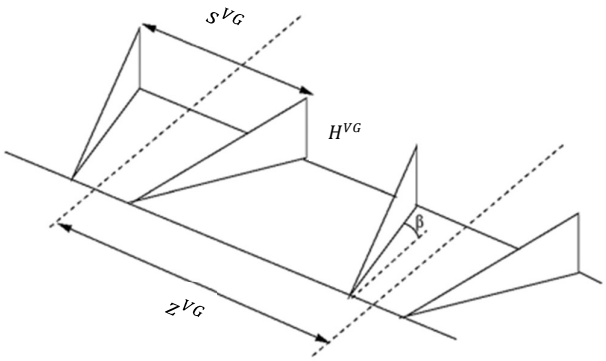
Pasivní řízení mezní vrstvy nevyžaduje dodatečný výkon. Prvky tohoto řízení jsou často fixně umístěny v určité pozici, ve které zůstávají po celou dobu letu. Z výhody, že nemusíme na tyto prvky dodávat výkon, pramení i nevýhoda ve formě nemožnosti modifikace pro různé režimy letu. V některých režimech letu může být jejich pozitivní efekt potlačen a mohou nezanedbatelně přispívat k celkovému odporu [6].

V porovnání s aktivním řízením je pasivní řízení finančně dostupné a důraz na přesnost výroby a technologičnost je menší. I z těchto důvodů je jejich implementace rozšířenější. Prvky pasivního řízení mezní vrstvy se využívají i na lopatkách turbín nebo na automobilech [6].

7.2.1 Vírové generátory

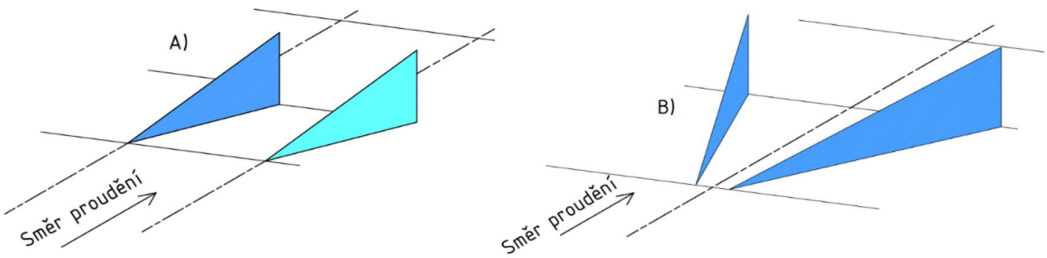
Vírové generátory (VG) jsou typem pasivního řízení mezní vrstvy. Zajišťují míšení vrstev v mezní vrstvě. Vrstva blízko stěny profilu o malé kinetické energie se mísí s okolním vzduchem s větší kinetickou energii. Tímto procesem můžeme zajistit přechod laminární mezní vrstvy do turbulence a zamezit tak formaci místního odtržení laminární mezní vrstvy, které je spojené s nárůstem odporu. V případě odtržení turbulentní mezní vrstvy mohou VG zajistit zpětné přilnutí této vrstvy k profilu, a tedy redukovat tvarový odpor [6, 14].

Základní a jedním z nejjednodušších typů VG jsou rovinné desky ve tvaru trojúhelníku.



Obrázek 19: Základní geometrické parametry VG. z – vzdálenost páru VG, β – polovina vrcholového úhlu pomyslného kuželu, H^{VG} – výška VG, s^{VG} – vzdálenost VG [22]

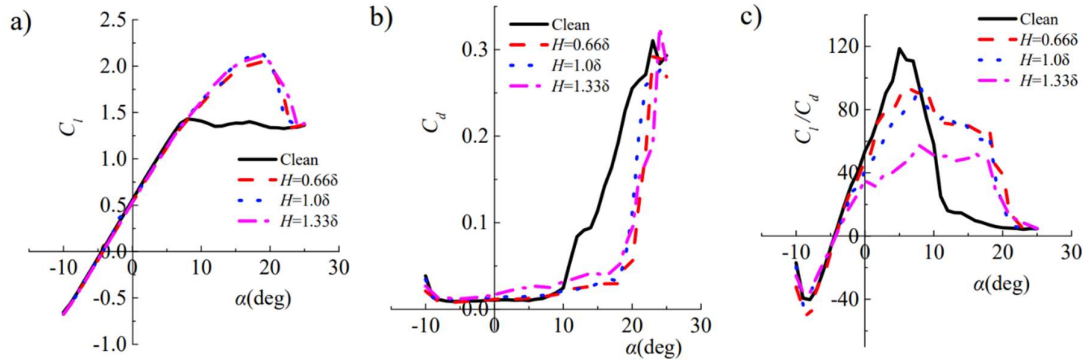
Na Obrázku 19 je vidět schéma tohoto typu VG. Na Obrázku jsou také vyznačeny základní geometrické rozměry. Všimneme si, že jeden pár VG spolu svírá pomyslný kužel daný vrcholovým úhel $2 \cdot \beta$. Této konfiguraci říkáme protiběžně rotující. Ve druhé konfiguraci, spolu – rotující, jsou VG vůči sobě rovnoběžné. Obě konfigurace jsou znázorněny na Obrázku 20. VG bývají vyrobeny z ocelového plechu. Tvarovaný plech je ohnut a přilepen k profilu [22, 23].



Obrázek 20: Proudění s VG. A) Spolu – rotující, B) Protiběžně rotující. Podle [24]

Studie provedená v roce 2015 v Dánsku zaměřená na tento typ VG poukazuje na rozdíl mezi konfiguracemi zobrazenými výše. Při spolu – rotující konfiguraci je mezi sebou rušen přenos vzduchu o větší hybnosti k blízkosti stěny a přenos vzduchu o menší hybnosti od stěny. Naopak u protiběžně rotující konfigurace se přenos vzduchu o větší hybnosti ke stěně uskutečňuje uvnitř pomyslného kuželu svíraného VG a přenos vzduchu o menší hybnosti se uskutečňuje mezi páry VG [24].

V roce 2019 byla provedena studie v Číně, která si dala za cíl zjistit závislost výšky VG základního typu na letových charakteristikách. Byly provedeny numerické simulace a následně experiment v aerodynamickém tunelu. K experimentu byl požit profil DU93 – W – 210. Tento profil s tloušťkou 21 % byl měřen při $\alpha =< -10\ °; 25\ ° >$ a $Re = 1 \cdot 10^6$. Tři různé výšky VG H^{VG} byly testovány v závislosti na tloušťce mezní vrstvy v místě umístění VG, $H_1^{VG} = 0{,}66 \cdot \delta, H_2^{VG} = 1 \cdot \delta$ a $H_3^{VG} = 1{,}33 \cdot \delta$. Z numerické simulace byly zjištěno, že výška H_2^{VG} vykazovala největší nárůst kinetické energie v blízkosti stěny. Na Obrázku 21 jsou vidět výsledky získané měřením v aerodynamickém tunelu [23].



