

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
FAKULTET STROJARSTVA I BRODOGRADNJE

ZAVRŠNI RAD

Andrija Buljac

Zagreb, 2013.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
FAKULTET STROJARSTVA I BRODOGRADNJE

ZAVRŠNI RAD

Mentor:

Prof. dr. sc. Ivo Džijan, dipl. ing.

Student:

Andrija Buljac

Zagreb, 2013.

Izjavljujem da sam ovaj rad izradio samostalno koristeći stečena znanja tijekom studija i navedenu literaturu.

Zahvaljujem se mentoru prof. dr. sc. Ivi Džijanu na ukazanim savjetima, i dr. sc. Severinu Krizmaniću na svesrdnoj pomoći pri izradi ovog rada. Također, zahvaljujem se obitelji na potpori tijekom dosadašnjeg dijela studija te djevojci Jeleni na jezičnim savjetima i podršci pri izradi rada.

Andrija Buljac



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
FAKULTET STROJARSTVA I BRODOGRADNJE



Središnje povjerenstvo za završne i diplomske ispite
 Povjerenstvo za završne ispite studija strojarstva za smjerove:
 procesno-energetski, konstrukcijski, brodstrojarski i inženjersko modeliranje i računalne simulacije

Sveučilište u Zagrebu	
Fakultet strojarstva i brodogradnje	
Datum	Prilog
Klasa:	
Ur.broj:	

ZAVRŠNI ZADATAK

Student: **Andrija Buljac** Mat. br.: 0035177901

Naslov rada na hrvatskom jeziku: **Utjecaj ugradbene visine stražnjeg krila na aerodinamičke sile pri gibanju automobila**

Naslov rada na engleskom jeziku: **Influence of mounting height of a rear spoiler on aerodynamic forces acting on a moving car**

Opis zadatka:

Kod natjecateljskih i komercijalnih automobila se radi boljeg kontakta s podlogom i povećanja stabilnosti pri većim brzinama, često ugrađuje stražnje krilo (*spoiler*).

Primjenom metoda računalne dinamike fluida potrebno je odrediti promjenu aerodinamičkih koeficijenata sila uzgona i otpora pri gibanju automobila zbog djelovanja stražnjeg krila.

U završnom radu potrebno je, uz pomoć računalnog paketa FLUENT, provesti računalnu simulaciju opstrujavanja pojednostavljenog modela automobila BMW - verzija E38, s ugrađenim stražnjim krilom. U računalnoj simulaciji je potrebno primijeniti model trodimenzijskog turbulentnog strujanja nestlačivog fluida uz pojednostavljenje problema uvođenjem uzdužne vertikalne ravnine simetrije. Na temelju rezultata simulacije potrebno je odrediti promjenu aerodinamičkih koeficijenata sila uzgona i otpora s promjenom ugradbene visine stražnjeg krila.

Rad treba sadržavati:

1. Uvod s opisom modela turbulentnog strujanja nestlačivog fluida.
2. Kratki opis metode konačnih volumena.
3. Opis geometrije automobila i stražnjeg krila, te opis računalne domene.
4. Postavke numeričkog modela gibanja automobila po cesti.
5. Rezultate proračuna aerodinamičkih koeficijenata sila uzgona i otpora za nekoliko odabranih ugradbenih visina stražnjeg krila.
6. Diskusiju rezultata i zaključke.

Rezultate proračuna prikazati odgovarajućim tablicama, dijagramima i slikama.

U radu treba navesti literaturu i eventualno dobivenu pomoć tijekom izrade.

Zadatak zadan:

16. studenog 2012.

Zadatak zadao:

Ivo Džijan

Prof. dr. sc. Ivo Džijan

Rok predaje rada:

1. rok: 15. veljače 2013.

2. rok: 11. srpnja 2013.

3. rok: 13. rujna 2013.

Predvideni datumi obrane:

1. rok: 27., 28. veljače i 1. ožujka 2013.

2. rok: 15., 16. i 17. srpnja 2013.

3. rok: 18., 19., i 20. rujna 2013.

Predsjednik Povjerenstva:

Igor Balen

Prof. dr. sc. Igor Balen

SADRŽAJ

SADRŽAJ	5
POPIS SLIKA	7
POPIS TABLICA.....	9
POPIS OZNAKA	10
SAŽETAK.....	13
1. UVOD.....	14
2. TEORIJSKE OSNOVE	15
2.1. Numeričko rješavanje problema mehanike fluida	15
2.2. Postupak provođenja numeričke simulacije.....	16
2.3. Prednosti i mane numeričkih simulacija	17
2.4. Osnovne jednačbe dinamike fluida	17
2.5. Turbulencija	19
2.5.1. Statističko opisivanje turbulencije	21
2.5.2. Prijenos fizikalne veličine u turbulentnom strujanju	22
2.5.3. Vremenski osrednjene Navier – Stokesove jednačbe	24
2.5.4. Modeli turbulencije	25
2.5.5. $k - \varepsilon$ model turbulencije.....	26
2.5.6. Zidne funkcije	28
3. METODA KONAČNIH VOLUMENA	31
3.1. First order upwind scheme	35
3.2. Second order upwind scheme	36
4. AEROPROFIL KRILA	37
4.1. Koeficijent uzgona i otpora.....	37
4.2. Napadni kut profila	38
4.3. Izrada 3D modela krila.....	44
5. NUMERIČKA SIMULACIJA	45

5.1. Modeliranje geometrija i diskretizacija.....	45
5.2. Numerički proračun	52
5.3. Prikaz i analiza rezultata	53
6. ZAKLJUČAK.....	68
LITERATURA.....	69
PRILOZI.....	70

POPIS SLIKA

Slika 1.	Prijelaz iz laminarnog u turbulentno strujanje pri opstrujavanju ravne ploče.....	21
Slika 2.	Prijenos fizikalne veličine između konačnih volumena	32
Slika 3.	Numerička shema prvog reda točnosti	35
Slika 4.	Numerička shema drugog reda točnosti	36
Slika 5.	Sile koje djeluju na aeroprofil pri nastrujavanju	37
Slika 6.	Razlika napadnih kuteva aeroprofila	39
Slika 7.	Prostorna mreža	40
Slika 8.	Ovisnost koeficijenta otpora C_D o napadnom kutu	41
Slika 9.	Ovisnost koeficijenta uzgona C_L o napadnom kutu	41
Slika 10.	Polje apsolutne vrijednosti brzine sa strujnicama u okolini aeroprofila	43
Slika 11.	Raspodjela y^+ duž aeroprofila	43
Slika 12.	3D model stražnjeg krila	44
Slika 13.	3D model automobila	45
Slika 14.	Prikaz domene u okolini krila	46
Slika 15.	Dimenzije zračnog tunela - nacrt.....	47
Slika 16.	Dimenzije zračnog tunela - bokocrt	47
Slika 17.	Geometrijska diskretizacija područja u okolini krila – nacrt	48
Slika 18.	Geometrijska diskretizacija područja u okolini krila	48
Slika 19.	Prijelaz s tetraedarskih na heksaedarske volumene.....	49
Slika 20.	Mreža u okolini automobila	49
Slika 21.	Mreža zračnog tunela	50
Slika 22.	Rubni uvjeti na površinama područja proračuna.....	51
Slika 23.	Dijelovi površine automobila	51
Slika 24.	Raspodjela y^+ - stražnje krilo, ugradbena visina 1	53
Slika 25.	Raspodjela y^+ po površini automobila, ugradbena visina 1	54
Slika 26.	3D prikaz opstrujavanja automobila, ugradbena visina 1	55
Slika 27.	Raspodjela koeficijenta tlaka po konturi automobila, ugradbena visina 1	56

Slika 28.	Raspodjela koeficijenta tlaka po konturi automobila, pogled straga, ugradbena visina 1	56
Slika 29.	Koeficijenti uzgona u ovisnosti o ugradbenoj visini krila : a) automobila s krilom, b) samog krila.....	59
Slika 30.	Koeficijenti otpora u ovisnosti o ugradbenoj visini krila : a) automobila s krilom, b) samog krila.....	59
Slika 31.	Polje apsolutne vrijednosti brzine sa strujnicama u ravnini simetrije za automobil prije ugradnje stražnjeg krila	61
Slika 32.	Polje apsolutne vrijednosti brzine sa strujnicama u ravnini simetrije za automobil s ugradbenom visinom krila 1	61
Slika 33.	Polje apsolutne vrijednosti brzine sa strujnicama u ravnini simetrije za automobil s ugradbenom visinom krila 2	62
Slika 34.	Polje apsolutne vrijednosti brzine sa strujnicama u ravnini simetrije za automobil s ugradbenom visinom krila 3	62
Slika 35.	Polje apsolutne vrijednosti brzine sa strujnicama u ravnini simetrije za automobil s ugradbenom visinom krila 4	63
Slika 36.	Polje koeficijenta tlaka na end plateu stražnjeg krila za različite ugradbene visine	65
Slika 37.	Doprinos samog automobila ukupnom koeficijentu uzgona u ovisnosti o ugradbenoj visini krila.....	66
Slika 38.	Doprinos samog automobila ukupnom koeficijentu otpora u ovisnosti o ugradbenoj visini krila.....	67

POPIS TABLICA

Tablica 1. Broj konačnih volumena za pojedini slučaj	50
Tablica 2. Rubni uvjeti	50
Tablica 3. Usporedba sila i koeficijenata sila.....	58

POPIS OZNAKA

Oznaka	Jedinica	Opis
A	$[m^2]$	površina konačnog volumena
ΔA	$[m^2]$	površina stranice konačnog volumena
A_D	$[m^2]$	referentna površina za koeficijent otpora
A_L	$[m^2]$	referentna površina za koeficijent uzgona
a_C	$[kg/s]$	centralni koeficijent u diferencijalnoj jednačini
a_N	$[kg/s]$	koeficijent u diferencijalnoj jednačini
b	$[-]$	slobodni član u diferencijalnoj jednačini
c_v	$[J/kg K]$	specifični toplinski kapacitet
C_D	$[-]$	koeficijent otpora
C_L	$[-]$	koeficijent uzgona
D	$[kg/s]$	jačina difuzije
e	$[J/kg K]$	specifična unutarnja i kinetička energija
F_n	$[kg/s]$	jačina konvekcije
f_i	$[N/kg]$	komponente vektora specifične masene sile
G	$[W/m^3]$	generacija kinetičke energije turbulencije
J_j	$[-]$	vektor fluksa fizikalnog svojstva
l_t	$[m]$	duljina puta miješanja čestica fluida u turbulentnom strujanju
\bar{k}	$[J/kg]$	kinetička energija turbulencije
p	$[N/m^2]$	tlak
\bar{p}	$[N/m^2]$	statistički osrednjeno polje tlaka
p'	$[N/m^2]$	pulzirajući dio polja tlaka
q_H	$[W/m^3]$	volumenska gustoća toplinskih izvora

Re	[-]	Reynoldsov broj
Re_{kr}	[-]	kritični Reynoldsov broj
Re_{λ}	[-]	turbulentni Reynoldsov broj
S_{φ}		izvorski član u općoj konvekcijsko – difuzijskoj jednadžbi
T	[K]	temperatura
t	[s]	vrijeme
u	[J/kg]	specifična unutarnja energija
u_{τ}	[m/s]	brzina trenja
V	[m ³]	volumen konačnog volumena
v_i	[m/s]	komponente vektora brzine strujanja
$\overline{v_i}$	[m/s]	osrednjeni dio vektora brzine strujanja
v_i'	[m/s]	pulzirajući dio polja vektora brzine strujanja
v_n	[m/s]	projekcija vektora brzine u smjeru vanjske normale
v_{∞}	[m/s]	brzina neporemećenog strujanja
v_t	[m/s]	karakteristična brzina turbulentnih pulsacija
x_i	[m]	pravokutne koordinate
x_{kr}	[m]	kritična duljina
y^+	[-]	bezdimenzijska udaljenost prvog čvora od stijenke
α	[-]	napadni kut profila
δ	[-]	Kroneckerov simbol
Σ	[N/m ²]	Tenzor viskoznih naprezanja
λ	[W/m K]	toplinska provodnost materijala
λ	[m]	valna duljina turbulentnih pulsacija
ϕ	[-]	volumenska gustoća fizikalne veličine
φ	[-]	polje fizikalne veličine
Δn	[m]	udaljenost između čvorova konačnih volumena
Γ	[kg/m s]	koeficijent difuzije
Γ	[kg/m s]	koeficijent turbulentne difuzije

μ	[-]	dinamička viskoznost
		turbulentna viskoznost
μ_t	[-]	
$\bar{\varepsilon}$	[W/kg]	disipacija kinetičke energije turbulencije
τ	[N/m ²]	tenzor naprezanja
ρ	[kg/m ³]	gustoća
μ	[Pa s]	dinamička viskoznost
ν	[m ² /s]	kinematička viskoznost

SAŽETAK

Rad obuhvaća usporedbu aerodinamičkih sila koje nastaju uslijed gibanja automobila za različite ugradbene visine stražnjeg krila. Na temelju numeričkih proračuna odabran je idealan napadni kut aeroprofila u smislu odnosa koeficijenata otpora i uzgona. U već napravljenu geometrijsku diskretizaciju zračnog tunela s automobilom, dodano je stražnje krilo na četiri različite visine, usklađena je geometrijska mreža, te je kao takva učitana u računalni program 'Fluent', gdje je proveden numerički proračun za sve visine ugradnje. Za sve visine ugradnje priloženi su prikazi polja različitih fiziklanih veličina, s naglaskom na područje oko stražnjeg krila, te je izvršena analiza i usporedba rezultata.

1. UVOD

Aerodinamika je dio dinamike koji proučava gibanja zraka, a glavno područje interesa aerodinamike je utjecaj sila na stijenku koje nastaju gibanjem tijela kroz zrak. Danas je aerodinamika jedan od najvažnijih grana istraživanja proizvođača cestovnih, a pogotovo sportskih i natjecateljskih automobila. Dominantan razlog koji čini razliku između automobila s aerodinamičkim dijelovima i onog bez istih, je neutralizacija pozitivnog uzgona kojeg stvaraju klasični automobili, i stvaranje negativnog uzgona, tzv. downforcea, odnosno sile koja pritišće vozilo prema cesti. Samim time, stvara se veća sila trenja između kotača i ceste, pa je automobil u stanju skretati pri većim brzinama. Negativni uzgon može se promatrati kao virtualno povećanje težine automobila, budući da djeluje u smjeru u kojem djeluje i sama težina. Neizbježna posljedica ugradnje aerodinamičkih uređaja je povećanje sile otpora gibanju automobila, što u konačnici dovodi do povećanja potrošnje goriva. Ipak, sila koja je dominantna je sila uzgona.

Budući da je sama priroda jednadžbi koje se koriste pri rješavanju aerodinamičkih problema kompleksna, i ne može se riješiti analitički, koriste se principi računalne dinamike fluida u raznim računalnim programima. Vršiti se geometrijska diskretizacija domene strujanja na veliki broj konačnih volumena, a zatim se provodi diskretizacija diferencijalnih jednadžbi koje opisuju prijenos fizikalnih veličina na granicama konačnih volumena. Osim ovog pristupa, koriste se i eksperimentalna ispitivanja u zračnim tunelima primjenom teorije sličnosti. Samo uvođenje numeričkog rješavača sa sobom nužno donosi određenu grešku, čiji utjecaj ovisi o kvaliteti matematičkog modela i geometrijske diskretizacije. Stoga je najbolji pristup kombinacija numeričkih simulacija i eksperimentalnih ispitivanja. Međutim, takav pristup je i uvjerljivo najskuplji.

U ovom je radu primjenom metoda računalne dinamike fluida određena promjena aerodinamičkih koeficijenata sila uzgona i otpora pri gibanju automobila uslijed utjecaja stražnjeg krila. Provedena je računalna simulacija opstrujavanja pojednostavljenog modela automobila BMW – verzija E38, s ugrađenim stražnjim krilom na četiri različite visine.

2. TEORIJSKE OSNOVE

U poglavlju teorijskih osnova će biti riječi općenito o upotrebi numeričkih simulacija u rješavanju problema mehanike fluida, kratki opis postupka provođenja numeričke simulacije, te će biti navedene osnovne prednosti i mane numeričkog rješavača. Zatim će se ukratko opisati osnovne jednadžbe na kojima se temelji mehanika fluida, pa tako i matematički modeli numeričkog rješavača, te će se opisati problem turbulencije u strujanju fluida.

2.1. Numeričko rješavanje problema mehanike fluida

Mehanika fluida je grana fizike koja proučava fluide i sile koje djeluju na fluide. Može se podijeliti na statiku fluida (proučavanje fluida u mirovanju), kinematiku fluida (proučavanje fluida u gibanju), i dinamiku fluida (proučavanje djelovanja sila na fluid u gibanju). Mehanika fluida je znanost u kojoj se susreću eksperimentalne metode rješavanja s teorijskim pristupom i, u novije vrijeme s razvojem računala, numeričke metode rješavanja. Sve vrste pristupa rješavanju problema temelje se na matematičkom zapisu koji daje odnos između ulaznih i izlaznih veličina iz sustava, koji nazivamo matematičkim modelom sustava. Često je nemoguće izraditi apsolutno točan matematički model, pa se tako pristupa određenim aproksimacijama i zanemarivanju određenih parametara. Najčešća pretpostavka koja se koristi u opisu strujanja fluida je ona da je fluid kontinuum, zamišljena tvar koja bi sadržavala svojstva poput gustoće i viskoznosti i za infinitezimalno mali volumen. Osim hipoteze kontinuuma, pretpostavlja se homogenost (jednakost fizikalnih svojstava u svim točkama fluida) i izotropnost (jednakost fizikalnih svojstava u svim smjerovima) fluida. Cilj izrade matematičkog modela je što vjerniji opis problema uz što jednostavniji matematički zapis. Numeričke simulacije se u mehanici fluida koriste za simuliranje strujanja kapljevina ili plinova oko neke konstrukcije ili kroz konstrukciju.

Matematički model prikazan je sustavom parcijalnih diferencijalnih jednadžbi. Kada se radi s komercijalnim programom kao što je 'Fluent', u kojem su već zapisani matematički modeli, na korisniku je samo da odabere onaj model koji najbolje odgovara njegovom problemu. Drugi korak u numeričkoj simulaciji je rješavanje odabranog matematičkog modela. Da bi proveli rješavanje matematičkog modela, potrebno je provesti diskretizaciju područja proračuna (podjela domene na manje volumene u kojima se računaju vrijednosti fizikalnih veličina).

Zatim je potrebno na diskretiziranom području, kojeg ujedno nazivamo i geometrijskom mrežom, diskretizirati i matematički model, naravno, vodeći računa o rubnim uvjetima sustava. Postoje razne metode diskretizacije matematičkog modela, od kojih su najpoznatije metoda konačnih volumena, metoda konačnih elemenata, metoda konačnih razlika itd. Rezultat takve diskretizacije je sustav algebarskih jednadžbi, čiji karakter ovisi o karakteru diferencijalnih jednadžbi. Ako je matematički model sustav linearnih diferencijalnih jednadžbi, diskretizacijom modela dobije se sustav linearnih algebarskih jednadžbi. Nelinearne jednadžbe rješavaju se iterativnim postupkom rješavanja linearnih algebarskih jednadžbi.

2.2. Postupak provođenja numeričke simulacije

Numerička simulacija se provodi kroz tri programa: predprocesor, procesor i postprocesor. Predprocesor je računalni program za generiranje geometrijske mreže i rubnih uvjeta proračuna. Pri generiranju mreže treba voditi računa o gustoći mreže, koja s jedne strane mora zadovoljavati računalne resurse, a s druge strane, mora biti dovoljno gusta da bi rezultati bili zadovoljavajući i kako bi se 'uhvatile' sve promjene polja fizikalnih veličina. Stoga se gušća diskretizacija provodi u dijelu domene u kojem su veći gradijenti fizikalnih veličina. Budući da ne postoje algoritmi koji automatski generiraju mrežu na temelju geometrije područja i rubnih uvjeta proračuna, na korisniku je da, na temelju iskustva, pretpostavi približnu sliku strujanja i raspodjelu vrijednosti polja fizikalnih veličina, te provede diskretizaciju modela na takav način da zadovolji zahtjeve za točnošću proračuna i istodobno vodi računa o računalnim resursima.

Nakon što se generira geometrijska mreža, procesor numerički rješava koristeći željeni matematički model, koji može biti fiksno ugrađen u program, kao što je u komercijalnom programu 'Fluent', ili temeljen na objektnom programiranju, gdje korisnik slobodno zadaje matematički model koji će se rješavati, poput programa 'OpenFoam'. Nakon postavljanja svojstava određenog problema (rubni uvjeti, inicijalizacija početnog rješenja, parametri sustava poput svojstava materijala, parametri sustava, određivanje jednadžbi koje su relevantne), simulacija se vrši kroz određen broj iteracija.

Postprocesor je program koji služi za vizualizaciju rezultata proračuna, prikaz skalarnih, vektorskih i tenzorskih polja, integriranih veličina, te dijagramskog prikaza željenih veličina.

2.3. Prednosti i mane numeričkih simulacija

Osnovna prednost numeričkih simulacija je skraćivanje vremena projektiranja ili razvoja novog proizvoda. Nakon što se generira geometrijska mreža modela, vrlo se lako i brzo promjenom parametara sustava dobiva uvid u utjecaj pojedinog parametra na rezultate. Sljedeća prednost je količina informacija koju nam pruža numerički rješavač, dobiva se kompletna slika strujanja te gradijenti fizikalnih veličina u čitavoj domeni proračuna (polje brzine, temperature, tlaka itd.). Uzimajući u obzir dobivene rezultate, i uspoređujući ih s željenim rezultatima, moguće je mijenjati geometriju, ponovno vršiti proračun, nove rezultate upoređivati sa starima, te tako brzo razvijati novi proizvod bez potrebe za izradom fizičkog modela za svaki prototip.