Obrázek 21: Výsledky měření. a) závislost součinitele vztlaku na úhlu náběhu, b) závislost součinitele odporu na úhlu náběhu, c) Závislost poměru $\left(\frac{C_l}{C_d}\right)$ na úhlu náběhu. Černá čára je pro čistý (kontrolní) profil. Červená (čárkovaná) čára je pro $H^{VG} = 0{,}66 \cdot \delta$. Modrá (tečkovaná) je pro $H^{VG} = 1 \cdot \delta$. Fialová (čerchovaná) je pro $H^{VG} = 1{,}33 \cdot \delta$ [23].

Vztlaková čára v lineární oblasti vykazuje podobný charakter pro profil bez i s VG. Po překročení kritického úhlu náběhu pro čistý profil, odpovídající hodnotě 8 °, však součinitel vztlaku čistého profil stagnuje, zatímco pro profil s VG součinitel vztlaku dále roste. Tento trend pokračuje až do úhlu náběhu $\alpha = 18\ °$. Pozorujeme tedy nárůst kritického úhlu náběhu o 10 °. Po dalším zvyšování úhlu náběhu dojde k odtržení mezní vrstvy před VG a není rozdílu mezi profilem s VG a bez nich. Ze tří měřených výšek VG dopadla nejlépe výška H_2^{VG}, která zaznamenala 48,7 % nárůst maximálního součinitele vztlaku [23].

Součinitel odporu má podobný vývoj a po překročení úhlu náběhu $\alpha = 8\,°$ na čistém profilu rychle roste, zatímco na profilu s VG k tomuto růstu dojde až po překročená úhlu náběhu $\alpha = 18\,°$. Z průběhu součinitele odporu vyvozují autoři studie důležité závěr, že součinitel odporu je přímo závislý na výšce VG [23].

Ze závislosti $\left(\frac{C_L}{C_D}\right)$ na α je vidět, že pomocí VG nelze zvýšit $\left(\frac{C_L}{C_D}\right)_{max}$. Na tomto grafu je možné sledovat limity použití VG a pasivního řízení jako takového. V oblasti před dosažením kritického úhlu náběhu je efekt VG minimální, a dokonce zaznamenáváme lehký nárůst odporu, který je způsobený přídavným tvarovým a třecím odporem samotných VG. Při překročení určitého úhlu náběhu, při kterém je mezní vrstva odtržená před pozicí VG, ztrácí VG svou funkci.

Stejně tak jako u aerodynamického profilu se můžeme zabývat obtékáním samotných VG. Přesto, že je rovinná deska jednoduchým typem, vykazuje velký tvarový odpor. Možným řešením by bylo vytvarovat VG, tak abychom zajistili lepší obtékání kolem VG.

Studie z roku 2015 provedena Dánsku se pokusila zhodnotit toto možné řešení. Na profil DU – 91 – W2–250 byly umístěny základní a aerodynamické VG. Aerodynamické VG byly navržený podle leteckého profilu CLARK – Y. Pro stejné geometrické parametry byl u aerodynamických VG zaznamenám nárůst kritického úhlu náběhu o $0{,}26\,°$, $C_{L_{max}}$ o $0{,}05$ a $\left(\frac{C_L}{C_D}\right)_{max}$ o 4,5 [22].

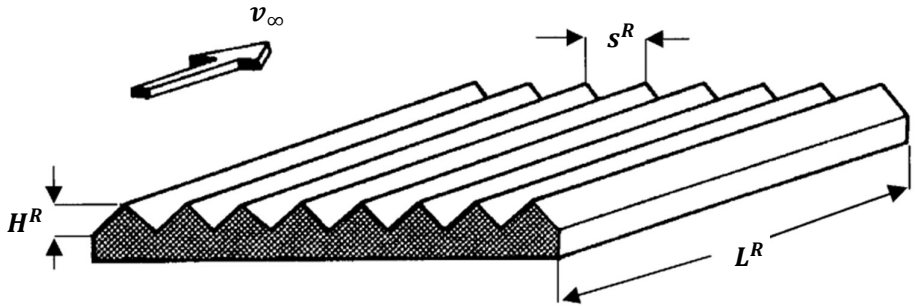
Dalším možným typem VG je tzv. Zig – Zag páska. V porovnání s výše uvedenými VG má tato páska díky svým malým rozměrům (především výšce) menší třecí a tvarový odpor. Je velice jednoduchá na implementaci a využívá se především k zamezení místního odtržení laminární mezní vrstvy. Používá se u větroňů a lopatek turbín. Na zimních olympijských hrách v Naganu v roce 1998 byla tato páska dokonce implementována na nohavice obleků rychlobruslařů [16, 25].

U dopravních letadel se VG umísťují v blízkosti náběžné hrany.

7.2.2 Riblety

V předešlých typech řízení mezní vrstvy byla především snaha zamezit místnímu odtržení laminární mezní vrstvy nebo celkovému odtržení mezní vrstvy. Řízením mezní vrstvy můžeme docílit i redukci třecího odporu. To můžeme udělat dvěma způsoby. Oddálením přechodu do turbulence nebo modifikací turbulentní mezní vrstvy. Pro dopravní letadla, u kterých turbulentní mezní vrstva zcela převažuje a třecí odpor může zastávat až $50\,\%$, se tak zdají riblety jako vhodné řešení. Riblety jsou mikrodrážky trojúhelníkového tvaru a jsou

k pozorování i v přírodě. V Německu byla podobná struktura pozorována na šupinách žraloků. Rozhodujícími parametry jsou výška drážky H^R a rozteč s^R. I přes mnoho výzkumů nejsou mechanismy, kterými riblety redukují třecí odpor zcela známy. Mezi možné příčiny patří:

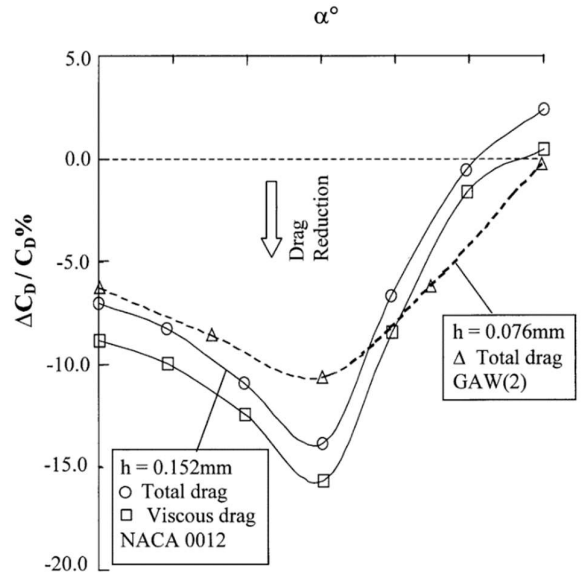


Obrázek 22: Geometrie ribletů. H^R – výška ribletů, s^R – šířka drážky, L^R – délka ribletů [26]

Výrazné zbrzdění proudu v nížinách drážek, kde jsou dominantní efekty tření, zvětšení tloušťky viskózní podvrstvy, zamezení nebo restrikce pohybu (efektů) podélných vírů ve směru rozpětí. Příčina však nemusí být jen jedna a je možné, že všechny výše uvedené mají svoji roli. Další efekt ribletů je redukce hybnostní a odtlačovací tlouštky. Riblety mohou být umístěny až na $70\ \%$ celého letounu a obecně dosahují $5 - 8\ \%$ redukce třecího odporu [6, 26].

V roce 2002 byla publikována rozsáhlá studie zaměřená na shromáždění a prohloubení poznatků o ribletech v různých aplikacích. První experimenty byly provedené pro profily NACA 0012 a GAW – 2 při malých rychlostech v aerodynamickém tunelu. Pro výšku $h^R = 0{,}152\ mm$ byla zaznamenána u profilu NACA 0012 maximální redukce celkového celkového odporu $13\ \%$ a třecího odporu $16\ \%$ a to při úhlu náběhu $\alpha = 6\ °$. Na Obrázku 23 je vidět závislost redukce celkového odporu v závislosti na úhlu náběhu. Zjištění, že redukce zprvu roste s rostoucím α a až po určité hodnotě α opět klesá není v souhlasu s dřívějšími studiemi. Na validaci výsledků zjištěných pro symetrický profil NACA 0012 byl stejný experiment provedený pro nesymetrický profil GAW – 2 . Ten vykazoval stejný trend. Autoři studie také pozorovali, že vliv ribletů na tlakové rozložení podél profilů je značně malé [26].

V další fázi byl profil GAW – 2 testován v aerodynamickém tunelu při nízkých rychlostech pro šíp křídla 25 °. Riblety byly orientovány ve směru nabíhajícího proudu. Maximální redukce celkového odporu byla 6 % a třecího odporu byla 8 % a to při úhlu náběhu α=0 °. Při nenulovém šípu křídla proudí vzduch i ve směru rozpětí křídla a zaznamenáváme nenulový tlakový gradient ve směru rozpětí. Tyto faktory se s rostoucím úhlem náběhu projevují více. Tímto způsobem vysvětlují autoři závislost redukce odporu na úhlu náběhu (Obrázek 24), která neodpovídá té, která byla naměřena pro zkroucená křídla [26].

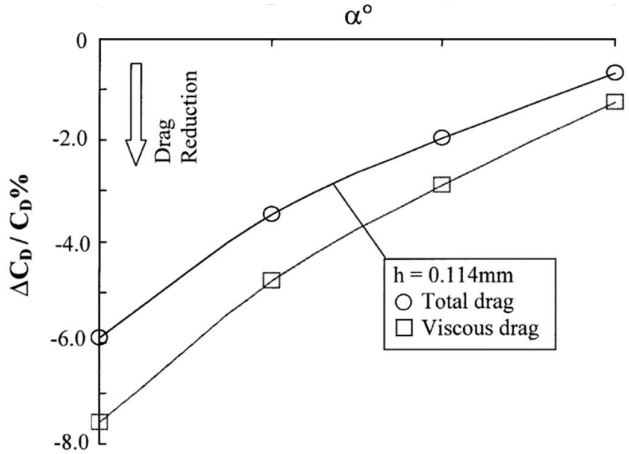


Obrázek 23: Závislost redukce odporu na úhlu náběhu. Plná čára je pro profil NACA 0012 a pro výšku $H^R = 0{,}152\ mm$. Křivky s kolečky a trojúhelníky jsou pro redukci celkového odporu. Křivka se čtverečky je pro redukci třecího odporu. Čárkovaná čára je pro profil GAW – 2 a pro výšku $H^R = 0{,}076\ mm$ [26].

Szodruch [28] provedl test ribletů v podmínkách letu na Airbuse A320. Na základě spáleného paliva byla redukce celkového odporu rovna $2\ \%$. Letadlo bylo riblety pokryto ze $70\ \%$ a Machovo číslo se pohybovalo v intervalu $0{,}77 - 0{,}79$ [27].

Riblety jsou efektivní v redukci třecího odporu turbulentní mezní vrstvy. Jako jeden z mála prvků řízení mezní vrstvy má vysoký potenciál i pro dopravní letadla. Jejich implementace není omezena pouze na křídla, pokrývat mohou až kolem $70\ \%$ celého letounu. Jsou efektivní i pro zkroucená křídla a rychlosti blížící se $M = 1$.

S aplikací ribletů je však spojena cena samostatného ribletového filmu a také jeho nanášení a sundávání. Riblety s časem také vykazují zhoršení účinnosti [26].



Obrázek 24: Závislost redukce odporu na úhlu náběhu pro profil GAW–2 se zkroucením a výšku $H^R = 0{,}114\ mm$. Křivka s kolečky je pro redukci celkového odporu. Křivka se čtverečky je pro redukci třecího odporu [26].

8 Experimentální část

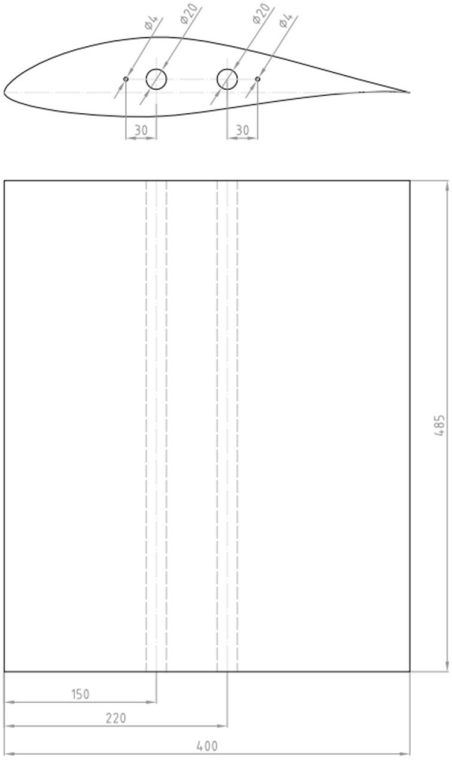
8.1 Úvod

V kapitole číslo 3 byly popsány některé z metod vizualizace mezní vrstvy. Experimentální část této práce je zaměřená na řízení mezní vrstvy pomocí Zig – Zag pásky, která plní roli vírového generátoru. Přesněji se pomocí této pásky snažíme zamezit místnímu odtržení laminární mezní vrstvy na horní straně profilu. Jako metoda vizualizace mezní vrstvy s a bez pásky (řízení) byla zvolena metoda olejového filmu, která byla popsána v kapitole 3.4. Tato metoda, jak již bylo zmíněno, vyniká svou názorností a místní odtržení laminární mezní vrstvy je dobře pozorovatelné.

8.2 Měřený profil

Měření bylo provedeno na profilu FX 66 – S – 196 V1. Tento profil byl navržen na univerzitě ve Stuttgartu speciálně pro větroně [28].

Profil je nesymetrický. Maximální tloušťka je 19,6 %. Rozpětí modelu je 485 mm a tětiva je dlouhá 400 mm. Výkres s parametry profilu je uveden na Obrázku 25.