Primarni nedostatak računalnih simulacija je njegova ograničenost na probleme za koje ne postoji pouzdan matematički model. To se primarno odnosi na modele turbulentnog strujanja.

2.4. Osnovne jednadžbe dinamike fluida

Dinamika fluida temelji se na osnovnim zakonima klasične fizike u koje spadaju zakon očuvanja mase, zakon količine gibanja i zakon momenta količine gibanja, te zakon očuvanja energije i drugi zakon termodinamike. Ovi se zakoni u mehanici fluida definiraju za materijalni volumen, koji u općem slučaju mijenja svoj položaj, oblik i veličinu, ali se stalno sastoji od jednih te istih čestica fluida i ima ulogu tijela u mehanici, te zatvorenog termodinamičkog sustava u termodinamici. Kroz materijalni volumen nema protoka mase, ali je omogućena izmjena energije s okolinom.

Zakon očuvanja mase za materijalni volumen glasi: Masa materijalnog volumena je konstantna.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_j)}{\partial x_j} = 0. \quad (1)$$

Zakon količine gibanja za materijalni volumen glasi: Brzina promjene količine gibanja materijalnog volumena jednaka je sumi vanjskih masenih i površinskih sila koje djeluju na materijalni volumen.

$$\frac{\partial (\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_j v_i)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (-p \delta_{ji} + \Sigma_{ji}) + \rho f_i. \quad (2)$$

Zakon momenta količine gibanja za materijalni volumen glasi: Brzina promjene momenta količine gibanja materijalnog volumena, u odnosu na odabrani pol, jednaka je sumi momenata vanjskih masenih i površinskih sila koje djeluju na materijalni volumen, u odnosu na taj isti odabrani pol. Ako se pretpostavi da u fluidu nema momenata raspodijeljenih po površini materijalnog volumena ili unutar samog volumena, tada se zakon očuvanja momenta količine gibanja svodi na činjenicu simetričnosti tenzora naprezanja.

Zakon očuvanja energije za materijalni volumen glasi: Brzina promjene zbroja kinetičke i unutarnje energije materijalnog volumena jednaka je snazi vanjskih masenih i površinskih sila koje djeluju na materijalni volumen, te brzini izmjene topline materijalnog volumena s okolinom.

$$\frac{\partial(\rho c_v T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_v v_j T)}{\partial x_j} = -p \frac{\partial v_j}{\partial x_j} + \sum_{ji} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + q_H, \quad (3)$$

gdje je q_H volumenska gustoća toplinskih izvora.

Gornja jednadžba je izvedena uz primjenu kaloričke jednadžbe stanja i Fourierovog zakona toplinske vodljivosti.

Formulacija osnovnih fizikalnih zakona za materijalni volumen često nije pogodna za primjenu u praksi, budući da inženjera uglavnom ne zanimaju promjene fizikalnih veličina u nekom gibajućem materijalnom volumenu, već ga npr. zanima utjecaj stijenke cijevi na materijalni volumen u trenutku u kojem on ispunjava njenu unutrašnjost. Poznavajući silu kojom stijenka cijevi djeluje na materijalni volumen, po trećem Newtonovom zakonu poznamo i silu kojom fluid djeluje na stijenku, što je od primarnog interesa sa stajališta dimenzioniranja cijevi. Jasno je da u različitim vremenskim trenucima kroz cijev protječu različiti materijalni volumeni, stoga se definira kontrolni volumen koji ima fiksne granice, i od okoline je odijeljen kontrolnom površinom. Kontrolni je volumen u većini slučajeva s mirujućim granicama, a u analizi konstrukcija s pomičnim dijelovima koristi se i formulacija kontrolnog volumena s pomičnim granicama. Za preformuliranje osnovnih jednadžbi dinamike fluida za materijalni volumen u jednadžbe za kontrolni volumen koristi se Reynoldsov transportni teorem.

- a) slučaj mirujućeg ($u_j = 0$) kontrolnog volumena V_{KV} koji je ograden mirujućom kontrolnom površinom S_{KV} :

$$\frac{D}{Dt} \int_{V_M(t)} \phi dV = \frac{d}{dt} \int_{V_{KV}} \phi dV + \int_{S_{KV}} \phi v_j n_j dS, \quad (4)$$

b) slučaj promjenjivog kontrolnog volumena V čija se granica S giba brzinom u_j :

$$\frac{D}{Dt} \int_{V_M(t)} \phi dV = \frac{d}{dt} \int_{V(t)} \phi dV + \int_{S(t)} \phi (v_j - u_j) n_j dS. \quad (5)$$

U gornjim jednadžbama ϕ predstavlja volumensku gustoću fizikalne veličine.

2.5. Turbulencija

Razumijevanje turbulentnog ponašanja fluida koji struji je jedan od najintragantnijih, frustrirajućih i važnijih problema u klasičnoj fizici. Činjenica je da je većina strujanja u prirodi turbulentna, a u isto vrijeme strujanje fluida se javlja diljem poznatog svijeta - od unutrašnjosti bioloških ćelija, cirkularnog i respiratornog sustava živih bića, raznih tehnoloških uređaja, do geofizičkih strujanja. Unatoč tolikoj rasprostranjenosti i učestaloj pojavi, problem turbulentnog strujanja ostaje i dan danas bez egzaktnog rješenja. Problem turbulencije je proučavan od strane mnogih fizičara i inženjera 19. i 20. stoljeća, ali i dalje ne razumijemo detaljno kako i zašto se turbulencija pojavljuje, niti smo u stanju predvidjeti turbulentno ponašanje s ikakvim stupnjem sigurnosti, čak ni u vrlo jednostavnim (s inženjerskog gledišta) strujanjima fluida.

Strujanja fluida se, sa stajališta podjele prema vrijednostima Reynoldsovog broja, mogu podijeliti na laminarna i turbulentna.

Turbulentno strujanje karakterizira kaotična promjena svojstava u vremenskoj i prostornoj domeni, a pojavljuje se uvijek pri visokim vrijednostima Reynoldsovog broja. Reynoldsov broj je bezdimenzijski broj koji prikazuje omjer inercijskih i viskozni sila u strujanju fluida:

$$Re = \frac{v \cdot x}{\nu}, \quad (6)$$

gdje v označuje brzinu strujanja fluida, x karakterističnu duljinu, a ν kinematičku viskoznost fluida.

Laminarno strujanje se javlja pri niskim Reynoldsovim brojevima, kada su viskozne sile dominantne naspram inercijskih, i karakterizira ga uredno gibanje čestica fluida, za razliku od turbulentnog strujanja, koje se javlja pri visokim Reynoldsovim brojevima, kada su inercijske

sile dominantne nad viskoznom, a karakteriziraju ga slučajne pulsacije brzine i tlaka, te burno komešanje čestica fluida.

Laminarno nestlačivo strujanje fluida konstantnog koeficijenta viskoznosti može se opisati sustavom Navier Stokesovih jednažbi – jednažbom kontinuiteta i jednažbom količine gibanja.

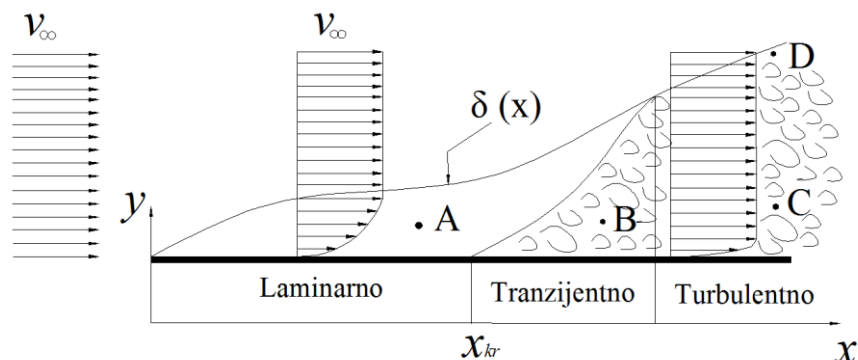
Matematičko ispitivanje stabilnosti rješenja Navier-Stokesovih jednažbi, a time i ispitivanje klasifikacije strujanja fluida, vrši se dodavanjem male vremensko prostorne perturbacije polja brzine i polja tlaka na dobiveno stacionarno rješenje. Ako perturbacije slabe u vremenu, strujanje je stabilno i ostaje stacionarno i laminarno. Vrijednost Reynoldsovog broja kod kojeg se pojavi prva perturbacija koja ne slabi u vremenu naziva se kritičnom vrijednošću, kod koje počinje proces tranzicije laminarnog u turbulentno strujanje.

Kritičan Reynoldsov broj nije univerzalna veličina, njegova vrijednost ovisi o uvjetima strujanja, geometriji opstrujavajućeg tijela, pobudama u obliku vibracija itd.

Donji kritični Reynoldsov broj je vrijednost ispod koje se, za određeni oblik strujanja, ne pojavljuju slučajne pulsacije fizikalnih veličina, odnosno ne pojavljuje se turbulentno strujanje. Gornja kritična vrijednost Reynoldsovog broja je vrijednost iznad koje se ne može održati laminarno strujanje. Treba naglasiti da se te vrijednosti mogu dobiti samo u laboratorijskim uvjetima gdje se bilo kakve pobude, koje inače postoje u realnim strujanjima, neutraliziraju.

Na donjoj slici prikazano je opstrujavanje ravne ploče. Na samom početku, gdje je Reynoldsov broj manji od donje kritične vrijednosti, vlada laminarno strujanje. U presjeku

$x = x_{kr}$, kada Reynoldsov broj poprimi kritičnu vrijednost $Re_{kr} = \frac{v_{\infty} x_{kr}}{\nu}$, pojavljuju se nestabilnosti strujanja. Daljnjim udaljavanjem od tog presjeka u smjeru strujanja pulsacije postaju sve izraženije, te nakon nekog presjeka vlada potpuno turbulentno strujanje.



Slika 1. Prijelaz iz laminarnog u turbulentno strujanje pri opstrujavanju ravne ploče

Potrebno je naglasiti da i u laminarnom i u turbulentnom strujanju prisutan sloj u neposrednoj blizini tijela, u kojem se brzina fluida mijenja od nule (na samoj površini tijela, zbog viskoznosti fluida koji se lijepi za stijenku), do brzine neporemećenog strujanja. To područje naziva se graničnim slojem, unutar kojeg se ni u turbulentnom strujanju, gdje su inercijalne sile dominantne nad viskoznom, ne mogu zanemariti viskozne sile. Ipak, zbog izraženije difuzije, koja ima tendenciju ujednačavanja profila, u turbulentnom strujanju profil brzine će biti ujednačeniji, pa će, zbog izraženijeg gradijenta brzine na stijenci, biti veće i smično naprezanje.

2.5.1. Statističko opisivanje turbulencije

Zbog prirode turbulentnog strujanja, pri numeričkom rješavanju Navier – Stokesovih jednadžbi za slučaj razvijenog turbulentnog strujanja, diskretizacija proračuna bi morala biti tako sitna da se obuhvate sve amplitude pulsacija fizikalnih veličina, a vremenski korak integracija bi morao biti tako mali da se obuhvate sve frekvencije turbulentnih pulsacija. To bi bilo vrlo zahtjevno sa stajališta kapaciteta današnjih računala, i nije cilj rješavanja problema turbulentnog strujanja. Ono što obično zanima inženjera prosječne su vrijednosti fizikalnih veličina, integralne veličine poput protoka, naprezanja na nekoj površini itd. Tako se nametnula ideja o uprosječivanju Navier – Stokesovih jednadžbi po vremenu. Time se značajno olakšava zadaća numeričkog rješavanja tih jednadžbi, bez da se izgubio kompas u vidu točnosti rješenja. Danas se najčešće koristi Reynoldsovo osrednjavanje, prema kojem se neka veličina (tlak, brzina) u turbulentnom strujanju može prikazati kao zbroj vremenski

osrednjene vrijednosti i pulsirajućeg dijela. Vremenski osrednjena vrijednost u razdoblju T_0 glasi:

$$\bar{y}(x_i, t) = \frac{1}{T_0} \cdot \int_{\frac{T_0}{2}}^{\frac{T_0}{2}} y(x_i, t - \tau) \cdot d\tau, \quad (7)$$

gdje T_0 mora biti odabran tako da vrijedi $\bar{\bar{y}} = \bar{y}$. Vremenski osrednjena vrijednost pulsirajućeg dijela bilo koje fizikalne veličine jednaka je nuli.

Primjenom Reynoldsovog osrednjavanja na opći oblik zakona očuvanja za nestlačivo strujanje ($\rho = \text{konst.}$):

$$\frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j \varphi)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right) + S_\varphi, \quad (8)$$

gdje φ predstavlja polje fizikalne veličine, Γ koeficijent difuzije (primjer – toplinska provodnost materijala λ kod kondukcijskog prijenosa topline kroz krutinu), a S_φ izvorski član, te uzevši da je koeficijent difuzije konstantan, polje brzine i specifično fizikalno svojstvo se prikazuju kao zbroj vremenski uprosječene vrijednosti i pulsirajućeg dijela, slijedi:

$$\frac{\partial(\rho\bar{\varphi})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{v}_j\bar{\varphi})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x_j} - \rho\bar{v}'_j\bar{\varphi}' \right) + \bar{S}_\varphi, \quad (9)$$

gdje iščezavaju derivacije pulsirajućih dijelova fizikalnih veličina po vremenu, ali ostaje prisutan član $\frac{\partial \rho\bar{v}'_j\bar{\varphi}'}{\partial x_j}$ kao predstavnik pulsirajućeg strujanja. Član $\rho\bar{v}'_j\bar{\varphi}'$ predstavlja novu

nepoznanicu, što znači da bi za nju trebalo definirati novu jednadžbu, ili je modelirati. Budući da bi se izvođenjem jednadžbe koja bi opisivala prijenos tog člana, pojavili novi članovi kao nepoznanice, te bi kao rezultat dobili još više nepoznanica, potrebno je taj član modelirati. Prema tome, statistički opis turbulencije ne daje egzaktna rješenja.

2.5.2. Prijenos fizikalne veličine u turbulentnom strujanju

Prijenos fizikalne veličine u strujanju fluida odvija se putem konvekcije, čestica fluida koja je nositelj fizikalnog svojstva (npr. temperature ili tlaka) svojim premještanjem prenosi fizikalno svojstvo, i putem difuzije. Difuzija je posljedica kaotičnog gibanja molekula, i makroskopski gledano, odvija se uslijed postojanja gradijenta fizikalne veličine. Difuzijski se

procesi odvijaju sami od sebe, odnosno sustav u kojem postoje gradijenti fizikalnih veličina, spontano teži uspostavljanju ravnoteže.

Kondukcija ili provođenje topline primjer je difuzijskog procesa, toplina spontano prelazi s mjesta više temperature na mjesto niže temperature, a o toplinskoj provodnosti materijala ovisi intezitet prijenosa topline. Ako je toplinska provodnost jednaka nuli (teoretski slučaj), nema ni prijenosa topline. Međutim, u toplinski nevodljivom fluidu koji struji turbulentno, te se nalazi u toplinskoj neravnoteži, čestice fluida se gibaju kaotično u svim smjerovima, te se nalazi u toplinskoj neravnoteži, čestice toplijeg fluida ulaze među čestice hladnije fluida, i obrnuto, dolazi do prodora hladnijih čestica među toplije čestice. Ovo miješanje čestica ima za posljedicu izjednačavanje temperatura, pa govorimo o turbulentnoj difuziji fizikalnog svojstva. Jasno je da turbulentna difuzija ima porijeklo u konvektivnom prijenosu fizikalnog svojstva uslijed gibanja čestica u poprečnom smjeru u odnosu na smjer glavnom strujanja. Dakle, u realnim strujanjima su prisutne molekularna difuzija, uslijed viskoznosti fluida, i turbulentna difuzija, uslijed turbulente viskoznosti fluida. Naravno, difuzija, turbulentna ili molekularna, postoji samo ako je prisutan gradijent polja fizikalne veličine, tj. ako je sustav u fizikalnoj neravnoteži, budući da miješanjem čestica fluida nositelja fizikalnog svojstva iste apsolutne veličine nema efekta u vidu prijenosa fizikalnog svojstva. Turbulentna difuzija se modelira sljedećom relacijom:

$$-\rho \bar{v}_j' \bar{\varphi}' = \Gamma_t \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x_j}. \quad (10)$$

Ako se izraz uvrsti u vremenski osrednjenu jednadžbu općeg zakona očuvanja u nestlačivom strujanju, dobije se relacija:

$$\frac{\partial(\rho \bar{\varphi})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{v}_j \bar{\varphi})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\Gamma + \Gamma_t) \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x_j} \right) + \bar{S}_\varphi. \quad (11)$$

Zbroj koeficijenata molekularne i turbulente difuzije se naziva koeficijent efektivne difuzije. Jasno je da je koeficijent molekularne difuzije Γ svojstvo fluida, neovisno o karakteru strujanja, a koeficijent turbulente difuzije Γ_t funkcija karaktera strujanja, te je u laminarnom strujanju jednak nuli.

2.5.3. Vremenski osrednjene Navier – Stokesove jednadžbe

Promatrat ćemo nestlačivo turbulentno strujanje te zanemariti utjecaj masenih sila ($f_i \equiv 0$). Fizikalna polja brzine i tlaka ćemo prikazati zbrojem osrednjene vrijednosti i pulsirajućeg dijela:

$$v_i = \bar{v}_i + v'_i, \quad p = \bar{p} + p'. \quad (12)$$

Jednadžba kontinuiteta glasi:

$$\frac{\partial(\bar{v}_j + v'_j)}{\partial x_j} = 0. \quad (13)$$

Osrednjavanjem jednadžbe dobije se jednadžba kontinuiteta za osrednjeno strujanje:

$$\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_j} = 0. \quad (14)$$

Budući da je jednadžba kontinuiteta linearna, pa za nju vrijedi princip superpozicije, zbroj jednadžbe kontinuiteta za osrednjeno i pulsirajuće strujanje jednak je jednadžbi kontinuiteta za ukupno strujanje. Zanimaju samo osrednjene vrijednosti fizikalnih veličina, pa nećemo promatrati jednadžbe za pulsirajuće strujanje.

Jednadžba količine gibanja za osrednjeno strujanje glasi:

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{v}'_j \bar{v}'_i) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \bar{v}'_i \bar{v}'_j \right]. \quad (15)$$

Skup vremenski osrednjenih jednadžbi naziva se Reynoldsovim jednadžbama, u kojima se javlja predstavnik pulsirajućeg strujanja $-\rho \bar{v}'_i \bar{v}'_j$, kojeg nazivamo turbulentnim ili Reynoldsovim naprezanjima. Tenzor Reynoldsovih naprezanja je simetrični tenzor s 6 nepoznanica:

$$-\rho \bar{v}'_i \bar{v}'_j = \begin{bmatrix} -\rho \bar{v}'_1 \bar{v}'_1 & -\rho \bar{v}'_1 \bar{v}'_2 & -\rho \bar{v}'_1 \bar{v}'_3 \\ -\rho \bar{v}'_2 \bar{v}'_1 & -\rho \bar{v}'_2 \bar{v}'_2 & -\rho \bar{v}'_2 \bar{v}'_3 \\ -\rho \bar{v}'_3 \bar{v}'_1 & -\rho \bar{v}'_3 \bar{v}'_2 & -\rho \bar{v}'_3 \bar{v}'_3 \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Već je objašnjeno zbog čega se ovaj član ne opisuje pomoću jednadžbi, već se modelira, čime se gubi dio informacija koje sadrže Navier – Stokesove jednadžbe.

2.5.4. Modeli turbulencije

Zadatak modela turbulencije je usklađivanje broja jednadžbi i broja nepoznanica koje se javljaju u Navier – Stokesovim jednadžbama, modeliranjem člana pulsirajućeg strujanja pomoću poznatih parametara sustava. Modeli turbulencije se dijele s obzirom na red korelacije brzina, budući da se svakom novom korelacijom pojavljuje novi član brzine. Zahtjevi koji se nameću svakom modelu turbulencije su točnost, mogućnost rješavanja i jednostavnost, stoga viši model turbulencije ne mora nužno biti i bolji model, a budući da ima povećan broj članova koje treba modelirati, često nije i najtočniji. Modeli turbulencije temelje se na eksperimentalnim rezultatima.

U modelima prvog reda, modelira se dvojnica korelacija brzina prema hipotezi Boussinesqa u obliku:

$$-\rho \overline{v'_i v'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{v}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \overline{k} \delta_{ij}, \quad (17)$$

gdje je μ_t koeficijent turbulentne viskoznosti koji je funkcija uvjeta strujanja, a u laminarnom strujanju jednak je nuli. Modeli koji se temelje na gornjoj pretpostavci nazivaju se Newtonovskim modelima turbulencije, budući da su analogni s Newtonovim zakonom viskoznosti.

Uvrštavanjem hipoteze Boussinesqa u Reynoldsovu jednadžbu za količinu gibanja, dobiva se izraz:

$$\frac{\partial \rho \overline{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{v}_j \overline{v}_i) = - \frac{\partial \left(\overline{p} + \frac{2}{3} \rho \overline{k} \right)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \overline{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{v}_j}{\partial x_i} \right) \right]. \quad (18)$$

Ovim uvrštavanjem izgubile su se informacije o pulsirajućem strujanju, ali se pojavio problem modeliranja koeficijenta turbulentne viskoznosti.