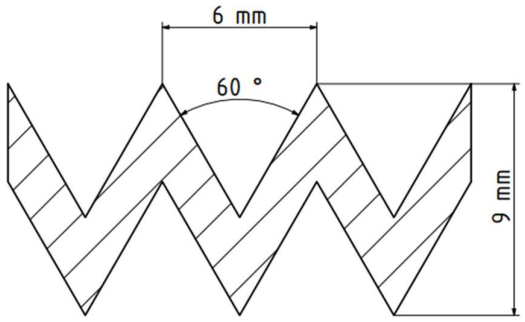
Obrázek 25: Geometrické charakteristiky leteckého profilu FX 66–S–196V1

8.3 Podmínky měření

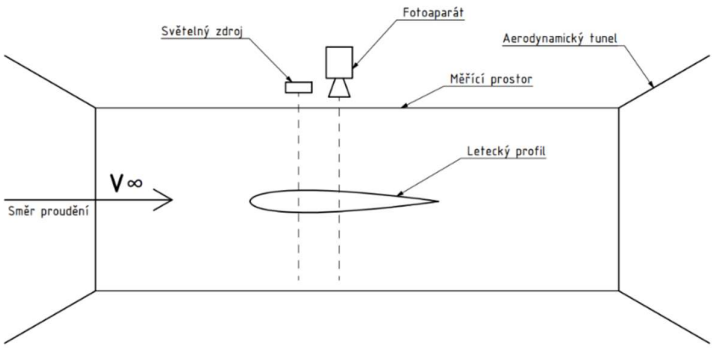
Měření proběhlo v laboratoři Ústavu mechaniky tekutin a termodynamiky v aerodynamickém tunelu s otevřeným okruhem za barometrického tlaku $99{,}830\ kPa$, teploty $24{,}48\ °C$ a vlhkosti $42{,}25\ \%$. Na Obrázku 27 je znázorněné schéma měřicí aparatury. Během měření byl měřící prostor zakryt černými plachtami, aby bylo zamezeno průchodu okolního světla. Podélný zdroj UV světla byl umístěn nad měřící prostor. Výkonný fotoaparát Nikon D80, ovládaný dálkově, byl umístěn vedle světelného zdroje tak, aby byl směr záběru fotoaparátu kolmo dolů. Aerodynamický profil byl umístěn pomocí dvou závitových tyčí k deskám po stranách měřicího prostoru.

Nanášený olej vzniknul spojením komerčního minerálního oleje Aeroshell w100, petroleje a oxidu křemičitého v poměru: $60{,}98\ \%$ Aeroshell w100, $36{,}59\ \%$ petrolej a $2{,}43\ \%$ oxidu křemičitého. Na profil byl olej nanášen pomocí malířského válečku.

Zig – Zag páska byla použita značky Zackenband. Geometrické parametry pásky jsou uvedeny na Obrázku 26.



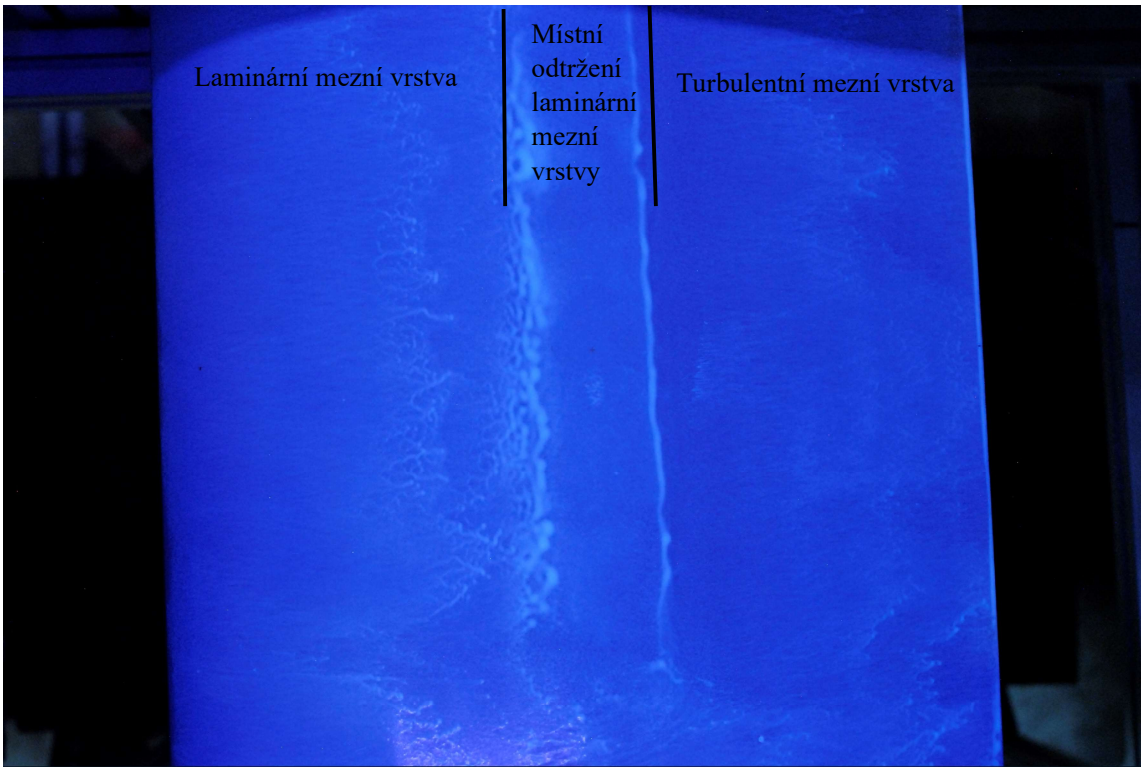
Obrázek 26: Geometrické parametry Zig – Zag pásky



Obrázek 27: Schéma měřicí aparatury

Měření proběhlo pro pět úhlů náběhu $(0\ °, 3\ °, 6\ °, 9\ °, 12\ °)$ a pro Reynodlsovo číslo $500\ 000$. První měření bylo provedeno pro nulový úhel náběhu a bez řízení mezní vrstvy. Toto kontrolní měření bylo provedeno za účelem vyhodnocení správného místa na umístění pásky.

Výsledek kontrolního měření je vidět na Obrázku 28. Je vidět, že na začátku profilu se vyskytuje laminární mezní vrstva. Následuje místní odtržení laminární mezní vrstvy. Začátek



Obrázek 28: Kontrolní měření pro čistý profil. $\alpha = 0\,°, Re = 500\,000$

tohoto odtržení je indikován linií silnější vrstvy oleje. Po určité vzdálenosti dojde ke zpětnému přilnutí, teď již turbulentní mezní vrstvy. Toto přilnutí je doprovázeno zpětným vírem na konci místního odtržení laminární mezní vrstvy a je tedy opět pozorovatelná výrazná linie silnější vrstvy oleje. K analýze výsledků měření byl použit program ImageJ. V tomto programu bylo naměřeno, že na čistém profilu při $\alpha = 0\,°$ a $Re = 500\,000$ dochází k místnímu odtržení ve 45 % délky tětivy profilu neboli ve vzdálenosti $180\ mm$ od náběžné hrany. Zig – Zag páska byla umístěna do vzdálenosti $170\ mm$ od náběžné hrany.

8.4 Vyhodnocení

Výsledky vizualizace pro dané úhly náběhu jsou znázorněny na Obrázcích 29 až 33. Na Obrázcích je vidět efekt Zig – Zag pásky. Díky ní dochází k přechodu do turbulence bez přítomnosti místního odtržení laminární mezní vrstvy. Na straně profilu bez pásky naopak místní odtržení laminární mezní vrstvy pozorujeme. Při úhlu náběhu $\alpha = 0\,°$ dochází k místnímu odtržení laminární mezní vrstvy ve 45 % délky tětivy. Délka místního odtržení laminární mezní vrstvy je $80\ mm$ neboli 20 % délky tětivy.

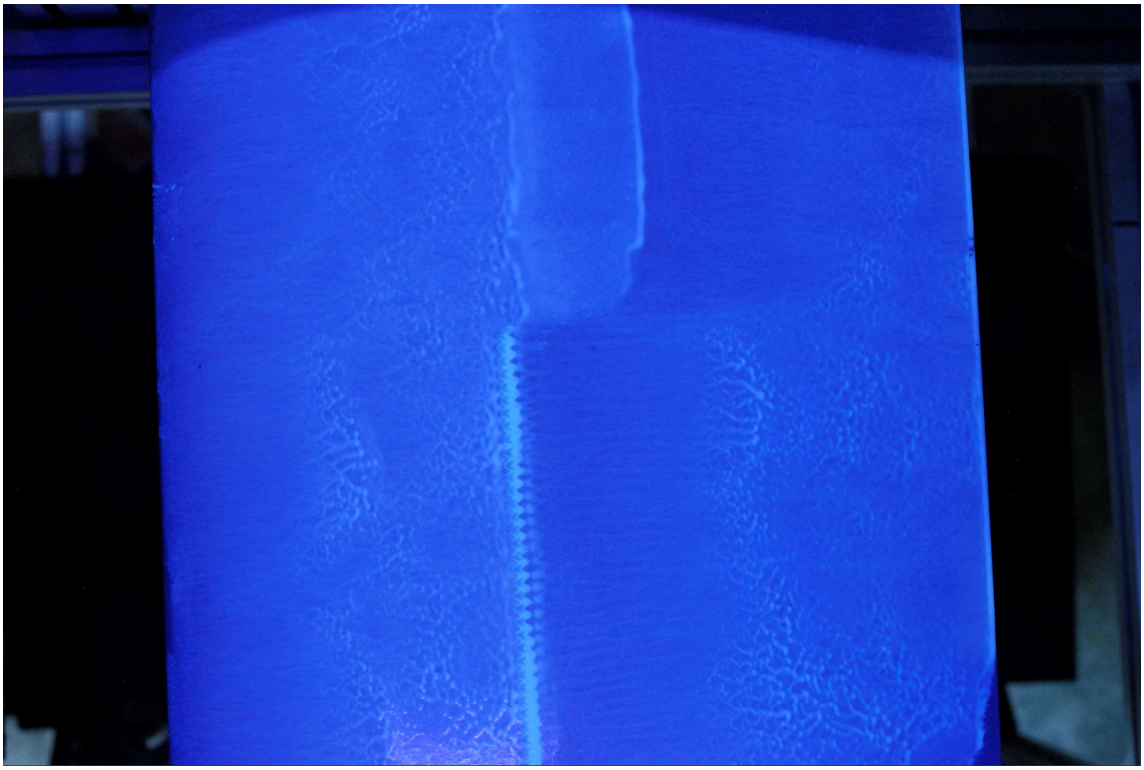
Při úhlu náběhu $\alpha = 3\,°$ dochází k místnímu odtržení laminární mezní vrstvy ve vzdálenosti $177\ mm$, což je o $3\ mm$ blíže, než při $\alpha = 0\,°$. Délka místního odtržení laminární mezní vrstvy je $19\,\%$ délky tětivy. Pro $\alpha = 6\,°$ dochází k místnímu odtržení laminární mezní ve stejné vzdálenosti jako u $\alpha = 3\,°$, tedy ve $177\ mm$. S dalším zvyšováním úhlu náběhu se místní odtržení laminární mezní vrstvy posouvá k náběžné hraně. Při $\alpha = 9\,°$ k němu dochází ve vzdálenosti $168{,}5\ mm$ a při $\alpha = 12\,°$ ve vzdálenosti $168\ mm$.

Podobný trend má délka místního odtržení laminární mezní vrstvy. Ta s rostoucím úhlem náběhu klesá. Pro $\alpha = 6\,°$ zabírá tato délka $16{,}75\,\%$, pro $\alpha = 9\,°$ $15{,}25\,\%$ a pro $\alpha = 12\,°$ $11{,}5\,\%$. Délka místního odtržení laminární mezní vrstvy je mimo úhel náběhu závislá na Reynoldsově čísle. S rostoucím Reynoldsovým číslem se délka místního odtržení laminární mezní vrstvy, jak poukázal Stephen M. Batill a Thomas J. Mueler [10], snižuje. Naměřené závislosti pozice a délky místního odtržení laminární mezní vrstvy na úhlu náběhu tedy odpovídají dějům popsaným v literatuře při obtékání aerodynamického profilu. Poloha místního odtržení laminární mezní vrstvy se však pro měřený profil s rostoucím úhlem náběhu posouvala k náběžné hraně pomaleji a méně výrazně, než bylo očekáváno. Autor práce přisuzuje tento fakt samotnému tvaru profilu, který má velkou maximální tloušťku a křivost. Velké zakřivení profilu způsobí vysoký nepříznivý tlakový gradient za bodem minimálního tlaku, který se nachází u bodu maximální tloušťky. Již při malých úhlech náběhu se tedy laminární mezní vrstva odtrhne blízko tohoto bodu. S rostoucím úhlem náběhu nepříznivý tlakový gradient roste, avšak laminární mezní vrstva se stále odtrhává za bodem maximální tloušťky. Můžeme tedy dojít k názoru, že pro zakřivené profily je efekt Zig – Zag pásky k zamezení místnímu odtržení laminární mezní vrstvy významný a jejich uplatnění může mít velký vliv pro profilu lopatek turbín, vyznačující se zvýšenou maximální tloušťkou.

Tvar profilu má podle autora práce značný vliv i na délku místního odtržení laminární mezní vrstvy. Ta je v případě $\alpha = 0\,°$ již zmíněných $20\,\%$ délky tětivy, což je značná část. Vlivem velkého nepřiznivého tlakového gradientu za bodem maximální tloušťky se odtržená mezní vrstva vzdálí od profilu více než v případě méně zakřiveného profilu a následné přilnutí je tak pozdrženo a místní odtržení laminární mezní vrstvy zaujímá velkou část délky tětivy.