Prema kinetičkoj teoriji plinova, molekularna viskoznost fluida proporcionalna je gustoći fluida, slobodnoj putanji molekula i karakterističnoj brzini gibanja molekula. Boussinesqova je ideja da se turbulentna naprezanja, koja su posljedica kaotičnog gibanja atoma i molekula unutar čestica fluida, modeliraju slično viskoznim naprezanjima, pa slijedi da se turbulentna viskoznost modelira slično molekularnoj viskoznosti fluida:

$$\mu_t = \rho l_t v_t, \quad (19)$$

gdje je l_t duljina puta miješanja čestica fluida u turbulentnom strujanju, a v_t karakteristična brzina turbulentnih pulsacija. Budući da ove dvije veličine nisu svojstvo fluida, već ovise o obliku strujanja, postoje razni modeli koji se razlikuju po definiciji te dvije veličine, a jedan od njih je $k - \varepsilon$ model turbulencije, koji spada u diferencijalne modele s dvije jednačbe.

2.5.5. $k - \varepsilon$ model turbulencije

Ovaj model jedan je od najčešće korištenih modela turbulencije. Model se s dvije dodatne transportne jednačbe koristi za opisivanje turbulentnih svojstava strujanja fluida. Prva transportna varijabla je turbulentna kinetička energija k , a druga označuje disipaciju turbulentne kinetičke energije i definira se izrazom:

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial v'_i}{\partial x_j} \frac{\partial v'_i}{\partial x_j}}, \quad (20)$$

Kinetička energija turbulencije sadržana je u pulsacijama turbulentnih strujanja, a mjerenja su pokazala da je glavnina kinetičke energije turbulencije sadržana u pulsacijama velikih razmjera. Budući da se disipacija kinetičke energije, odnosno disipacija kinetičke energije vrši putem viskoznih sila, definira se Reynoldsov broj turbulentnih pulsacija:

$$\text{Re}_\lambda = \frac{\rho v_\lambda \lambda}{\mu}, \quad (21)$$

gdje je λ valna duljina pulsacija, a v_λ brzina pulsacija. Glavnina disipacije kinetičke energije vrši se kada je Reynoldsov broj pulsacija malen, tj. kada je utjecaj viskoznih sila značajan, a to se događa pri pulsacijama malih geometrijskih razmjera.

Ovdje se neće prikazivati izvodi za transportne jednačbe kinetičke energije turbulencije i disipacija iste, već će se dati samo konačni izrazi.

Jednačba za kinetičku energiju turbulencije glasi:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{k}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_j \bar{k}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} - \overline{\rho v_j' k'} - \overline{p' v_j'} \right) - \overline{\mu \frac{\partial v_i'}{\partial x_j} \frac{\partial v_i'}{\partial x_j}} - \overline{\rho v_i' v_j'} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j}, \quad (22)$$

gdje se pojavljuju članovi lokalne i konvekcijske promjene, molekularne i turbulentne difuzije, te izvorski član. Također se pojavljuje član disipacije kinetičke energije ε te generacija kinetičke energije turbulencije, koja se definira sljedećim izrazom:

$$G = -\overline{\rho v_i' v_j'} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j}. \quad (23)$$

Transportna jednadžba disipacije kinetičke energije turbulencije glasi:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \bar{\varepsilon})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j \bar{\varepsilon})}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j} - \overline{\rho v_j' \varepsilon'} - 2 \overline{v_j' \frac{\partial p'}{\partial x_k}} \right] - 2 \overline{\rho v^2 \frac{\partial^2 v_i'}{\partial x_j \partial x_k} \frac{\partial^2 v_i'}{\partial x_j \partial x_k}} \\ &- 2 \mu \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \left[\overline{\frac{\partial v_i'}{\partial x_k} \frac{\partial v_j'}{\partial x_k}} + \overline{\frac{\partial v_k'}{\partial x_j} \frac{\partial v_k'}{\partial x_i}} \right] - 2 \mu \frac{\partial^2 \bar{v}_i}{\partial x_k \partial x_j} \overline{\frac{\partial v_i'}{\partial x_k} v_j'} - 2 \mu \overline{\frac{\partial v_i'}{\partial x_k} \frac{\partial v_j'}{\partial x_k} \frac{\partial v_i'}{\partial x_j}}. \end{aligned} \quad (24)$$

Izraz se sastoji od izraza za lokalnu promjenu, konvektivni prijenos, molekularnu i turbulentnu difuziju, izraza za ponor koji smanjuje $\bar{\varepsilon}$, te izraza za generaciju koja povećava $\bar{\varepsilon}$. Dakle, skup jednadžbi koji opisuju $k-\varepsilon$ model turbulencije se, osim jednadžbe kontinuiteta i jednadžbe količine gibanja, sastoji od jednadžbe za koeficijent turbulentne viskoznosti:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}}, \quad (25)$$

jednadžbe za kinetičku energiju turbulencije:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{k}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_j \bar{k}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma^k} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right] + G - \rho \bar{\varepsilon}, \quad (26)$$

jednadžbe za generaciju kinetičke energije turbulencije, te jednadžbe za disipaciju kinetičke energije turbulencije:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{\varepsilon}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_j \bar{\varepsilon}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma^\varepsilon} \right) \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] + C_1 G \frac{\bar{\varepsilon}}{k} - C_2 \rho \frac{\bar{\varepsilon}^2}{k}. \quad (27)$$

Prikazani model vrijedi za visoke vrijednosti Re_t , koji označava odnos između turbulentne i molekularne viskoznosti, kad su koeficijenti u gornjim jednadžbama konstantni, i glase:

$$C_\mu = 0.09, \sigma^k = 1, \sigma^\varepsilon = 1.3, C_1 = 1.44, C_2 = 1.92. \quad (28)$$

2.5.6. Zidne funkcije

Budući da model turbulencije vrijedi za visoke vrijednosti, tj. u onom području u kojem je koeficijent turbulentne viskoznosti dominantan nad koeficijentom molekularne viskoznosti, jasno je da taj model neće biti primjenjiv u području u kojem turbulentna viskoznost ne dominira. To područje se, osim u području u blizini točke zastoja, pa do razvoja turbulentnog strujanja, javlja i u graničnom sloju, u blizini nepropusne stijenke. Ovaj se problem rješava formulacijom posebnog modela turbulencije u području uz stijenku, ili definiranjem rubnih uvjeta na rubu do kojeg još uvijek vrijedi model. Prvi način se rijetko koristi, ponajviše zbog poteškoća do kojih se nailazi formulacijom posebnog modela turbulencije, kao što su zahtjevi za finoćom mreže. Za realizaciju drugog načina potrebno je definirati rješenja primjenjiva na područje uz nepropusnu stijenku, koje nazivamo zidnim funkcijama. U neposrednoj blizini stijenke strujanje je paralelno sa stijenkom, pa slijedi da su tangencijalna naprezanja od komponente brzine koja je okomita na stijenku jednaka nuli:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right] = \frac{\partial \tau}{\partial y} = 0, \quad (29)$$

iz čega zaključujemo da je ukupno tangencijalno naprezanje konstantno, gledajući u smjeru okomito na stijenku i jednako naprezanju na stijenci. U neposrednoj blizini stijenke zanemaruje se turbulentna viskoznost, pa se dobije da je u tom području profil brzine linearan:

$$\bar{u} = \frac{\tau}{\mu} y, \quad (30)$$

a uvrštavanjem bezdimenzijskih veličina $u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau}$, $y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu}$, gdje u_τ predstavlja brzinu trenja:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}, \quad (31)$$

dobiva se bezdimenzijski oblik jednadžbe (30) :

$$u^+ = y^+. \quad (32)$$

Nakon viskoznog podsloja, u kojem je molekularna viskoznost dominantna nad viskoznim naprezanjima, slijedi prijelazni podsloj, unutar kojeg su ove dvije viskoznosti istog reda veličine, pa ni u njemu ne vrijedi $k - \varepsilon$ model turbulencije. Nakon prijelaznog podsloja dolazi inercijski podsloj, u kojem dominira turbulentna viskoznost i u kojem vrijedi $k - \varepsilon$ model turbulencije. Kada se radi o optjecanju tijela, viskozni, prijelazni i inercijalni podsloj čine zajedno unutarnji dio graničnog sloja, koji se proteže do 15% ukupne debljine graničnog sloja.

Stoga je jako bitno razumjeti položaj prvog čvora do nepropusne stijenke u postupku kreiranja geometrijske mreže. Da bi s pouzdanjem mogli koristiti određeni turbulentni model, moramo osigurati da se bezdimenzijska udaljenost od stijenke nalazi u određenom rasponu vrijednosti. Ako je udaljenost prvog čvora od nepropusne stijenke prevelika te se čvor nalazi izvan graničnog sloja, turbulentni model će krivo izračunati veličine strujanja u blizini stijenke, što vodi do krive slike strujanja. S druge strane, ako je udaljenost prvog čvora od nepropusne stijenke premala i on se nalazi u viskoznom podsloju, rezultati će također biti pogrešni. Iskustva pokazuju da vrijednost bezdimenzijske udaljenosti prvog čvora od stijenke y^+ u rasponu od 30 do 300 daje dobre rezultate, s tim da je cilj doći što bliže vrijednosti 30.

Smično naprezanje na stijenci se računa prema izrazu:

$$\tau = \rho u_\tau^2 = \rho u_\tau^2 \frac{u^+}{u^+} = \rho \frac{u_\tau}{u^+} \bar{u} = \frac{\rho \kappa C_\mu^{\frac{1}{4}} \sqrt{k}}{\ln(Ey^+)} \bar{u}, \quad (33)$$

gdje se veličine \bar{u} , \bar{k} i y^+ odnose na prvi čvor do stijenke, a E je konstanta integracije koja se javlja u izrazu za u^+ .

3. METODA KONAČNIH VOLUMENA

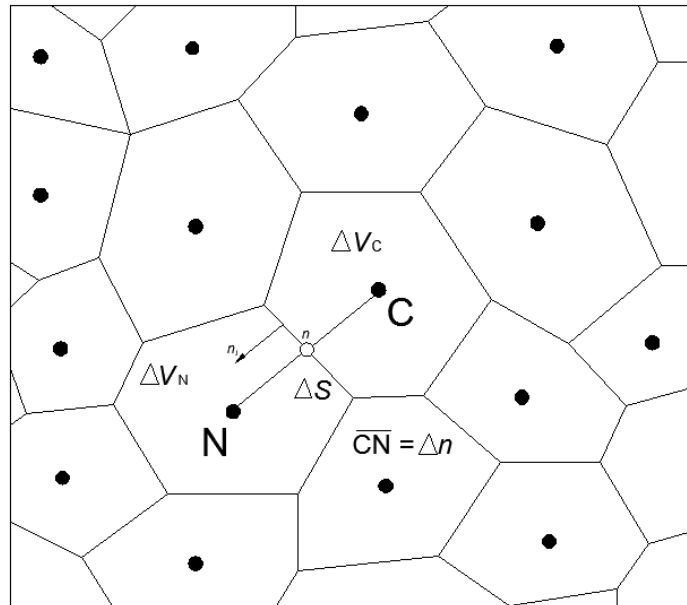
Metoda konačnih volumena je diskretizacijska metoda koja se koristi za predstavljanje parcijalnih diferencijalnih jednadžbi u algebarskom obliku. Domena strujanja, tj. kontrolni volumen proračuna dijeli se na veliki broj konačnih volumena, u kojima se računaju vrijednosti polja fizikalnih veličina. Konačni volumeni moraju u potpunosti ispunjavati kontrolni volumen, i ne smiju se preklapati. Zakoni očuvanja ostaju zadovoljeni za svaki konačan volumen. Ako se proučavaju nestacionarni problemi, tj. oni kojima rješenje ovisi i o vremenu, proračun se dijeli u određen broj vremenskih intervala koji se nazivaju vremenski koraci. Opća jednadžba zakona očuvanja fizikalnog svojstva φ glasi:

$$\frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j \varphi)}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho v_j \varphi - \Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right) = S_\varphi, \quad (34)$$

gdje prvi član s lijeve strane jednakosti označava lokalnu promjenu fizikalnog svojstva, drugi član označava konvektivni prijenos fizikalnog svojstva, a treći član prijenos fizikalnog svojstva putem difuzije. Ova dva člana zbrojeni označavaju vektor fluksa, tj. ukupnog protoka fizikalnog svojstva. Član s desne strane označava izvorski član fizikalnog svojstva. Ako gornju jednadžbu integriramo po konačnom volumenu, dobijemo:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Delta V} \rho \varphi dV = - \int_{\Sigma \Delta S} \left(\rho v_j \varphi - \Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \right) n_j dS + \int_{\Delta V} S_\varphi dV, \quad (35)$$

gdje prvi član označava brzinu promjene sadržaja nekog fizikalnog svojstva φ u konačnom volumenu, drugi član zbroj konvektivnog i difuzijskog protoka sadržaja fizikalnog svojstva φ kroz granice volumena, a treći član izvor fizikalnog svojstva. U gornjoj jednadžbi je protok fizikalnog svojstva definiran kao pozitivan kad se odnosi od konačnog volumena prema okolini, pa je jasno da će se uslijed takvog protoka, zbog minusa ispred integrala, sadržaj fizikalnog svojstva u konačnom volumenu smanjivati. Gornja jednadžba mora biti zadovoljena za svaki konačni volumen, što metodi konačnih volumena daje bitno svojstvo konzervativnosti.



Slika 2. Prijenos fizikalne veličine između konačnih volumena

Lokalna konzervativnost numeričkih flukseva znači da je numerički fluks fizikalnog svojstva konzervativan od jednog diskretiziranog volumena do njegovih susjeda. Ovo svojstvo čini metodu konačnih volumena posebno kompatibilnom s problemima u kojima je od velike važnosti vektor fluksa, kao što su mehanika fluida, ili prijenos topline i tvari. Vrijednosti fizikalnih veličina se izračunavaju u položajima čvorova geometrijske mreže, koji se najčešće nalaze u središtu konačnog volumena.

Zbroj dvaju članova protoka fizikalnog svojstva čini ukupni vektor toka J_j , pa pišemo:

$$J_j \cdot n_j = \int_{\Delta S} (\rho v_j \varphi - \Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial x_j}) n_j dS = \int_{\Delta S} \left(\rho v_n \varphi - \Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right) dS = \left[\rho (\overline{v_n \varphi})_n - \left(\Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_n \right]. \quad (36)$$

U gornjoj jednadžbi u obzir su uzete samo normalne komponentne vektora protoka, budući da samo one i doprinose protoku fizikalnog svojstva. Također je provedeno osrednjavanje vrijednosti difuzijskog i konveksijskog protoka po površini ΔS . Ako uvedemo bezdimenzijsku koordinatu $n = \frac{n}{\Delta n}$, gdje Δn označava udaljenost između čvorova konačnih

volumena, (udaljenost CN na slici), i aproksimiramo vrijednost umnoška konvektivnog prijenosa umnoškom srednjih vrijednosti, dolazimo do relacije:

$$J_j n_j = \left(\rho \bar{v}_n \Delta S \right)_n \bar{\varphi}_n - \Gamma \frac{\Delta S}{\Delta n} \left. \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial n} \right|_n = F_n \bar{\varphi}_n - D_n \left. \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial n} \right|_n, \quad (37)$$

gdje je F_n maseni protok, odnosno jačina konvekcije kroz stranicu konačnog volumena ΔS , a D_n označava jačinu difuzije. Omjer ovih dvaju veličina se naziva Pecletovim brojem. Dakle, Pecletov broj daje informaciju o odnosu inteziteta prijenosa fizikalne veličine konvekcijom i difuzijom. Jasno je da se smanjenjem volumena smanjuje i Δn , čime se smanjuje i lokalni Pecletov broj, što znači da difuzijski transport postaje utjecajniji. U gornjim jednadžbama koriste se izrazi za srednju vrijednost fizikalne veličine na površini ΔS , dok se u samom numeričkom postupku računaju vrijednosti fizikalne veličine u čvorovima volumena. Da bi se pomoću vrijednosti u čvorovima volumena aproksimirale vrijednosti na stranicama, koriste se sheme diferencije ili numeričke sheme.

Koristeći neku od shema diferencije, aproksimiramo vrijednosti $\bar{\varphi}_n$ i $\left. \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial n} \right|_n$, pa se izraz može prikazati kao:

$$J_j n_j = F_n \bar{\varphi}_n - D_n \left. \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial n} \right|_n = F_n \varphi_C + a_N (\varphi_C - \varphi_N), \quad (38)$$

gdje su φ_C i φ_N vrijednosti fizikalne veličine u čvorovima C i N, a a_N je koeficijent koji ovisi o shemi diferencije koja se koristi. Ako ovako definirani vektor fluksa uvrstimo u jednadžbu očuvanja za konačni volumen s aproksimiranim vrijednostima površinskih i volumnih integrala, dobiva se sljedeća relacija:

$$\rho \Delta V_C \frac{d\varphi_C}{dt} = -a_C \varphi_C + \sum_{nb=1}^{N_{nb}} [a_N \varphi_N]^{nb} + S_C \Delta V_C, \quad (39)$$

gdje je centralni koeficijent suma aproksimirajućih koeficijenata:

$$a_C = \sum_{nb=1}^{N_{nb}} [a_N]^{nb}. \quad (40)$$

Način prikazivanja izvorskog člana ovisi o metodi rješavanja diferencijalne jednačbe. Ako se jednačba rješava eksplicitnom metodom, izvorski član ostaje nepromijenjen, a ako se primjenjuje implicitna metoda, izvorski član se linearizira:

$$S_c \Delta V_c = a + b \varphi_c. \quad (41)$$

Dakle, diskretizacijom integrala i uvrštavanjem lineariziranog izvorskog člana dobije se linearna algebarska jednačba očuvanja za konačni volumen. Ako se postupak ponovi za cijelo područje proračuna, dobije se sustav linearnih algebarskih jednačbi. Broj jednačbi odgovara broju nepoznanica – vrijednostima fizikalnih veličina u čvorovima konačnih volumena. Taj se sustav jednačbi može matematički zapisati u obliku:

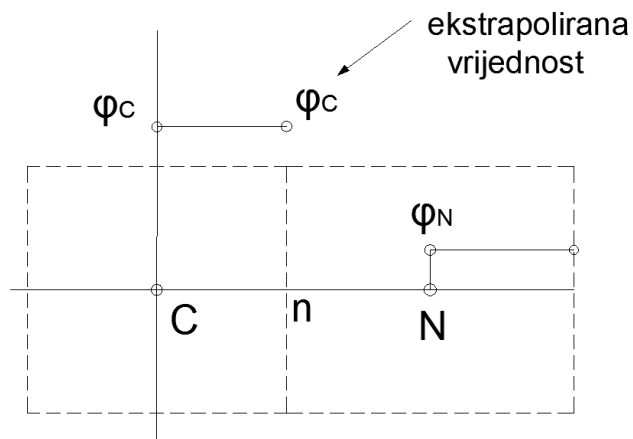
$$[A_{ji}][\varphi_i] = [b_j], \quad (42)$$

gdje je $[A_{ji}]$ matrica koeficijenata sustava koju čine koeficijenti koji se dobiju korištenjem određene sheme diferencije, pri čemu su koeficijenti a_c na glavnoj dijagonali, $[\varphi_i]$ označava vektor nepoznanica, a $[b_j]$ označava vektor u kojeg ulaze sve poznate veličine. Polje fizikalne veličine φ također mora zadovoljavati rubne uvjete, koji se ugrađuju u jednačbu s desne strane. Ako je izvorski član nelinearna funkcija od φ , rješavanje jednačbe zahtijevati će iterativni postupak, pa će se sustav linearnih jednačbi za svaki čvor kontrolnog volumena rješavati više puta unutar jednog vremenskog koraka.

Budući da ćemo u proračunu koristiti uzvodne sheme diferencije prvog i drugog reda, malo ćemo ih pobliže objasniti.

3.1. First order upwind scheme

Uzvodna shema prvog reda je najjednostavnija numerička shema. Pretpostavlja se da je vrijednost fizikalne veličine na stranici jednaka vrijednosti u čvoru konačnog volumena uzvodno.



Slika 3. Numerička shema prvog reda točnosti

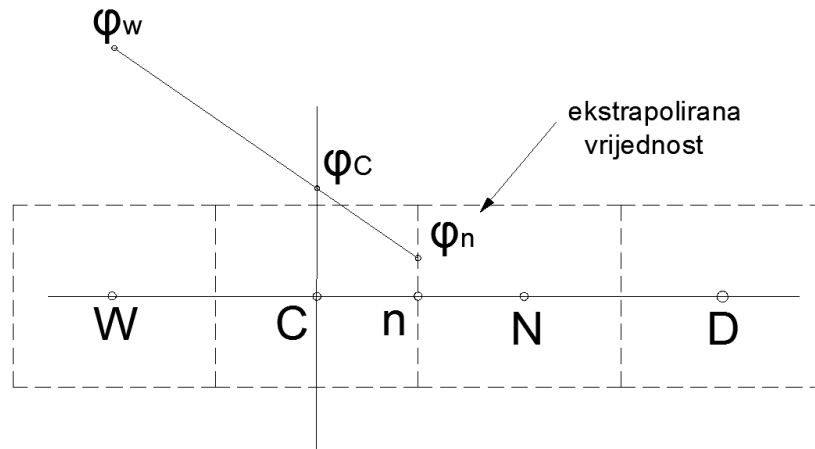
Difuzijski transport je simetričan, pa se za njegovu diskretizaciju koristi shema centralnih razlika, koja daje najbolje rješenje, i glasi:

$$-D \frac{d\varphi}{dn} = -D(\varphi_N - \varphi_C). \quad (43)$$

Dakle, sheme će se razlikovati po modeliranju konvekcijskog transporta. Vrijednost fizikalne veličine φ na stranici se u uzvodnoj shemi prvog reda definira kao rješenje eksponencijalne sheme, za vrijednost jačine difzije $D = 0$. Vrijednost fizikalne veličine φ na stranici će biti jednaka vrijednosti u uzvodnom čvoru φ_C ako se prijenos fizikalnog svojstva putem konvekcije odvija od čvora C prema čvoru N. Ako se prijenos odvija u suprotnom smjeru, vrijednost fizikalne veličine na stranici biti će jednaka vrijednosti u nizvodnom čvoru φ_N .