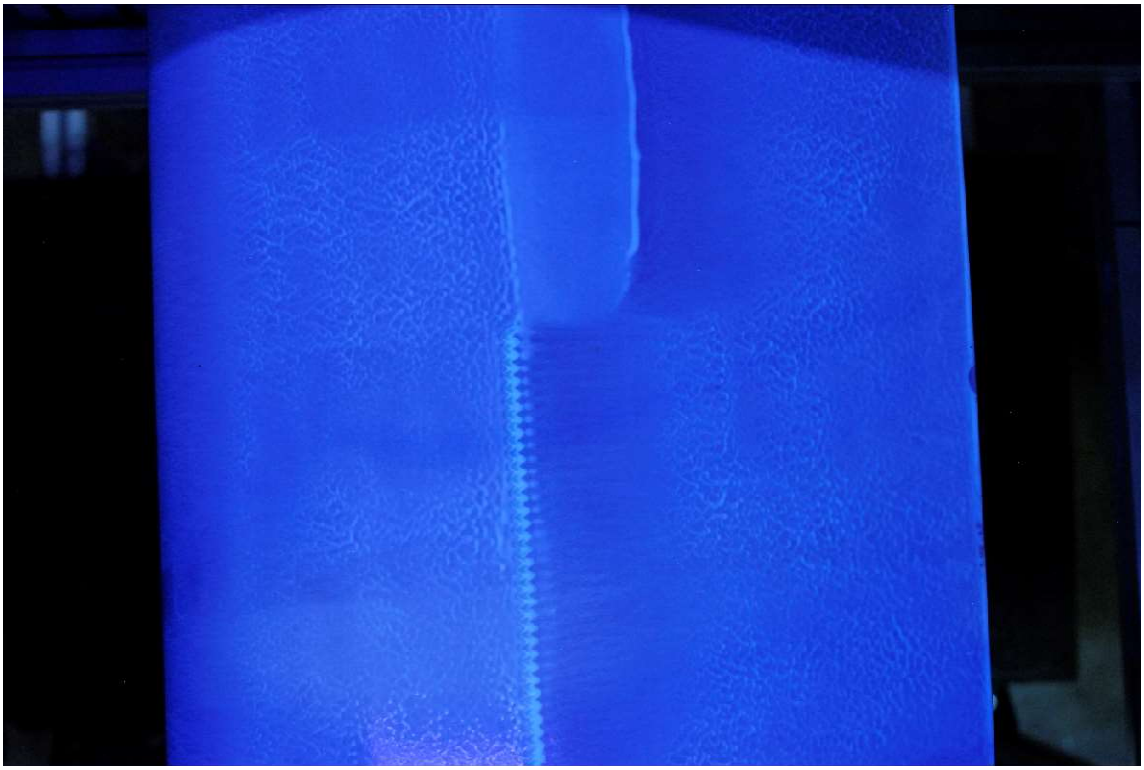
Místní odtržení laminární mezní vrstvy však není vždy přítomné a například u symetrických, laminárních profilu se často setkáváme s přechodem do turbulence bez odtržení. U těchto profilů je přítomna přechodová oblast. Ta není spojena s výrazným nárůstem tlakového odporu, jak je tomu u místního odtržení laminární mezní vrstvy, a implementace Zig – Zag pásky by tak nemusela mít tížený efekt ve formě redukce celkového odporu.

V další fázi vyšetřování efektu Zig – Zag pásky na mezní vrstvu by byla vhodná validace výsledků experimentálního měření pomocí simulace. Stejně jako každá metoda vizualizace mezní vrstvy, je i metoda vizualizace olejovým filmem zatížena chybou. Již z podstaty metody interaguje olej s mezní vrstvou a ovlivňuje její chování. Dále je olej z profilu unášen a mísí se s okolním proudem vzduchu a může tak měnit jeho vlastnosti.

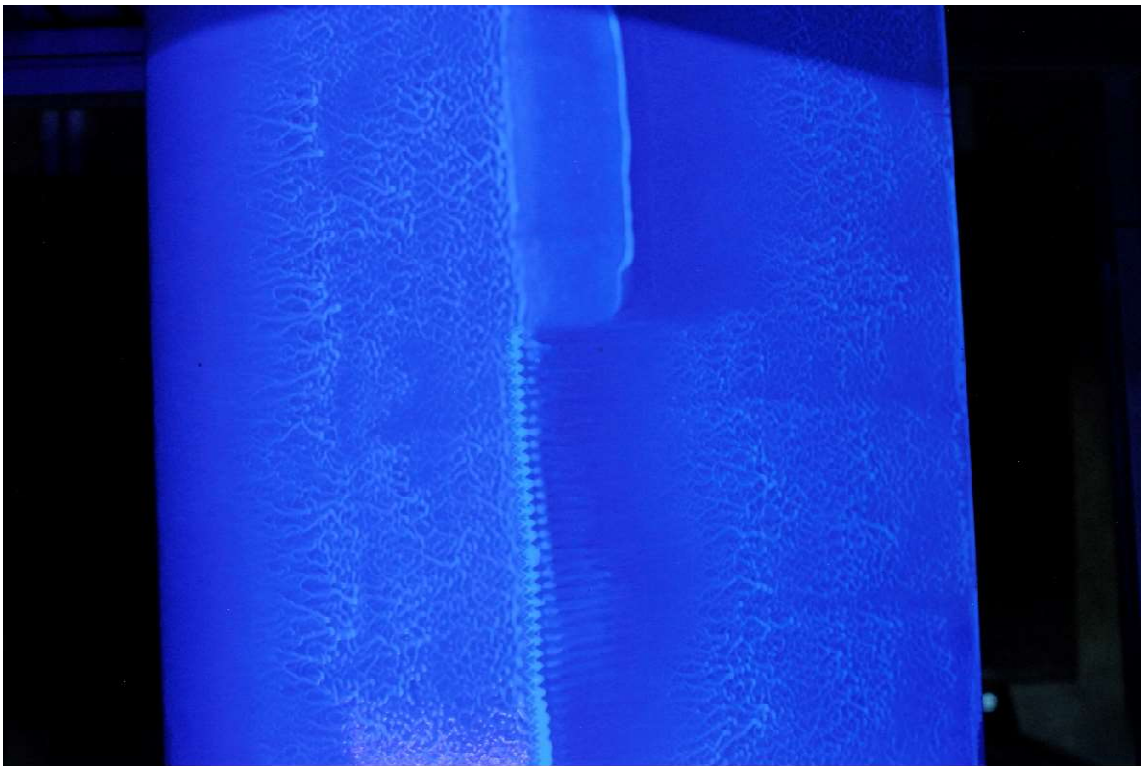


Obrázek 29: Řízení mezní vrstvy, $\alpha = 0\,°, Re = 500\,000$

Na Obrázku 29 je možné pozorovat, jak páska ovlivní proudění v její těsné blízkosti. Vidíme, že vedle pásky je začátek místního odtržení laminární mezní vrstvy lehce pozdržen. Tento jev je u dalších úhlů náběhu méně znatelný.