Osnovna prednost ove sheme je jednostavnost implementacije i stabilna rješenja, i često je najbolja shema za početak proračuna. Nedostatak je što ova shema unosi lažnu difuziju u rješenje.

3.2. Second order upwind scheme



Slika 4. Numerička shema drugog reda točnosti

Vrijednost fizikalne veličine φ na stranici (φ_n) određuje se linearnom ekstrapolacijom vrijednosti iz dvaju čvorova uzvodno. Difuzijski se transport definira shemom centralnih razlika, a izraz za konvekcijski transport glasi:

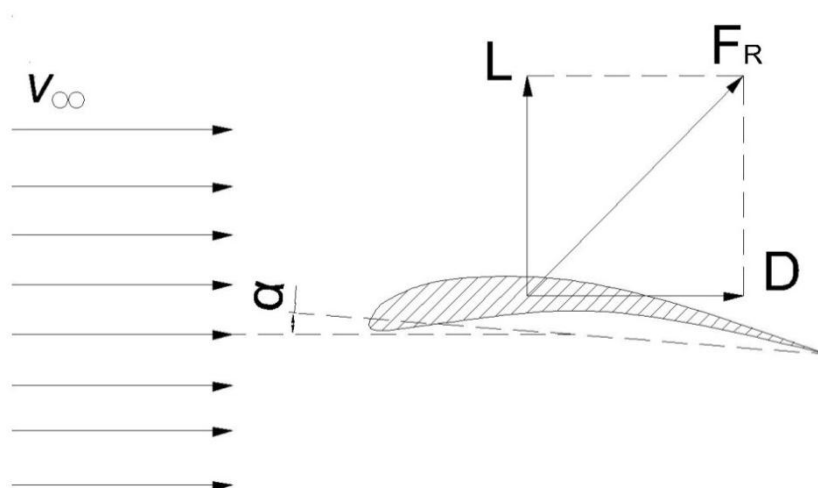
$$\varphi_n = \begin{cases} \varphi_C + \frac{1}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_C = \varphi_C + \frac{1}{2} (\varphi_C - \varphi_N) \\ \varphi_E + \frac{1}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_E = \varphi_E + \frac{1}{2} (\varphi_E - \varphi_D) \end{cases}, \quad (44)$$

gdje se prvi način odnosi kada se transport odvija od čvora C prema N, tj. kada je F veći od nule, a drugi način kada se transport odvija od čvora N prema čvoru C, tj. kada je F manji od nule. Sheme drugog reda u područjima s značajnim gradijentima fizikalnih veličina mogu davati rezultate koji su izvan limita vrijednosti u čvorovima, stoga je potrebno postaviti limitne vrijednosti na vrijednosti fizikalnih veličina na stranicama. Linearno uzvodna shema drugog reda točnosti je popularna numerička shema koja se često koristi zbog zadovoljavajućeg odnosa točnosti i stabilnosti.

4. AEROPROFIL KRILA

4.1. Koeficijent uzgona i otpora

Na prvi pogled čini nam se da su opterećenja izazvana gibanjem zraka zanemariva, pogotovo pri brzinama kojima se kreću automobili. Međutim, dovoljno je ispružiti ruku kroz prozor automobila u gibanju da osjetimo ozbiljne sile uzrokovane dinamičkim tlakom, odnosno strujanjem zraka. Da bismo bolje razumjeli kako nastaju aerodinamičke sile, tipični aeroprofil prikazan je na slici 5. Aeroprofil je dvodimenzijski presjek trodimenzijskog krila.



Slika 5. Sile koje djeluju na aeroprofil pri nastrujavanju

Zbog samog oblika profila, jasno je da će se zrak gibati brže na gornjoj nego na donjoj površini. Koristeći Bernoullijevu jednadžbu, zaključujemo da će na gornjoj površini, uslijed veće brzine, vladati polje niže vrijednosti tlaka, u usporedbi s poljem tlaka na donjoj površini. Zbog takvog omjera tlakova, rezultatna sila na aeroprofil djelovat će prema gore, tj. stvarat će uzgon (eng. lift). Osim sile uzgona, javlja se i sila otpora, koja se odupire gibanju aeroprofila. Ukupna sila otpora može se podijeliti na silu koje nastaju uslijed tlačnih sila, koju nazivamo sila otpora oblika, i onu koja nastaje uslijed trenja fluida, koju nazivamo sila otpora trenja. Kada je ravna ploča suprotstavljena strujanju pod kutom od 90 stupnjeva, silu otpora u potpunosti sačinjava sila otpora oblika. U slučaju kada je ravna ploča postavljena paralelno strujanju, kao što je prikazano na slici 5, silu otpora u potpunosti sačinjava sila otpora trenja. Aeroprofilu su konačne debljine, a često i zakrivljeni, poput ovoga koji se koristi u ovom radu,

pa u ukupnoj sili otpora doprinose ostvaruju i otpor oblika i trenja. Pri Reynoldsovim brojevima koji se ostvaruju u praktičnoj primjeni aeroprofila (odn. krila), njihov utjecaj u smislu reda veličine je podjednak, s tim da je pri optimalnim (projektiranim) napadnim kutovima otpor oblika najmanji i s povećanjem kuta raste, dok se spram iznosa otpora oblika, otpor trenja može smatrati konstantnim.

Sile otpora i uzgona najčešće se definiraju pomoću bezdimenzijskih koeficijenata otpora (koeficijent sile u smjeru neporemećene struje) i uzgona (koeficijent sile okomite na neporemećenu struju):

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \rho \cdot v_\infty^2 \cdot A_D}, \quad (45)$$

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \rho \cdot v_\infty^2 \cdot A_L}. \quad (46)$$

Ovi izrazi povezuju sile uzgona i otpora s dinamičkim tlakom fluida koji struji oko tijela. Za referentne se površine A_D i A_L najčešće uzima jedanaka vrijednost, iznosa ploštine projekcije tijela gledanog iz tlocrta. Veličina v_∞ se definira kao brzina neporemećenog strujanja.

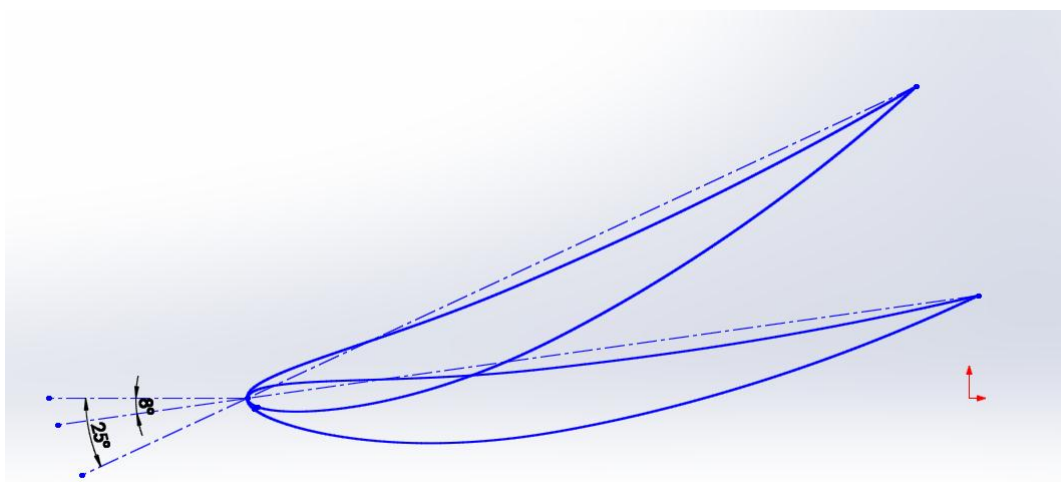
Profili slični onom prikazanom na slici 5 koriste se kao poprečni presjeci krila u avionskoj industriji, gdje se javlja potreba za pozitivnom silom uzgona, koja će savladavati težinu zrakoplova, dok će snaga motora savladavati silu otpora gibanju. Nasuprot tome, cilj ugrađivanja krila kod natjecateljskih i komercijalnih automobila je bolji kontakt guma s podlogom i povećanje stabilnosti, što se dobiva upotrebom obrnutih aeroprofila (eng. inverted airfoils), kojima se postiže negativna sila uzgona (eng. negative lift – downforce), tj. sila koja potiskuje automobil prema cesti, čime direktno utječe na prianjanje automobila. U nastavku teksta za obrnuti aeroprofil koristit će se termin 'aeroprofil'.

4.2. Napadni kut profila

Koeficijenti uzgona i otpora uvelike ovise o napadnom kutu strujanja na aeroprofil, koji se definira kao kut između određenog pravca (konstrukcijskog, odn. propisanog) koji prolazi kroz profil i strujnica nailazećeg strujanja. Za poprečni presjek krila koje će se

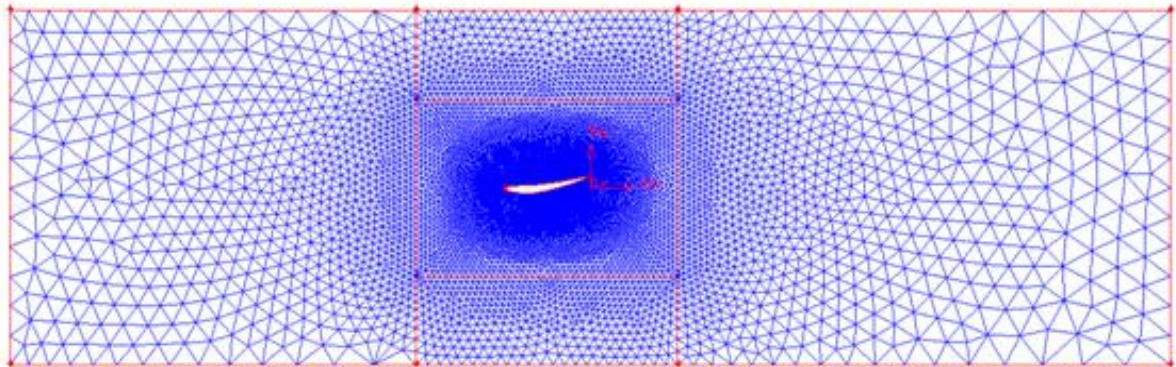
ispitivati odabran je profil 'NACA M13', koji je preuzet s internetske stranice <http://www.airfoiltools.com>. Predmetni aeroprofil konstruiran je tako što su preuzete točke konture aeroprofila povezane Spline krivuljama (uz pomoć računalnog programa 'Autocad'). Profil koji je kasnije primijenjen u stvaranju modela krila bilo je potrebno još samo povećati na željenu fizikalnu dimenziju.

U cilju odabira što boljeg kuta sa stajališta odnosa vrijednosti koeficijenta uzgona i otpora za odabrani profil, potrebno je provesti simulacije opstrujavanja za različite napadne kuteve. Na slici 6 prikazana je razlika položaja aeroprofila za nagibni kutove od 8 i 25 stupnjeva.



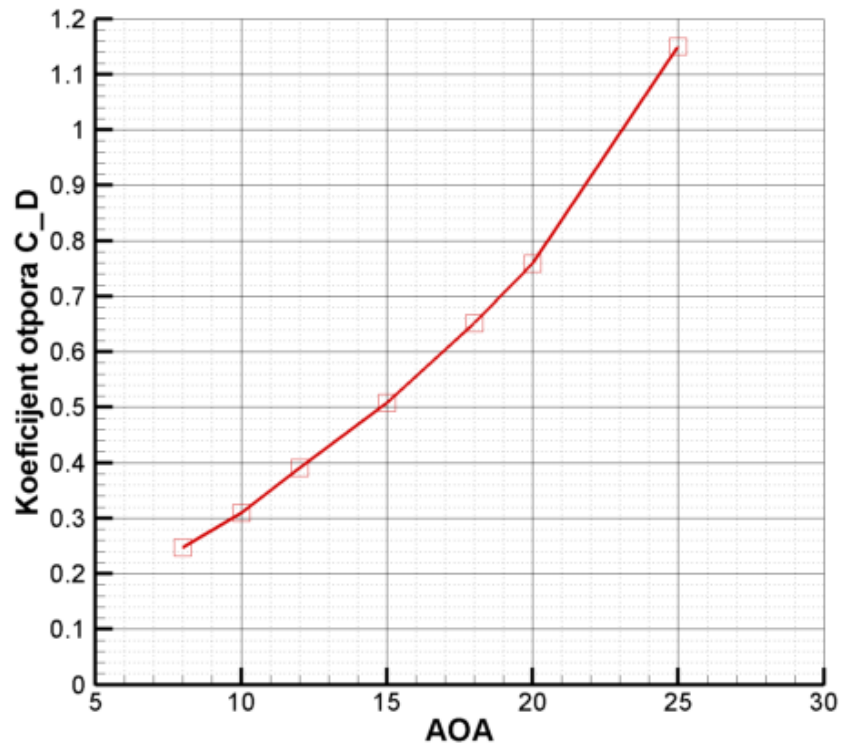
Slika 6. Razlika napadnih kuteva aeroprofila

U sklopu ove zadaće, aeroprofil željene duljine i napadnog kuta je posredstvom formata IGES preuzet u računalni paket 'Gambit', gdje je obavljeno modeliranje strujanja oko profila i provedena prostorna diskretizacija. Za diskretizaciju je korištena nestrukturirana trokutna mreža (Elements - Tri, Type - Pave), pri čemu je finija mreža korištena u području oko samog aeroprofila, s ciljem postizanja što bolje razlučivosti očekivano većih gradijenata fizikalnih veličina, i zbog zadovoljavanja vrijednosti bezdimenzijske udaljenosti prvog čvora od stijenke.

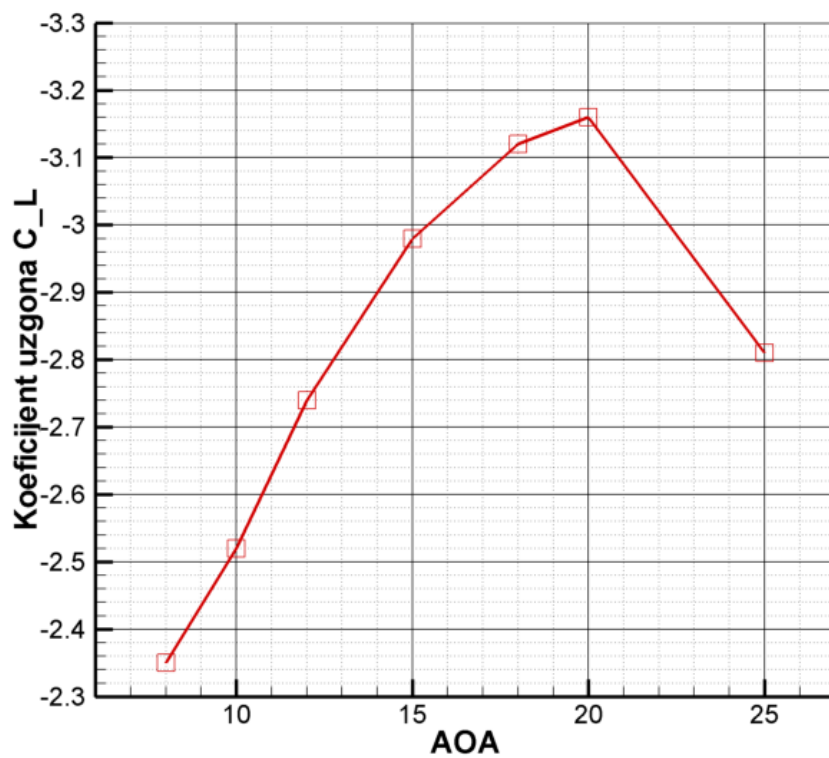


Slika 7. Prostorna mreža

Nakon geometrijske diskretizacije, definiraju se rubni uvjeti na granicama područja proračuna: ulazna granica (Velocity Inlet), nepropusna stijenka aeroprofila (Wall), ravnine simetrije (Symmetry) te izlazna granica (Outflow). Nakon diskretizacije mreža konačnih volumena preuzeta je u procesorski dio programa – 'Fluent'. Koristi se model nestlačivog turbulentnog strujanja koji obuhvaća diskretizirane jednačbe kontinuiteta, količine gibanja i transportne jednačbe kinetičke energije turbulencije k i njene brzine disipacije ε - standardnog $k - \varepsilon$ modela turbulencije. Fluid koji opstrujava aeroprofil je zrak pri standardnim uvjetima, za kojeg su svojstva definirana u bazi podataka programskog paketa ($\rho = 1.225 \text{ kg/m}^3$). Nakon odabira ovih postavki, shema diferencije te odgovarajućih vrijednosti za brzinu na ulaznoj granici, vrši se inicijalizacija rješenja (zadavanje početnih pretpostavki o poljima fizikalnih veličina s kojima algoritam kreće u iterativno rješavanje). Proračun je dovršen nakon određenog broja iteracija, kada reziduali pojedinih jednačbi postanu dovoljno mali i kada se sile na aeroprofil ustale u željenom broju značajnih znamenki. Dijagrami ovisnosti koeficijenata uzgona i otpora o napadnom kutu (eng. AOA – angle of attack), dani su na sljedećim slikama. Referentna površina za računanje koeficijenata uzgona i otpora je površina poprečnog presjeka krila gledanog iz tlocrta.



Slika 8. Ovisnost koeficijenta otpora C_D o napadnom kutu

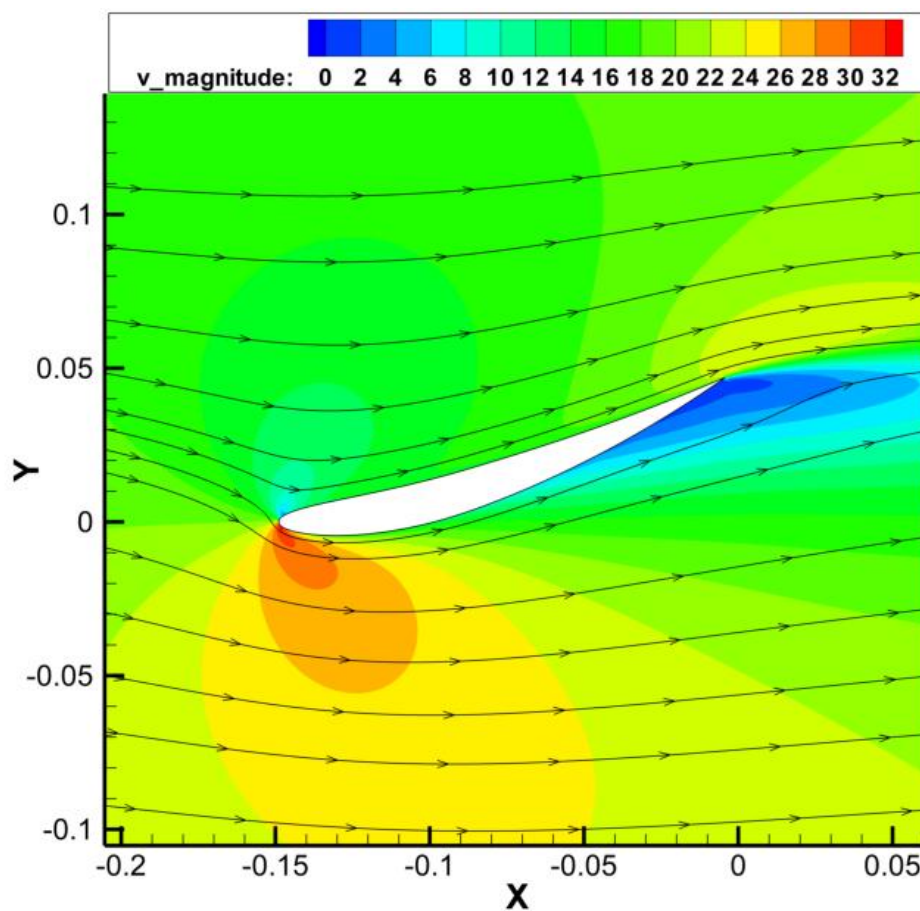


Slika 9. Ovisnost koeficijenta uzgona C_L o napadnom kutu

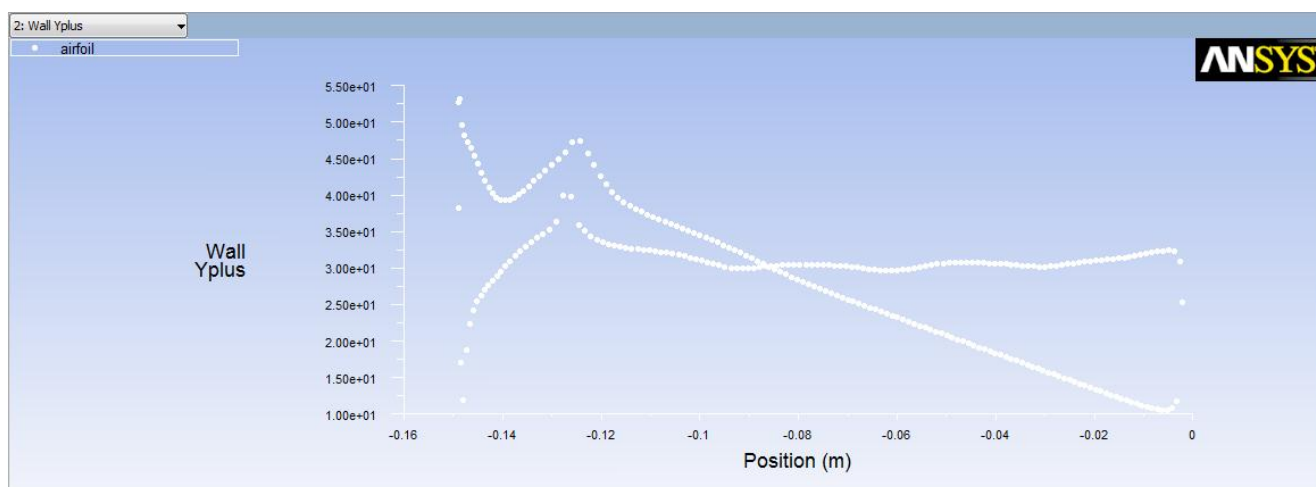
Iz dijagrama na slikama 8 i 9 vidljivo je da s porastom napadnog kuta raste i koeficijent otpora, dok koeficijent uzgona kod određenog napadnog kuta poprima maksimalnu vrijednost, te s daljnjim porastom napadnog kuta pada. Ova se pojava objašnjava odvajanjem strujanja s donje strane aeroprofila, kada strujnice prestaju slijediti konturu aeroprofila. Brzina strujanja se od zaustavne točke ubrzava (promatramo donju plohu aeroprofila) do maksimalne vrijednosti, nakon čega se ona smanjuje. Ovo daljnje strujanje s nepovoljnim gradijentom brzine (gdje se brzina izvan graničnog sloja u smjeru strujanja smanjuje) ovisno o iznosu gradijenta i udaljenosti dovodi do otkidanja graničnog sloja i pojave recirkulacijskog područja, što uzrokuje veći porast otpora oblika i smanjenje uzgona.

Iako se iz grafa može očitati maksimalni koeficijent uzgona za vrijednost napadnog kuta od 20 stupnjeva, kod tog kuta je značajna vrijednost koeficijenta otpora od 0.7595, pa je za nagibni kut odabrana vrijednost od 18 stupnjeva, kod kojeg je vrijednost koeficijenta uzgona jednaka -3.12, te koeficijenta otpora 0.651. Ove vrijednosti dobivene su za brzinu neporemećenog strujanja od 20 m/s i duljini aeroprofila koja će se koristiti i u glavnom proračunu i iznosi 900 mm, dakle pri bliskim vrijednostima Reynoldsova broja. Iako se u literaturi često nailazi na nagibni kut od 15 stupnjeva kao onaj koji daje idealan omjer sila otpora i uzgona, no kut od 18 stupnjeva je odabran iz razloga što se kut nastrojavanja mijenja od ravnine simetrije automobila prema krajevima, zbog geometrije krova. Budući da je nagib krila u glavnom proračunu određen relativno prema kutu strujnica na automobilu bez stražnjeg krila na tom položaju, a on se kreće u rasponu 12-15 stupnjeva, ovisno o visini ugradnje, krila se postavljaju tako da im je kut naližavanja u odnosu na horizontalnu liniju jednak 3-6 stupnjeva. Uzevši u obzir da se geometrija krova mijenja, a da na završetke krila praktički nastrojava neporemećena struja zraka (koja nije prešla preko krova automobila), kut od 15 stupnjeva na završetcima krila davao bi praktički paralelne linije nagiba krila i strujnica.

Na slici 10 prikazano je polje apsolutne vrijednosti brzine sa strujnicama za nagibni kut od 18 stupnjeva, a slika 11 prikazuje dijagram raspodjele bezdimenzijske udaljenosti od stijenke y^+ po konturi aeroprofila.



Slika 10. Polje apsolutne vrijednosti brzine sa strujnicama u okolini aeroprofila



Slika 11. Raspodjela y^+ duž aeroprofila

Iz dijagrama raspodjele bezdimenzijske udaljenosti prvog čvora od stijenke na slici 11 može se očitati da se vrijednosti kreću od 10 do 550, s tim da se najmanje vrijednosti javljaju u području odvajanja strujanja, što je u skladu s propisanim za pravilnu primjenu standardnih zidnih funkcija.

4.3. Izrada 3D modela krila

Nakon što je odabran nagibni kut profila, u računalnom programu 'Solidworks' izrađen je 3D model krila, korištenjem alata za ekstruziju poprečnog presjeka, u ovome slučaju – aeroprofila. Iako je stvarna širina krila jednaka 1800 mm, što odgovara širini samog automobila, u proračunu će se koristiti krilo širine 900 mm, budući da je problem pojednostavljen uvođenjem uzdužne vertikalne ravnine simetrije.



Slika 12. 3D model stražnjeg krila

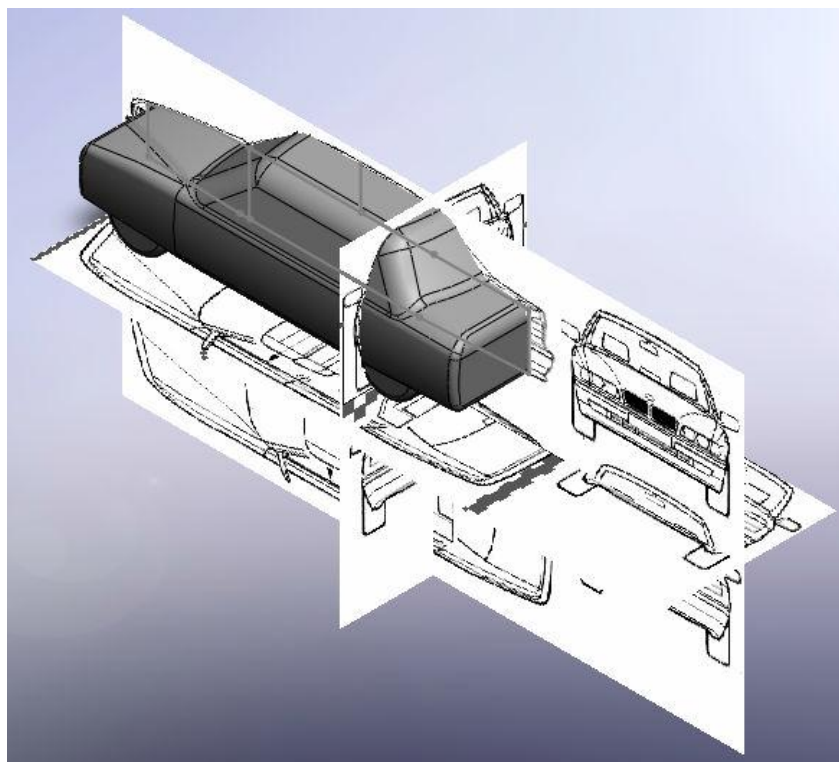
Na slici 12 prikazan je potpuni model krila, dok će se u diskretizaciji i proračunu zbog ograničenih računalnih resursa zanemariti utjecaj nosača krila.

5. NUMERIČKA SIMULACIJA

Kao što je već pojašnjeno u poglavlju 2, numerička simulacija provodi se kroz tri programa: predprocesor, procesor i postprocesor. Mreža konačnih volumena izrađena je u računalnom programu 'Gambit', nakon čega je učitana u računalni program 'Fluent' gdje se odvija proračun, a rezultati su prikazani u računalnom programu 'Tecplot'.

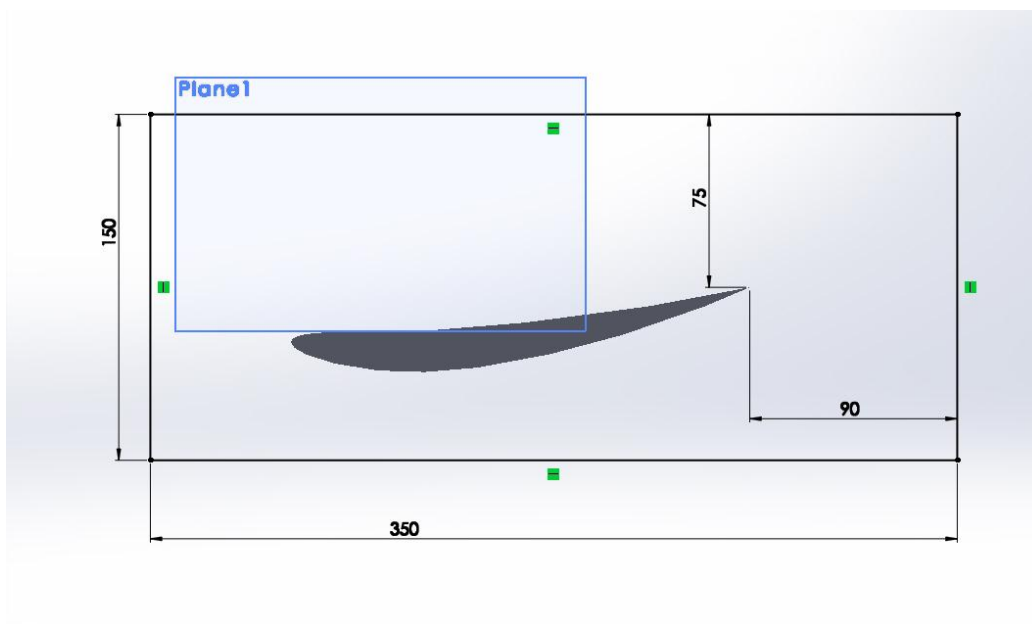
5.1. Modeliranje geometrija i diskretizacija

Model automobila BMW – verzija E38, preuzet je iz (Korade, I., 2009.) Model je pojednostavljen uvođenjem uzdužne vertikalne ravnine simetrije. Također je bitno napomenuti da je zbog ograničenja računalnih resursa sam model automobila pojednostavljen, a neki su dijelovi geometrije, kao što su branici i retrovizori, izostavljeni.



Slika 13. 3D model automobila

Cilj zadatka je ustvrditi utjecaj ugradbene visine stražnjeg krila na aerodinamičke sile, pa je u tu svrhu potrebno modelirati samo krilo, čiji je postupak već opisan u poglavlju 2.3. Za ispitivanje su uzete 4 različite visine stražnjeg krila, a one su jednake udaljenosti od karoserije automobila u iznosu od 13, 23, 33 i 43 cm. Zatim je modelirano područje okoline stražnjeg krila, odnosno kvadar unutar kojeg će se nalaziti krilo, i koja služi kao prijelaz s tetraedarske mreže u okolini automobila na heksaedarsku mrežu u okolini stražnjeg krila.



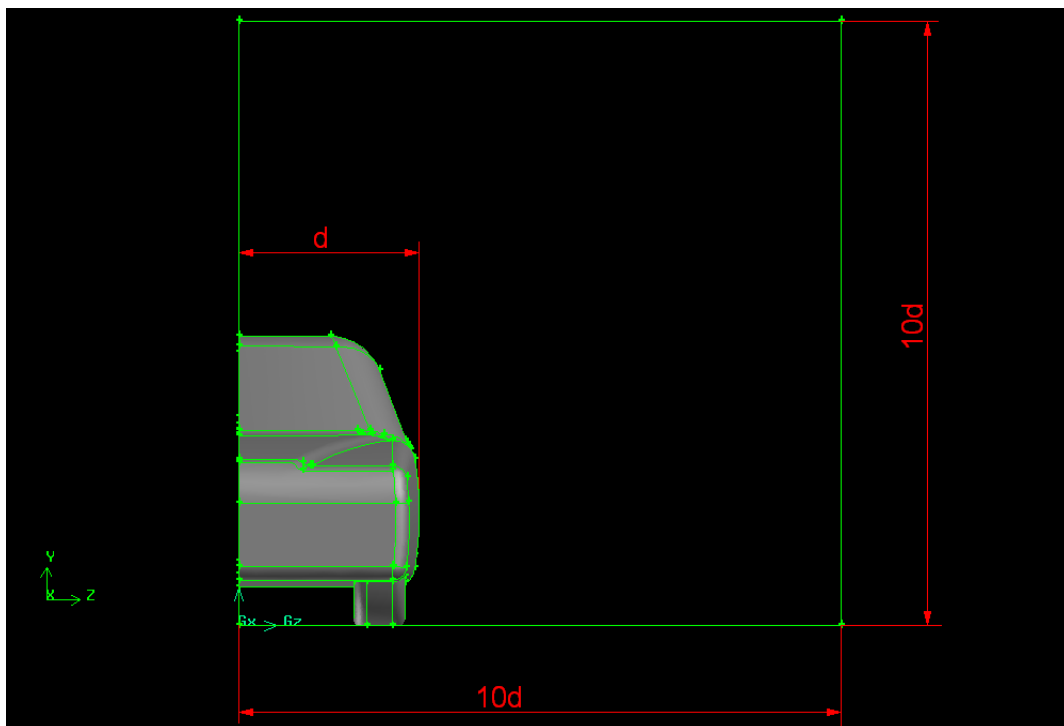
Slika 14. Prikaz domene u okolini krila

Kako bi se smanjio broj konačnih volumena, zračni tunel u kojem se nalazi automobil, čija je diskretizacija također preuzeta iz (Literatura: [1]), sastavljen je od više dijelova, a finija je mreža napravljena u području većih gradijenata polja fizikalnih veličina. Granice tunela moraju biti takve da su na njima što bolje ispunjeni uvjeti neporemećenog strujanja. U tu svrhu je preporučena vrijednost odnosa referentne površine poprečnog presjeka automobila i tunela (zauzeća protočnog presjeka, eng. blockage factor):

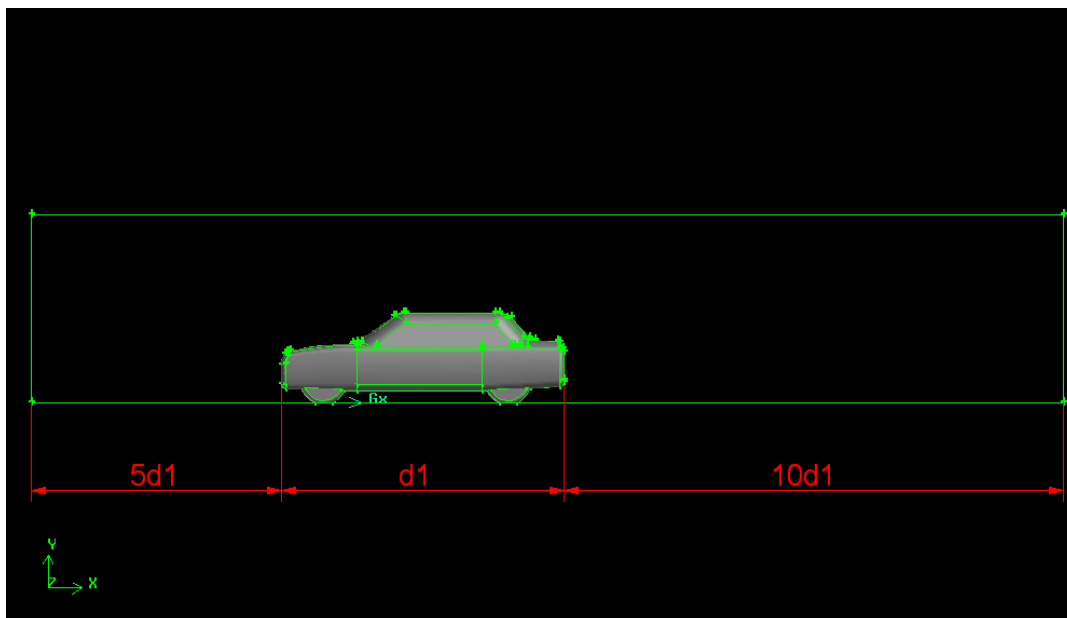
$$\frac{A_{\text{automobil}}}{A_{\text{tunel}}} \leq 5\% . \quad (47)$$

Budući da je površina poprečnog presjeka zračnog tunela jednaka 81 m^2 , a površina poprečnog presjeka automobila (onog koji se suprotavlja strujanju) jednaka 1.05 m^2 , taj

uvjet je zadovoljen.

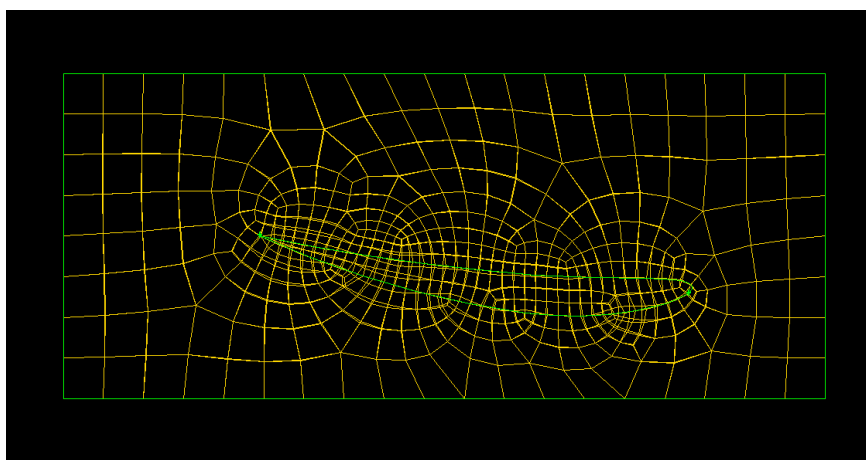


Slika 15. Dimenzije zračnog tunela - nacrt

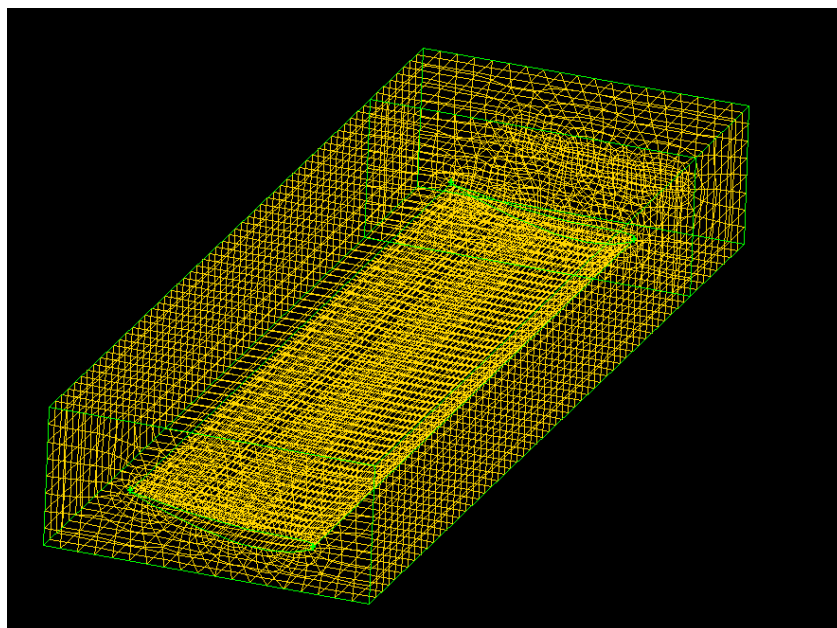


Slika 16. Dimenzije zračnog tunela - bokocrt

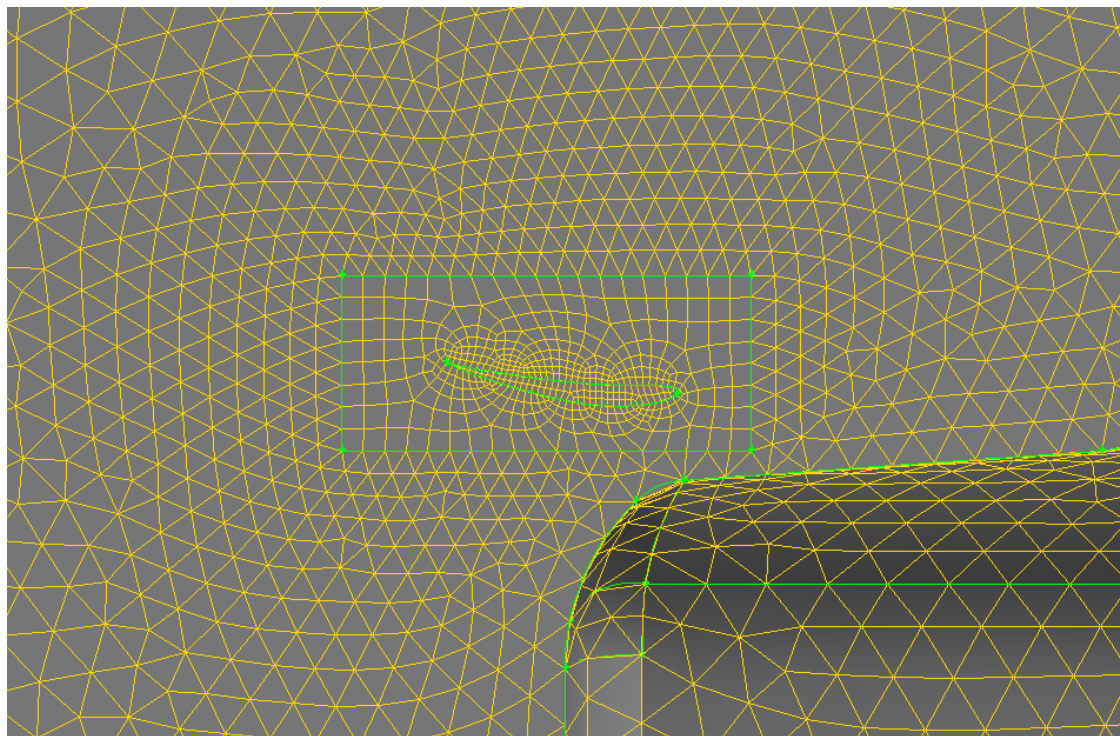
Prostorna diskretizacija obavljena je u više blokova u kojim se pojavljuje nestrukturirana tetraedarska mreža (Elements – Tet/Hybrid, Type - TGrid), te u području okoline krila nestrukturirana mreža heksaedara (Elements – Hex/Wedge, Type - Cooper). Naravno, za svaku visinu krila potrebno je izraditi novu mrežu. Broj konačnih volumena mreže ovisi o visini stražnjeg krila. Primjerice, u slučaju kada je stražnje krilo najbliže karoseriji, potrebno je finije diskretizirati stražnji dio automobila, da bi se izbjegla pretjerana distordiranost volumena u tom dijelu, koja nastaje zbog malenog prostora na kojem je potrebno prijeći s grublje na finiju mrežu.