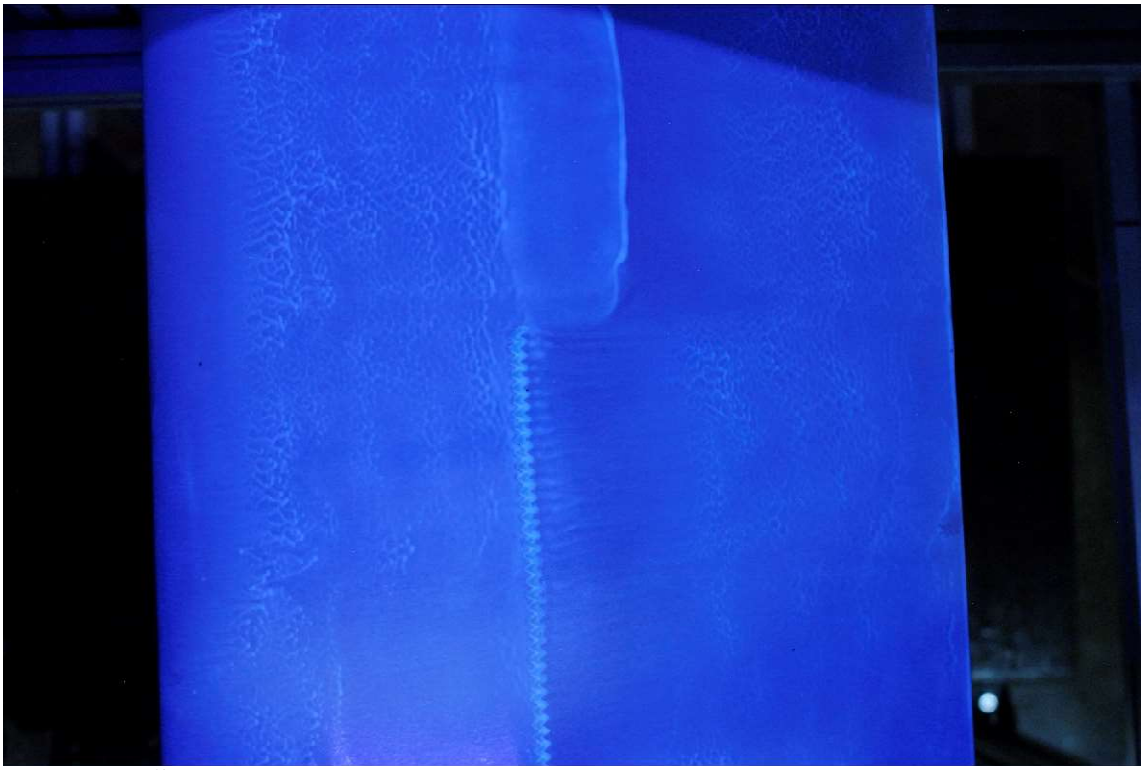


Obrázek 30: Řízení mezní vrstvy, $\alpha = 3\,°, Re = 500\,000$

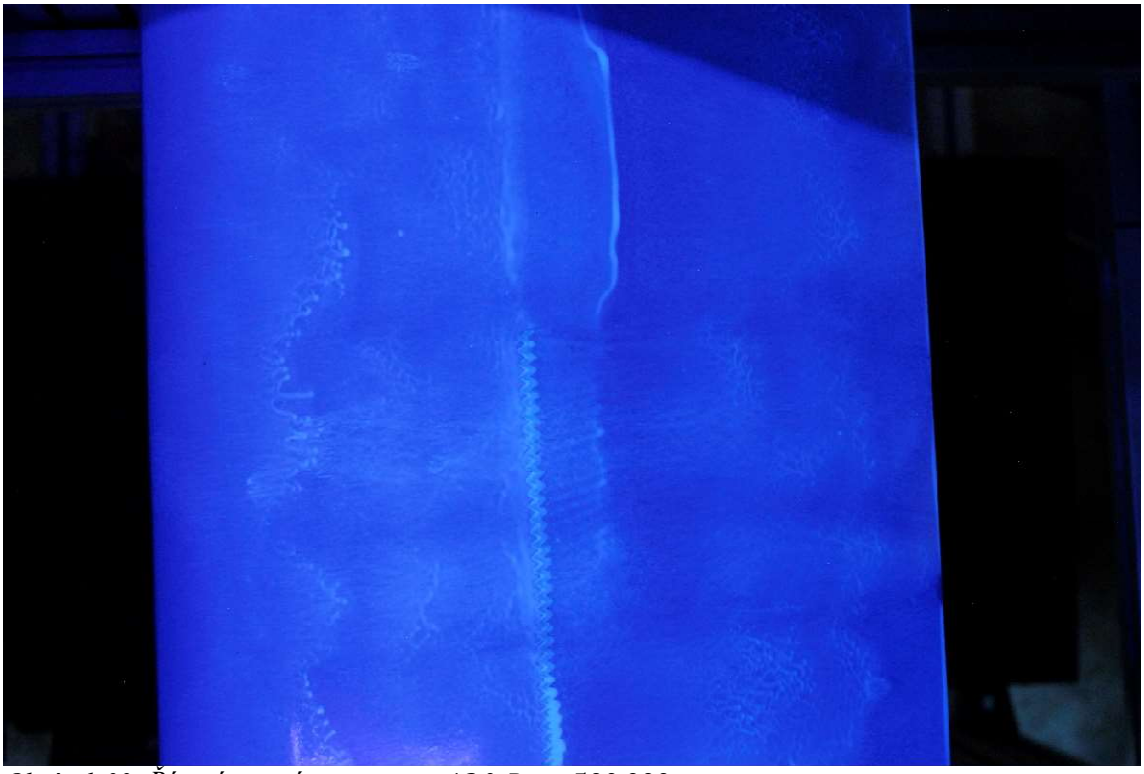


Obrázek 31: Řízení mezní vrstvy, $\alpha = 6\,°, Re = 500\,000$

Obrázky 30 a 31 spolu sdílí velice výraznou a především rovnou linii začátku místního odtržení laminární mezní vrstvy.



Obrázek 32: Řízení mezní vrstvy, $\alpha = 9\,°, Re = 500\,000$



Obrázek 33: Řízení mezní vrstvy, $\alpha = 12\,°, Re = 500\,000$

Na Obrázku 33 je linie začátku místního odtržení laminární mezní vrstvy neostrá, tím se liší od menších úhlů náběhu.

9 Závěr

Tato práce se zabývala prvky řízení mezní vrstvy na leteckých profilech. Cílem práce bylo teoreticky popsat prvky řízení mezní vrstvy na leteckém profilu, aplikaci těchto prvků na různé typy letounů a jejich vliv na mezní vrstvu a letecké charakteristiky. Prvky řízení mezní vrstvy byly také porovnány s ohledem na jejich výhody a nevýhody. V závěrečné části bylo provedeno experimentílní řízení mezní vrstvy na vybraném leteckém profilu.

Řízení mezní vrstvy je účinný nástroj, jak zlepšit letové charakteristiky. Vhodné aktivní řízení mezní vrstvy výrazně zvyšuje maximální součinitel vztlaku a zároveň redukuje celkový odpor letounu. Toto řízení je také adaptivní, a tak je možné ho využít pro více režimů letu. Je však velice nákladné a má vysoké nároky na technologičnost.

Pasivní řízení mezní vrstvy je méně nákladné a i nároky na technologičnost jsou znatelně menší. Pozitivní efekt prvků pasivního řízení je však k pozorování jen v určitých režimech letu. V určitých připadech tedy nemusí mít na letové charakteristiky vliv a dokonce mohou přispívat k celkovému odporu.