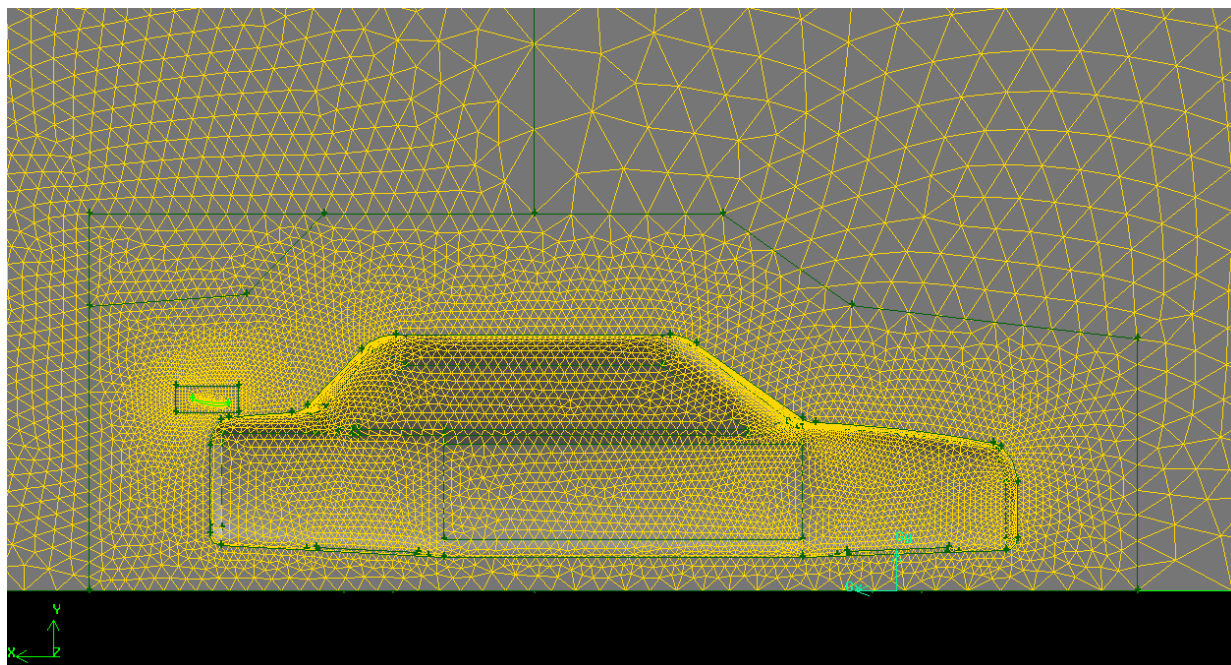
Slika 17. Geometrijska diskretizacija područja u okolini krila – nacrt



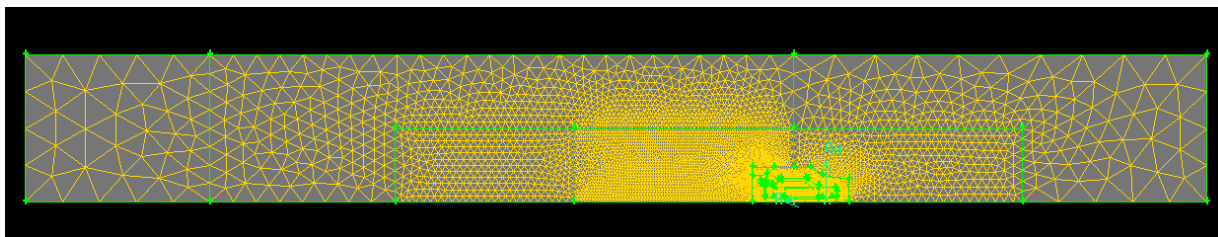
Slika 18. Geometrijska diskretizacija područja u okolini krila



Slika 19. Prijelaz s tetraedarskih na heksaedarske volumene



Slika 20. Mreža u okolini automobila



Slika 21. Mreža zračnog tunela

Nakon izvršene diskretizacije potrebno je provjeriti kvalitetu mreža, koja se očituje u distordiranosti volumena. Velik broj distordiranih volumena može uzrokovati sporiju konvergenciju iterativnog postupka. Broj konačnih volumena mreža razlikuje se za svaku visinu stražnjeg krila:

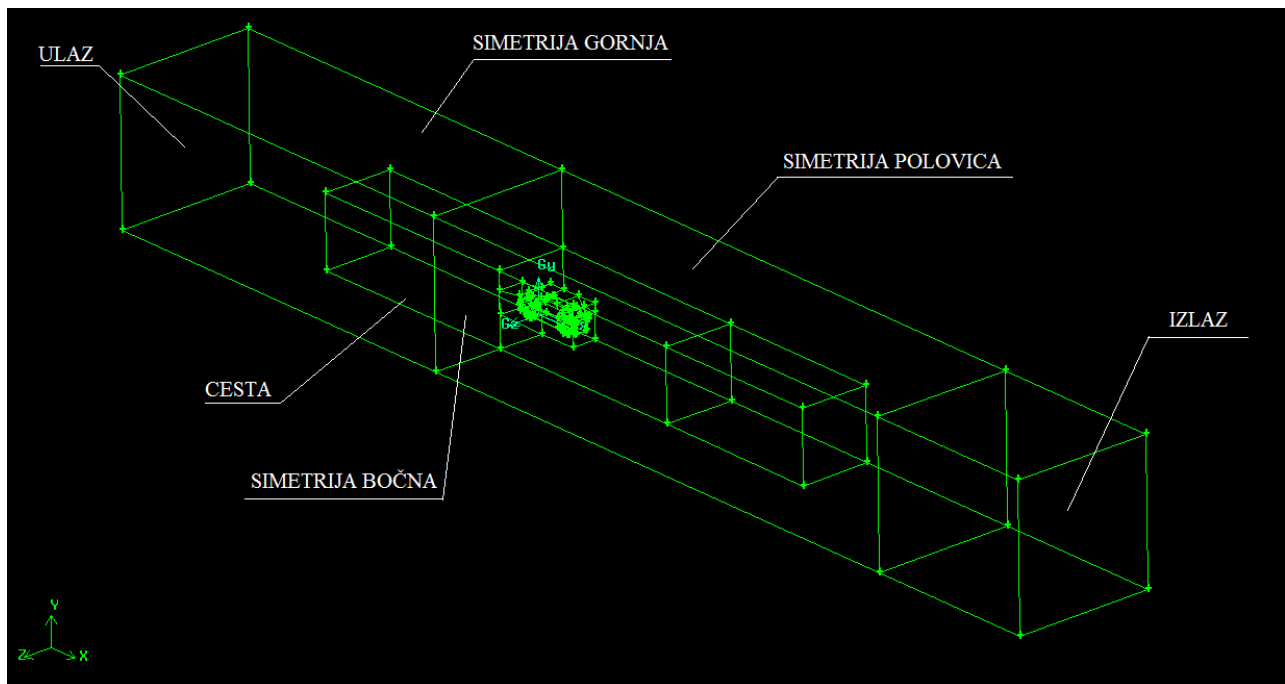
Tablica 1. Broj konačnih volumena za pojedini slučaj

Visina krila	Visina 1 – 13 cm	Visina 2 – 23 cm	Visina 3 – 33 cm	Visina 4 – 43 cm
Broj volumena	404 932	411 732	430 772	432 509

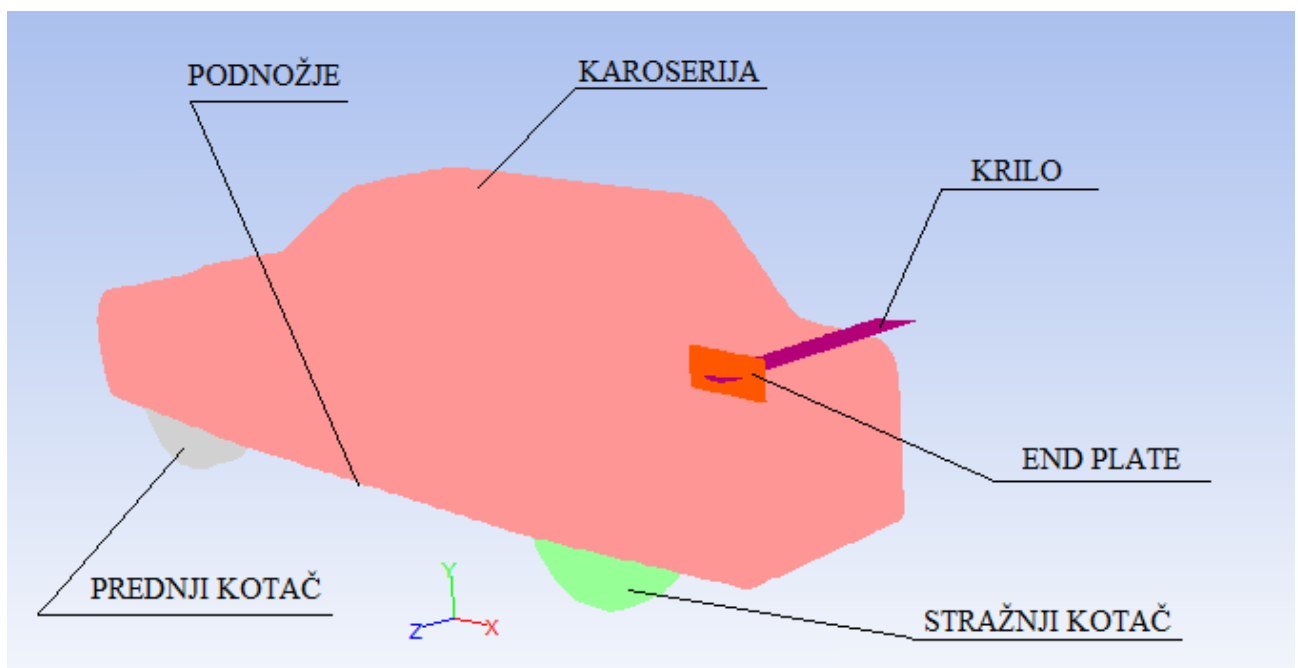
U procesorskom dijelu područja, proračuni na svim gore danim mrežama, provedeni su s istim zadanim rubnim uvjetima, kako prikazuje tablica 2.

Tablica 2. Rubni uvjeti

Naziv rubnog uvjeta	Fizikalno svojstvo rubnog uvjeta
Ulaz	Ulazna granica (Velocity inlet)
Cesta	Nepropusna stijenka (Wall)
Simetrija bočna	Ravnina simetrije (Symmetry)
Simetrija gornja	Ravnina simetrije (Symmetry)
Simetrija polovica	Ravnina simetrije (Symmetry)
Izlaz	Izlazna granica (Outflow)
Karoserija	Nepropusna stijenka (Wall)
Krilo	Nepropusna stijenka (Wall)
End plate	Nepropusna stijenka (Wall)
Prednji kotač	Nepropusna stijenka (Wall)
Stražnji kotač	Nepropusna stijenka (Wall)
Podnožje	Nepropusna stijenka (Wall)



Slika 22. Rubni uvjeti na površinama područja proračuna



Slika 23. Dijelovi površine automobila

Razlika u definiranju granice ravnine simetrije i nepropusne stijenke je ta što se kod definiranja nepropusne stijenke, kao što je u ovom slučaju 'cesta', pojavljuje granični sloj, odnosno fluid se lijepi za stijenku, dok se ravnine simetrije na gornjoj i bočnoj strani mogu tumačiti kao nepropusne stijenke bez trenja. Time je izbjegnuto stvaranje graničnog sloja na ovim granicama. Osim rubnih uvjeta na ovim granicama, definirani su i rubni uvjeti nepropusne stijenke na samoj karoseriji automobila i stražnjeg krila.

5.2. Numerički proračun

Numerički proračun (procesorski dio) započinje preuzimanjem mreže u računalni program Fluent. Korišten je model trodimenzijskog nestlačivog turbulentnog strujanja, koji se sastoji od diskretiziranih jednadžbi: jednadžba kontinuiteta, jednadžba količine gibanja, a za opis turbulentnih veličina koristi se standardni $k - \varepsilon$ model turbulencije s konstantama koje su dane jednadžbom 28, upotpunjen standardnim zidnim funkcijama. Kako bi se uvjeti gibanja automobila što vjernije prenijeli u računalni model, na ulaznoj struji vrijednosti su veličina k i ε dane kao:

$$k = 0.0006 \text{ m}^2/\text{s}^2, \quad \varepsilon = 0.0002415 \text{ m}^2/\text{s}^3. \quad (48)$$

Ove vrijednosti odgovaraju slučaju relativno mirne struje fluida s intenzitetom turbulencije 0.1% i karakterističnom duljinom vrtloga 0.01 m. Osim već definiranih rubnih uvjeta, kotačima je dodijeljeno odgovarajuće rotacijsko gibanje, te je rubnom uvjetu ceste dodijeljeno translacijsko gibanje brzinom jednako brzini zraka na ulazu u domenu. Brzina strujanja zraka na ulaznoj granici je konstantna i iznosi 20 m/s. Odabirom ove vrijednosti brzine osigurano je da se proračun odvija unutar raspona Reynoldsovih brojeva koji se mogu susresti pri uobičajenim uvjetima vožnje.

Proračuni su započinjali s 200 iteracija numeričkom shemom prvog reda točnosti (First order upwind), koja je opisana u poglavlju 3.1., a dovršavani s numeričkom shemom drugog reda točnosti (Second order upwind), koja je opisana u poglavlju 3.2.. Takav način proračuna vršen je iz razloga što je metoda drugog reda točnosti, iako općenito daje bolje rezultate u usporedbi s metodom prvog reda točnosti, često nestabilna i ne konvergira kada se koristi od početka iteracije. U prvih 200 iteracija dolazi se do približnog rješenja, a zatim se rješenje dodatno poboljšava upotrebom numeričke sheme drugog reda točnosti. Početne pretpostavke o poljima

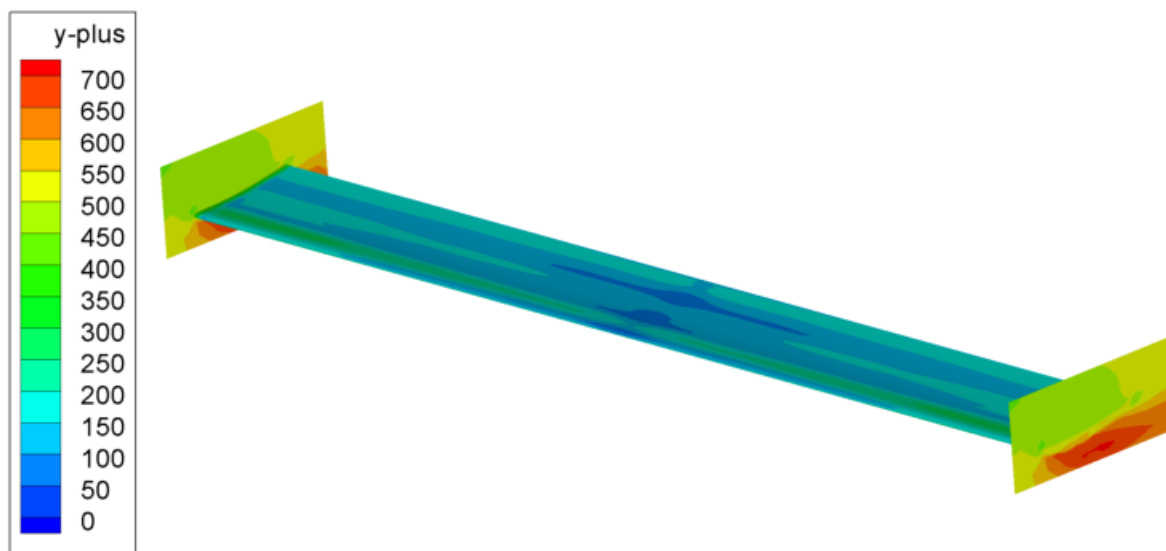
fizikalnih veličina preuzete su s ulazne granice. Dakle, na početku proračuna vrijednosti polja fizikalnih veličina su konstantne u cijeloj domeni strujanja, i jednake onima na ulaznoj granici (Velocity Inlet).

5.3. Prikaz i analiza rezultata

Proračuni su dovršeni nakon određenog broja iteracija, kada reziduali svih jednažbi postanu manji od $\varepsilon < 10^{-4}$, i kada se sile ustale u četvrtoj značajnoj znamenici. U slučaju prve i druge ugradbene visine stražnjeg krila, gore postavljeni uvjet zadovoljen je s 1000 iteracija, dok je u trećem i četvrtom slučaju zadovoljen s 1200, odnosno 700 iteracija.

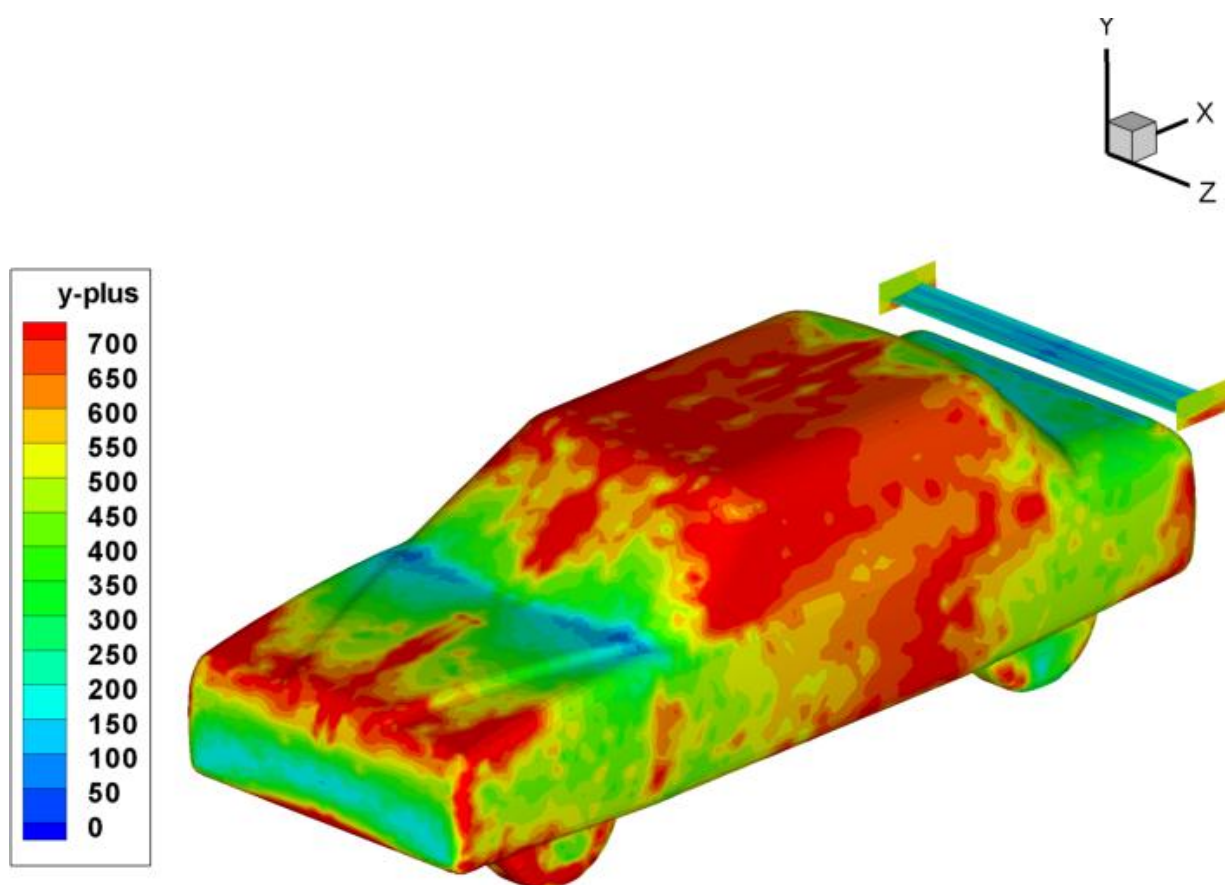
Tipična raspodjela bezdimenzijske udaljenosti težišta prvih volumena uz stijenke y^+ dana je na slikama 24 i 25, dok je prikaz tipične slike strujanja oko automobila sa stražnjim krilom dan na slici 26.

Na slici 24 vidi se da se bezdimenzijska udaljenost prvog čvora od stijenke krila kreće u rasponu 50 – 700. Na slici je prikazana ugradbena visina krila 1, a slična se raspodjela pojavljuje i pri ostalim ugradbenim visinama.

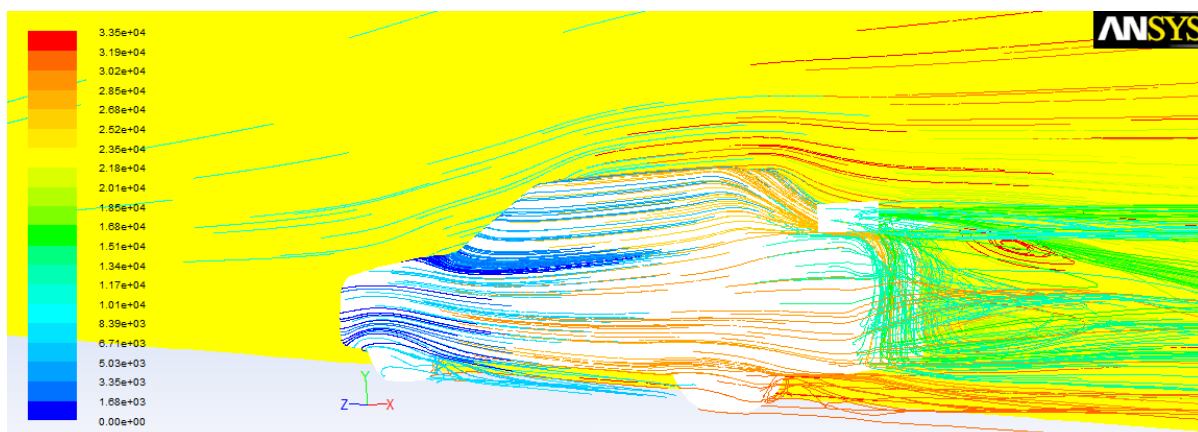


Slika 24. Raspodjela y^+ - stražnje krilo, ugradbena visina 1

Na slici 25 dana je raspodjela y^+ po cijelom automobilu, gdje se vrijednosti uglavnom kreću u rasponu 50 – 700, što je u skladu s propisanim rasponom za ispravnu primjenu standardnih zidnih funkcija. Manje se vrijednosti pojavljuju u područjima gdje dolazi do odvajanja strujanja, pa je u tim područjima narušena točnost primjene zidnih funkcija. No, kako je u njima iznos tangencijalnih naprežanja mali, ovo ne uzrokuje značajniju pogrešku pri izračunu otpora.



Slika 25. Raspodjela y^+ po površini automobila, ugradbena visina 1



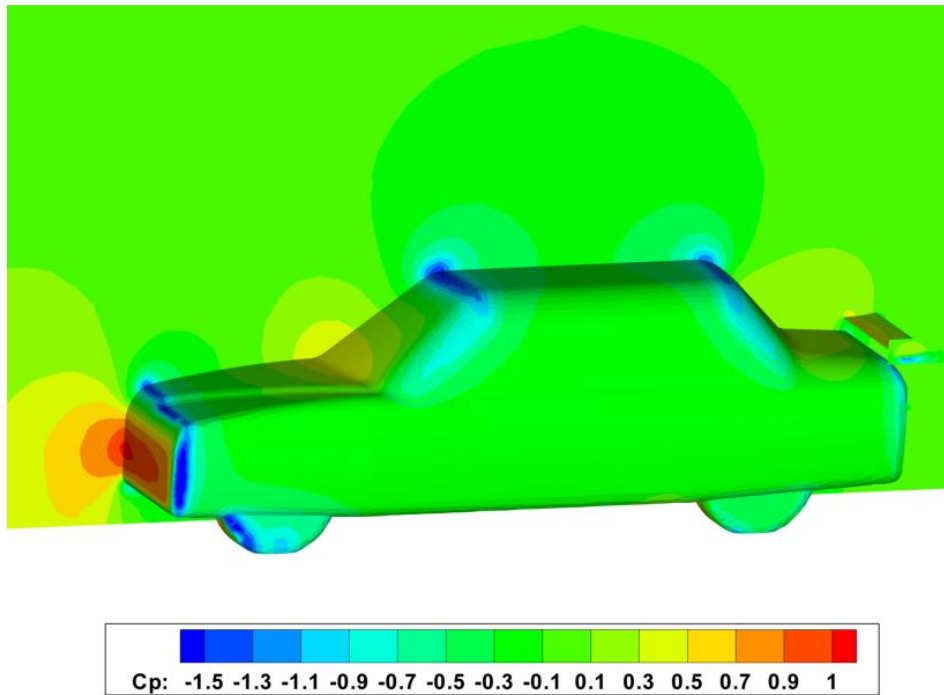
Slika 26. 3D prikaz opstrujavanja automobila, ugradbena visina 1

Slike 27 i 28 prikazuju tipičnu raspodjelu bezdimenzijskog koeficijenta tlaka po površini automobila, koji se definira kao:

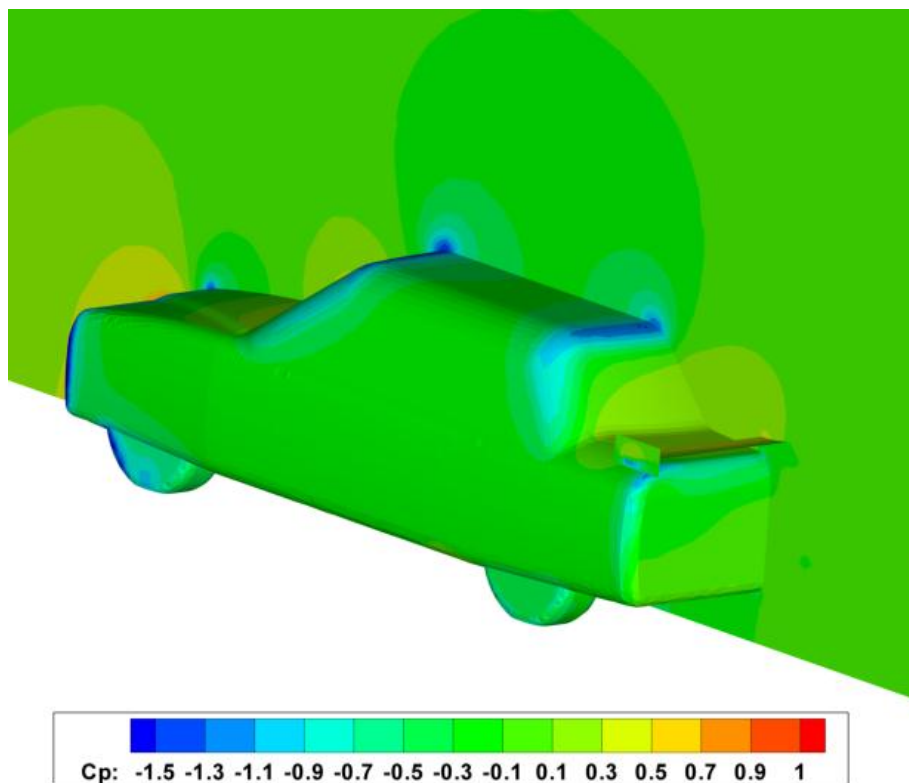
$$C_p = \frac{p - p_U}{\frac{1}{2} \rho v_\infty^2}, \quad (49)$$

gdje p_U označava tlak na ulaznoj granici, p polje tlaka, a izraz $\frac{1}{2} \rho v_\infty^2$ dinamički tlak u kojem veličina v_∞ označava brzinu neporemećenog strujanja.

Usporedbom slika 27 i 28 jasno je uočljivo da na stražnjem dijelu automobila, za razliku od prednjeg dijela, izostaje raspodjela tlaka tipična za okoliš zaustavne točke. Ovo je uzrokovano odvajanjem strujanja na stražnjem dijelu automobila, što predstavlja glavni doprinos ukupnom otporu automobila – otpor oblika. Rečeno se može iščitati i iz koeficijenata otpora danih tablicom 3, u nastavku.



Slika 27. Raspodjela koeficijenta tlaka po konturi automobila, ugradbena visina 1



Slika 28. Raspodjela koeficijenta tlaka po konturi automobila, pogled straga, ugradbena visina 1

U tablici 3 za svaku su pojedinu konfiguraciju automobila i krila rezultati za sile iskazani u dimenzijskom obliku:

F_p - sila otpora oblika [N], u pozitivnom smjeru osi x ,

F_T - sila otpora trenja [N], u pozitivnom smjeru osi x ,

F_D - ukupna sila otpora [N], $F_D = F_p + F_T$,

F_L - ukupna sila uzgona [N], u pozitivnom smjeru osi y ,

te u bezdimenzijskom obliku koeficijenata ovih sila, koje su dobivene pomoću jednadžbi 45 i 46:

C_p - koeficijent otpora oblika [-],

C_T - koeficijent otpora trenjem [-],

C_D - koeficijent otpora [-],

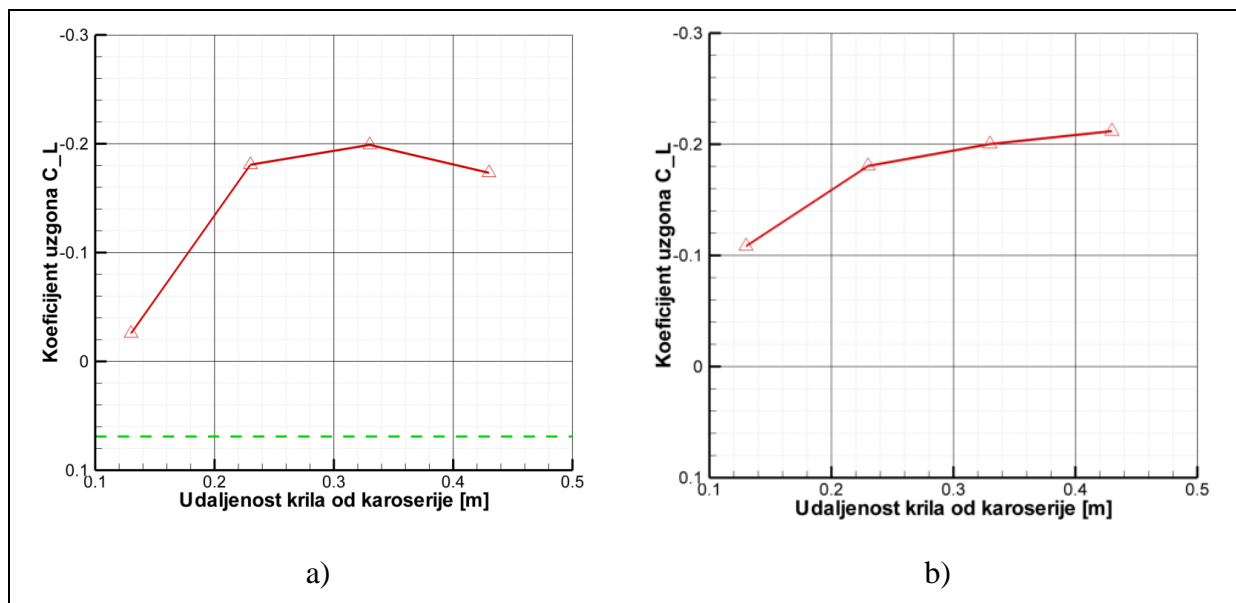
C_L - koeficijent uzgona [-],

gdje je pri formiranju svih koeficijenata kao referentna površina korištena vrijednost ploštine referentne površine automobile $A_{automobila}$, dana izrazom 47.

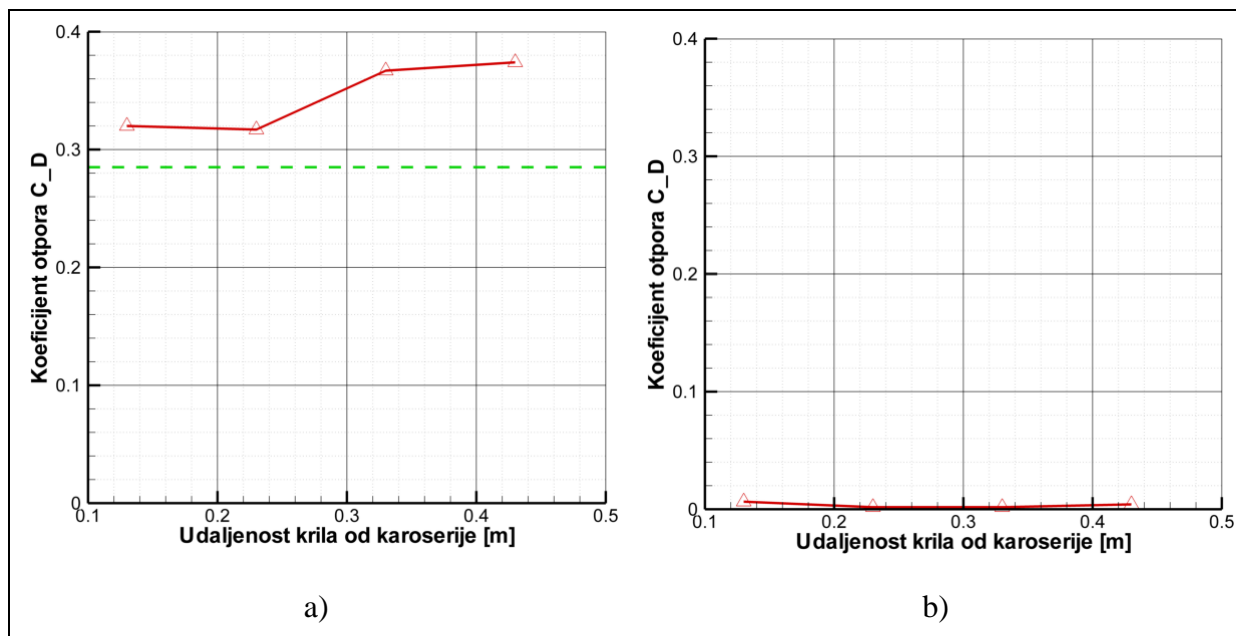
Tablica 3. Usporedba sila i koeficijenata sila

		F_P	F_T	F_D	F_L	C_P	C_T	C_D	C_L
automobil prije ugradnje stražnjeg krila		63.19	10.16	73.36	17.79	0.245	0.039	0.285	0.069
visina ugradnje krila 1	automobil sa stražnjim krilom	72.00	10.36	82.36	-6.61	0.279	0.040	0.320	-0.026
	krilo	-	-	1.62	-27.85	-	-	0.006	-0.108
visina ugradnje krila 2	automobil sa stražnjim krilom	71.08	10.65	81.73	-46.49	0.276	0.041	0.317	-0.180
	krilo	-	-	0.46	-46.41	-	-	0.002	-0.180
visina ugradnje krila 3	automobil sa stražnjim krilom	83.07	11.46	94.53	-51.37	0.322	0.045	0.367	-0.199
	krilo	-	-	0.45	-51.49	-	-	0.002	-0.200
visina ugradnje krila 4	automobil sa stražnjim krilom	84.70	11.54	96.25	-44.59	0.329	0.005	0.374	-0.173
	krilo	-	-	1.06	-54.47	-	-	0.004	-0.212

Vrijednosti za koeficijente iz gornjih tablica dane su na slikama 29 i 30:



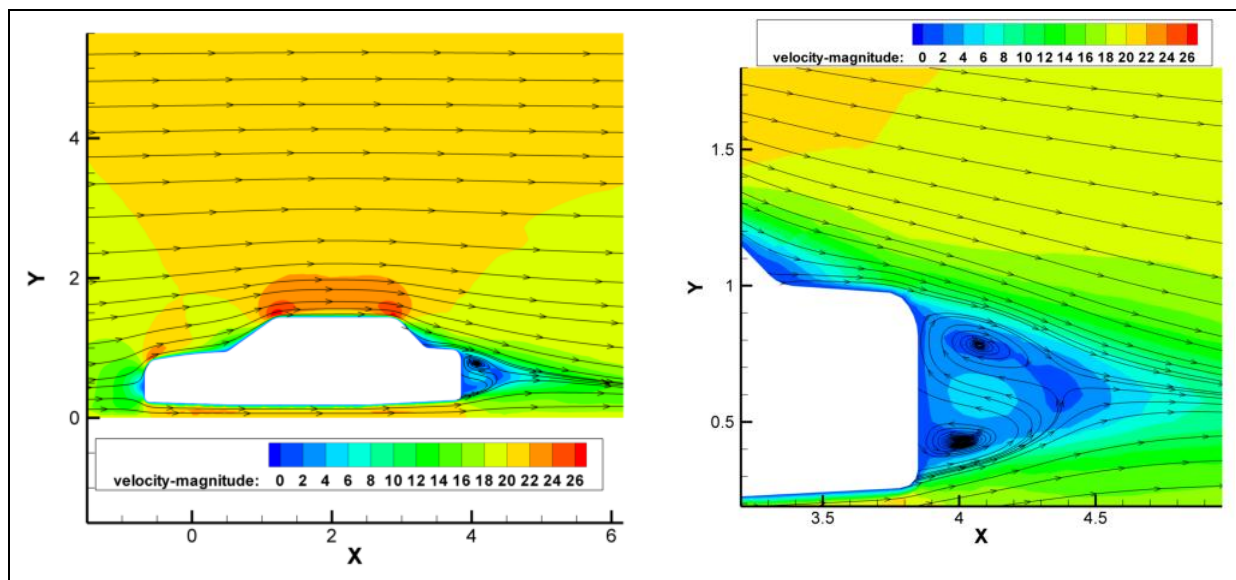
Slika 29. Koeficijenti uzgona u ovisnosti o ugradbenoj visini krila : a) automobila s krilom, b) samog krila



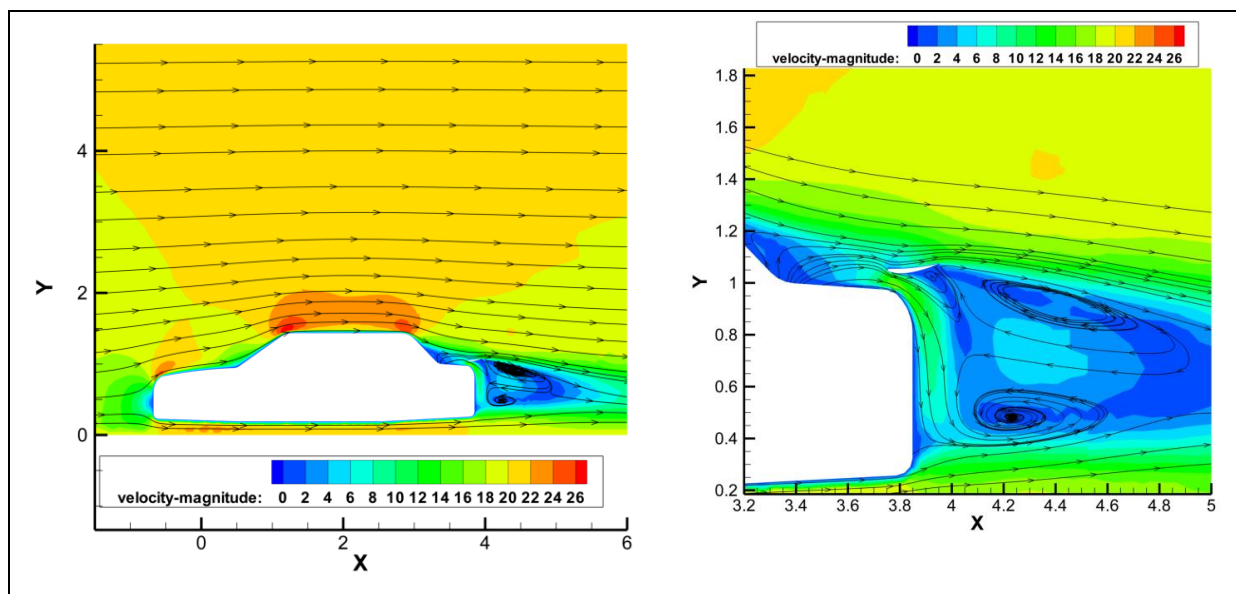
Slika 30. Koeficijenti otpora u ovisnosti o ugradbenoj visini krila : a) automobila s krilom, b) samog krila

Iz dijagrama na slici 29 se vidi da je ugradnja krila bez obzira na ugradbenu visinu, ne samo neutralizirala pozitivan uzgon, nego i izazvala negativan uzgon (eng. downforce), a to je i cilj ugradnje ovakvih krila na natjecateljske, a i sportske modele serijskih automobila. Kod automobila, sile pri kočenju i skretanju prenose se s automobila na podlogu kontaktom gume i podloge. Na veličinu prenesenih sila utječu koeficijent trenja između gume i podloge, i vertikalna sila na podlogu. Povećanjem te sile automobil je u stanju skrenuti pri većim brzinama, bez rizika od proklizavanja. Povećanje vertikalne sile na podlogu putem aerodinamičke sile (negativnog uzgona) posebno je pogodno zbog činjenice da je ostvareno bez povećanja mase automobila.