Pozitivní vliv řízení mezní vrstvy na letové charakteristiky pramení z ovlivnění mezní vrstvy. Zamezením odtržení mezní vrstvy redukujeme tlakový odpor. Pomocí modifikace povrchu, jako tomu bylo u ribletů, můžeme redukovat třecí odpor. Odsáváním a foukáním oddalujeme přechod do turbulence společně se zamezením odtržení, takže redukce třecího a tvarového odporu je znatelná.

Zvolení správného řízení mezní vrstvy je mimo jiné podmíněno typem letounu v kontextu rychlostí, v jakých se tento letoun pohybuje. U dopravních letadel, které mají často zkroucená křídla, za účelem redukce vlnového odporu a pohybují se rychlostí blížicí se rychlosti zvuku je díky komplexnosti proudění řízení mezní vrstvy komlikované. U větroňů a malých letadel, u kterých očekáváme menší rychlosti má řízení velký vliv. Do budoucna by bylo vhodné se dále zaměřit na možné způsoby řízení mezní vrstvy, protože v případě dopravních letadel by správné řízení mohlo znamenat obrovské úspory paliva.

Provedený experiment názorně ukázal efekt pasivního řízení mezní vrstvy. Jednoduchý vírový turbulátor (Zig-Zag páska) dokázal účinně zamezit místnímu odtržení laminární mezní vrstvy. V další fázi by bylo vhodné kvantifikovat vliv této pásky na letové charaktirisky dalším měřením na aerodynamických vahách či simulací.

10 Literatura

[1] SCHLICHTING, Hermann a Klaus GERSTEN. Boundary-Layer Theory. 7th Ed. New York: McGraw-Hill, 1975, ISBN 0-07-055334-3.

[2] JÍRA, Radoslav a Jiří TICHÁČEK. Aerodynamika a mechanika letu pro plachtaře. Praha: Naše vojsko, 1960.

[3] THOMAS, Fred. Fundamentals of Sailplane Design. 3rd Ed. College Park Press, 1999. ISBN 0-9669553-0-7.

[4] SKÁLA, Vladislav. Zkrácený přechod mezní vrstvy do turbulence při nepříznivém gradientu tlaku. Praha, 2018. Disertační práce. České vysoké učení technické v Praze, Fakulta strojní.

[5] JEŽEK, Jan; VÁRADIOVÁ, Blanka; ADAMEC, Josef. Mechanika tekutin. ČVUT, 1997.

[6] HOUGHTON, Edward Lewis a Peter William CARPENTER. Aerodynamics for Engineering Students. 5th Ed. Oxford: Butterworth-Heinemann, 2003. ISBN 0-7506-5111-3.

[7] POPELKA, Lukáš. Aerodynamická optimalizace leteckých profilů pro větroně. Praha, 2006. Disertační práce. České vysoké učení technické v Praze, Fakulta strojní.

[8] URUBA V.: Turbulence. Praha: České vysoké učení technické v Praze, 2009. ISBN: 978-80-01-04330-1.

[9] RISTIĆ, Slavica. Flow Visualisation Techniques in Wind Tunnels Part I – Non optical Methods. Scientific Technical Review. 2007, 57(1), 39-50

[10] BATILL, Stephen M. a Thomas J. MUELLER. Visualization of Transition in the Flow over an Airfoil Using the Smoke-Wire Technique. AIAA Journal. 1981, 19(3), 340-345.

[11] LONGMIRE, Ellen K. a D. R. TROOLIN. Large Format PIV to Resolve Large and Small Structures Surrounding a Gurney Flap. In: Symposium on Particle Image Velocimetry. Rome, Italy: University La Sapienza: Faculty of Engineering, 2007.

[12] LOVING, L. Donald a S. KATZOFF S. The fluorescent-oil film method and other techniques for boundary-layer flow visualizatio. NASA Memorandum. 1959

[13] JEŽEK, Jan, Josef ADAMEC a Blanka VÁRADIOVÁ. Mechanika tekutin. 3. vyd. Praha: Nakladatelství ČVUT, 2000.

[14] ZÁRYBNICKÝ, Vít. Aerodynamika [online]. 1999 [cit. 2022-05-06]. Dostupné z: http://www.csavirtual.cz/cs/media/download/category/5-%20tutorialy?download=80:aerodynamika-a-

[15] RAJENDRAN, Saravanan. Design of Parametric Winglets and Wing tip devices : A Conceptual Design Approach. Linkoping, 2012. Dissertation. Linköping University, Department of Management and Engineering

[16] TIMMER, Nanda a Leo VELDHUIS L. The Impact of Skinsuit Zigzag Tape Turbulators on Speed Skating Performance. Applied Sciences. 2021, 11(3)

[17] FAHLAND, Georg, Alexander STROH, Davide GATTI, Marco ATZORI, Ricardo VINUESA, Philipp SCHLATTER a Bettina FROHNAPFEL. Investigation of Blowing and Suction for Turbulent Flow Control on Airfoils. AIAA Journal. 2021, 59(5)

[18] Walker, Ira James. An Experimental Study of Flow Control Techniques on a Multi-Element Airfoil. 2003. Dissertation. Mechanical & Aerospace Engineering, Old Dominion University

[19] ZHANG, Yuan-yuan, Diangui HUANG, Xiao-jing SUN a Guo-qing WU. Exploration in Optimal Design of an Airfoil with a Leading Edge Rotating. Journal of Thermal Science. 2010, 19(4) 318-325.

[20] BOERMANS L. Luis. Research on sailplane aerodynamics at Delft University of Technology. Recent and present developments. Technical Soaring. 2006, 30(1), 10-12

[21] VENKATESH, S, S. RAKESH VIMAL, S. MANIGANDAN a P. GUNASEKAR. Aerodynamic Investigation on Performance Enhancement of NACA 2412 Airfoil with Suction Assistance. International Journal of Vehicle Structures and Systems. 2020, 12(1), 74-78

[22] HANSEN, M. O. L., Clara VELTE, S. ØYE, R. HANSEN, Niels Nørmark SØRENSEN, J. MADSEN a Robert MIKKELSEN. Aerodynamically shaped vortex generators. Wind Energy. 2016, 19(3), 563-567

[23] LI, Xinkai, Ke YANG a Xiaodong WANG. Experimental and Numerical Analysis of the Effect of Vortex Generator Height on Vortex Characteristics and Airfoil Aerodynamic Performance. Energies. 2019, 12(5)

[25] ZHANG, Ye, Alexandervan ZUIJLEN a Gerard van BUSSEL. The MEXICO rotor aerodynamic loads prediction: ZigZag tape effects and laminar-turbulent transition modeling in CFD. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 2017, 168, 152-163.

[26] VISWANATH, P. R. Aircraft viscous drag reduction using riblets. Progress in Aerospace Sciences. 2002, 38(6-7), 571-600

[24] GODARD, G. a M. STANISLAS. Control of a decelerating boundary layer. Part 1: Optimization of passive vortex generators. Aerospace Science and Technology. 2006, 10(3), 181-191

[27] SZODRUCH, J., Viscous drag reduction on transport aircraft. AIAA, 1991.

[28] GOODEN, J. H. M., Experimental Low – Speed Aerodynamic Characteristics of the Wortmann FX 66 – S – 196 V1 Airfoil. Technical Soaring. 1979, 5(3)