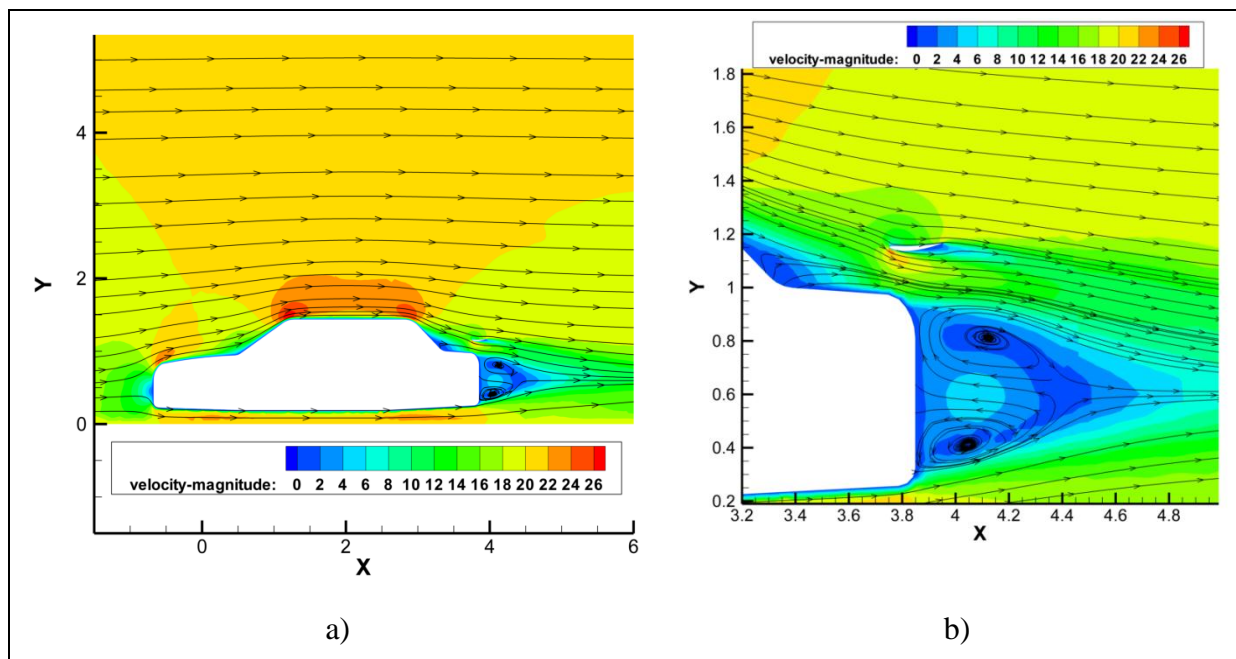
Neizbježna posljedica ugradnje stražnjeg krila je povećanje otpora gibanju automobila, kako prikazuje dijagram a) na slici 30. Ovdje se također neovisno o ugradbenoj visini stražnjeg krila otpor povećava, u odnosu na automobil prije ugradnje krila (prikazan isprekidanom linijom). Povećanje otpora gibanju automobila sa stražnjim krilom spram konfiguracije bez krila najmanje je za prve dvije visine ugradnje krila, dok s povećanjem ugradbene visine raste. Razlozi ovakvom ponašanju krivulja promjena koeficijenata sila bit će dani u nastavku, uz osvrt na niže priložene slike.



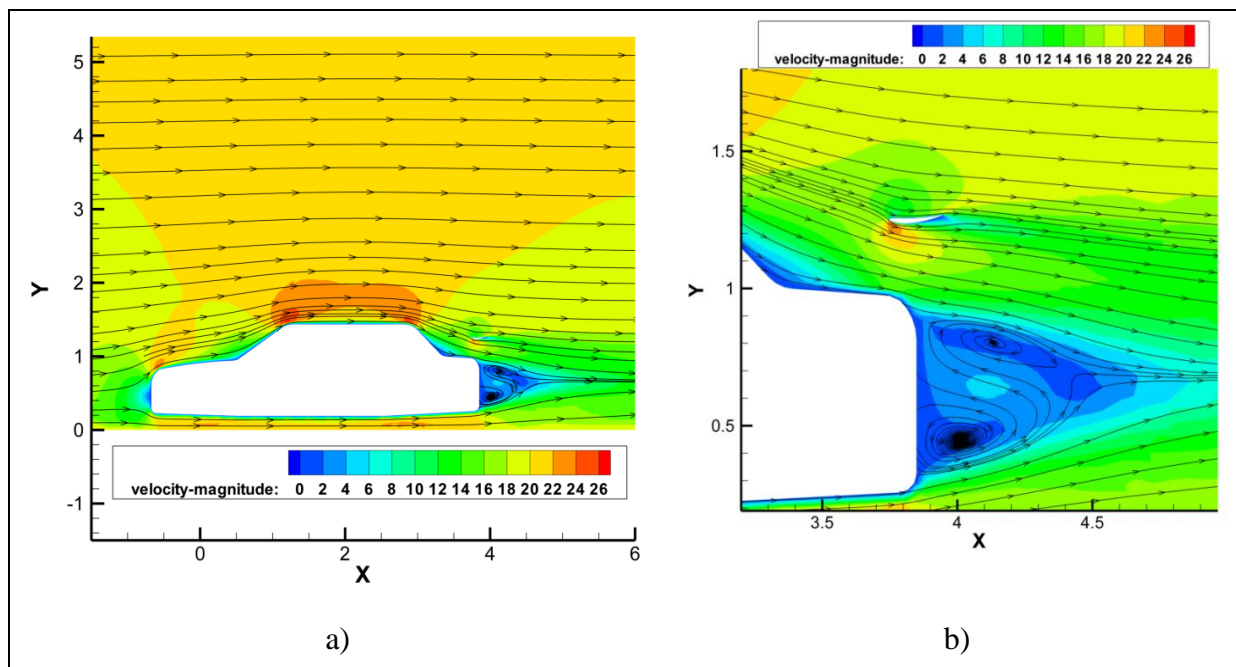
Slika 31. Polje apsolutne vrijednosti brzine sa strujnicama u ravni simetrije za automobil prije ugradnje stražnjeg krila



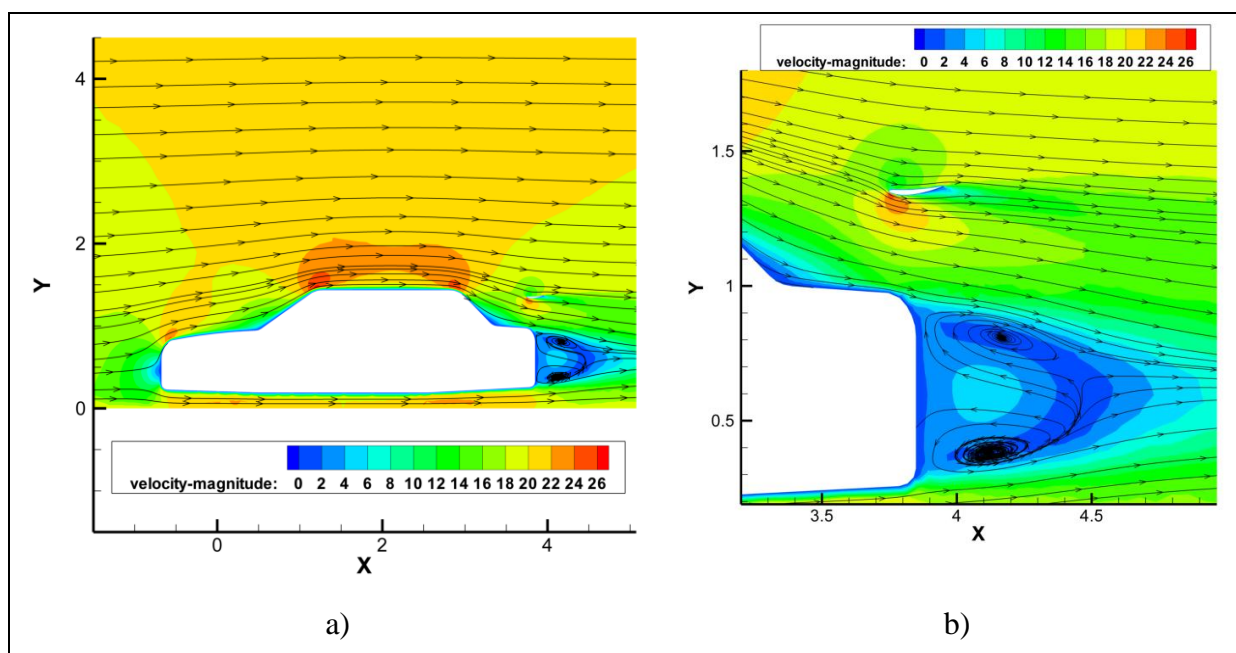
Slika 32. Polje apsolutne vrijednosti brzine sa strujnicama u ravni simetrije za automobil s ugradbenom visinom krila 1



Slika 33. Polje apsolutne vrijednosti brzine sa strujnicama u ravni simetrije za automobil s ugradbenom visinom krila 2



Slika 34. Polje apsolutne vrijednosti brzine sa strujnicama u ravni simetrije za automobil s ugradbenom visinom krila 3



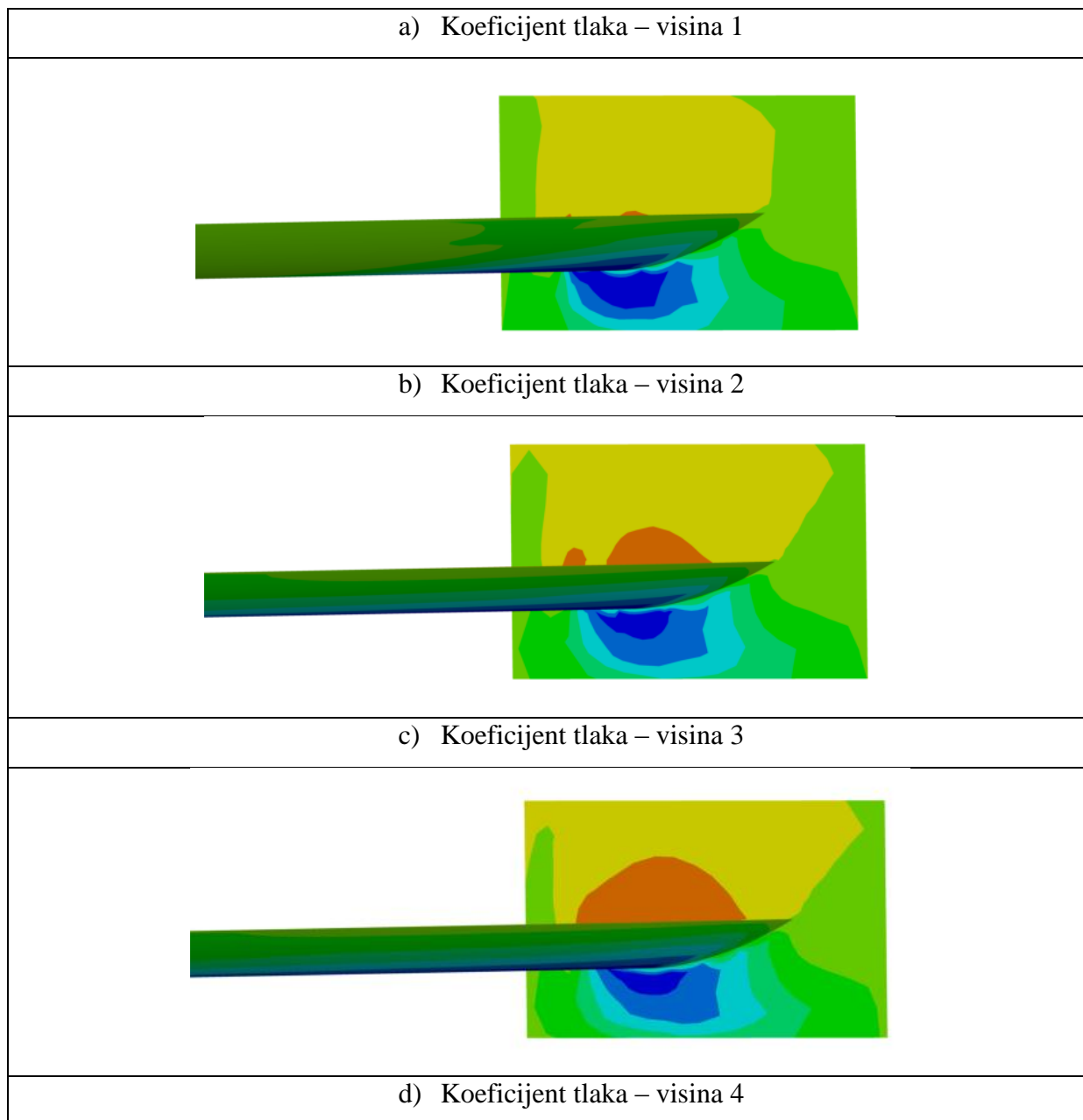
Slika 35. Polje apsolutne vrijednosti brzine sa strujnicama u ravnini simetrije za automobil s ugradbenom visinom krila 4

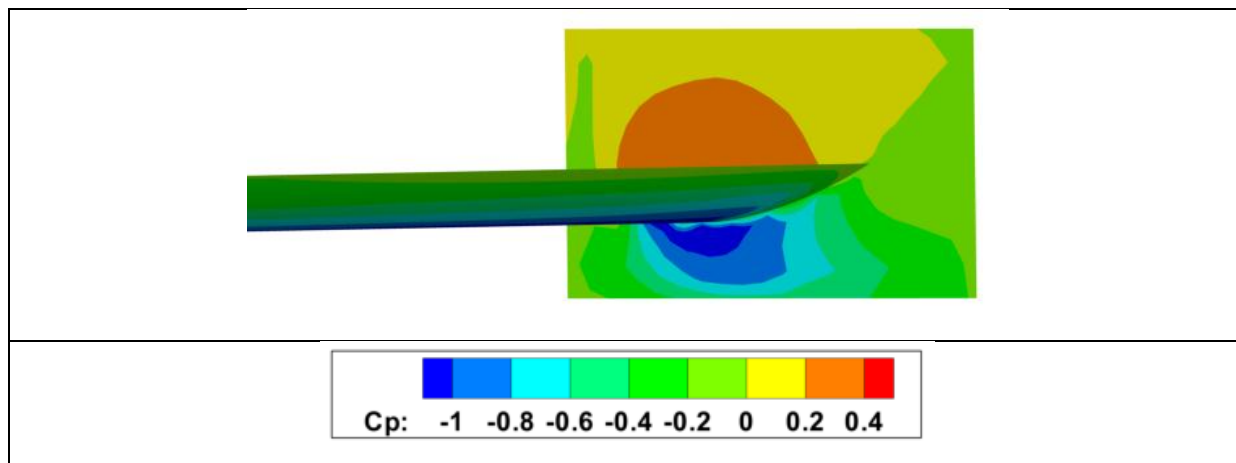
Osvrtom na dijagram b) sa slike 29, vidi se da je najveći koeficijent uzgona samog krila dobiven za najveću visinu ugradnje, dok je maksimalna vrijednost koeficijenta uzgona automobila sa stražnjim krilom dobivena za udaljenost krila od karoserije u vrijednosti od 0.33 m (ugradbena visina 3).

Usporedbom slika 31 – 34, vidljiv je utjecaj prisustva stražnjeg krila na strukturu strujanja u okolišu stražnjeg dijela automobila. Posebno su uočljive tri zone: prva - neposredno uz spoj stražnjeg vjetrobranskog stakla i poklopca prtljažnika, druga - krajnji desni vertikalni (završni u smislu smjera strujanja) dio karoserije, i područje iznad ove dvije zone, gdje se odmakom od ovih zona strujanje ustaljuje, a brzine povećavaju.

Ovakva raspodjela vrijednosti sila uzgona krila spram ugradbene visine mogla se i očekivati, budući da se udaljavanjem krila od karoserije automobila, dublje u zonu 3, gdje se strujanje ustaljuje, vrijednosti apsolutne brzine strujanja približavaju vrijednostima neporemećenog strujanja. Takvim, 'kvalitetnijim' nastrujavanjem s većim apsolutnim vrijednostima brzina, ostvaruju se i značajnije sile na krilo, a time raste i koeficijent uzgona, kako prikazuju dijagrami b) na slici 29. Rečeno je zorno prikazano usporedbom bezdimenzijskih koeficijenata tlaka na površini end platea stražnjeg krila za različite visine na slici 36.

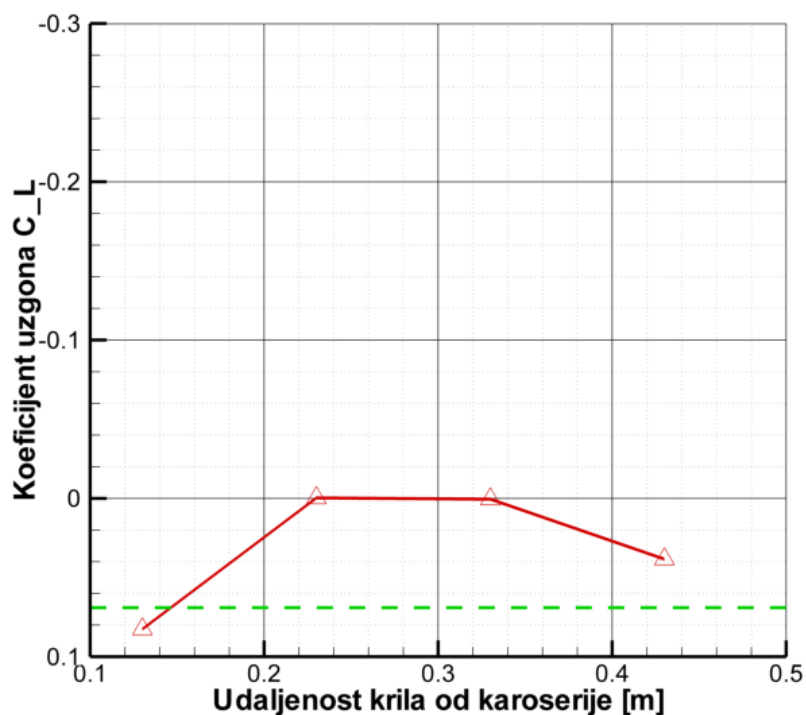
Na slici je vidljivo da povećanjem ugradbene visine ne dolazi do značajnije promjene polja koeficijenta tlaka na donjoj površini krila, a istodobno dolazi do porasta vrijednosti polja koeficijenta tlaka na gornjoj površini krila, čime se dobiva veća sila uzgona.





Slika 36. Polje koeficijenta tlaka na end plateu stražnjeg krila za različite ugradbene visine

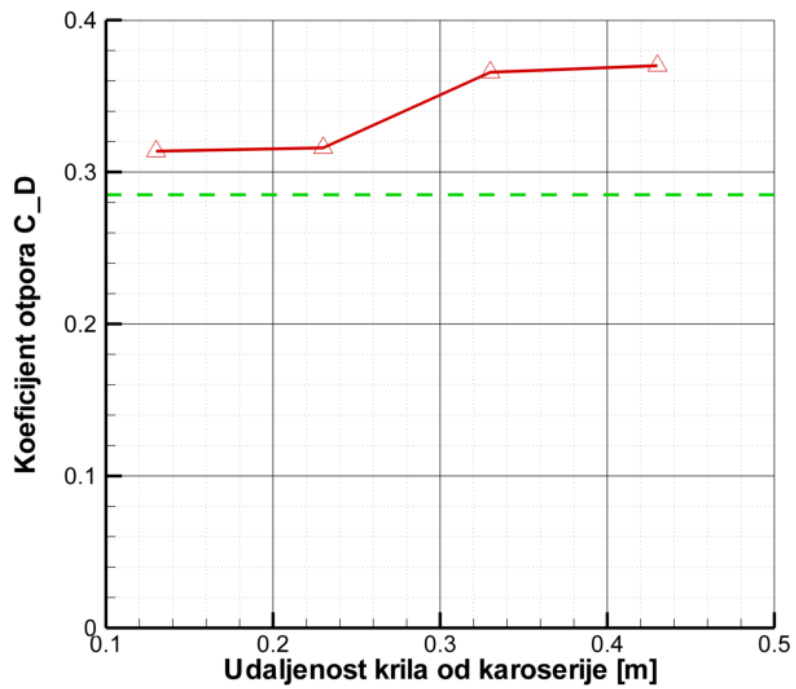
Međutim, ostaje pitanje zašto je koeficijent uzgona automobila sa stražnjim krilom najveći za ugradbenu visinu 3, iako je doprinos stražnjeg krila ukupnom koeficijentu uzgona najznačajniji kod ugradbene visine 4. Uzrok se nalazi u snažnoj interakciji karoserije i ugrađenog krila. Kod dizajniranja sportskih automobila, od ključne je važnosti međudjelovanje karoserije i dodanih elemenata, jer u praksi nijedan dio osim prednjeg krila ne nailazi na neporemećenu struju zraka, pa se rezultati zasebnih ispitivanja dijelova automobila ne mogu jednostavno prenositi na cijeli model. Tako koeficijent uzgona koji se ostvaruje na automobilu prije ugradnje stražnjeg krila nije jednak doprinosu automobila ukupnom koeficijentu uzgona automobila s ugrađenim stražnjim krilom. Nadalje, i doprinosi koeficijenta uzgona samog automobila ukupnom koeficijentu uzgona za automobil sa stražnjim krilom mijenjaju se s promjenom ugradbene visine, kako to prikazuje dijagram na slici 37.



Slika 37. Doprinos samog automobila ukupnom koeficijentu uzgona u ovisnosti o ugradbenoj visini krila

Za razliku od promjena u sili uzgona, može se zamijetiti da su promjene u sili otpora uzrokovane uglavnom promjenama u raspodjeli tlaka na stražnjem dijelu karoserije automobila. Ponovnim osvrtom na slike 31-34 vidi se da pri najnižoj ugradbenoj visini krila zona odvajanja strujanja je u zoni 1 najveća, dok je u zoni 2 krilo uspješno osigurati potpuno nalijeganje strujanja. Očito je ova konfiguracija dovela do ukupno najmanjeg otpora samog automobila, kako je prikazano u dijagramu na slici 38, i tablici 3. S povećanjem ugradbene visine krila ovaj pozitivan efekt prebacuje se na zonu 1, gdje počevši od ugradbene visine 3 strujanje u zoni 1 naliježe, dok se pozitivan efekt u zoni 2 više ne može postići. Relativni utjecaj ovih pojava na doprinos u ukupnoj sili otpora prikazan je dijagramom na slici 38.

Doprinos stražnjeg krila ukupnom koeficijentu otpora najveći je za slučaj prve ugradbene visine, kako to pokazuje dijagram b) na slici 30. No, budući da su vrijednosti doprinosa samog krila ukupnom koeficijentu otpora konfiguracije malene, one ne čine velike razlike u ukupnom koeficijentu otpora.



Slika 38. Doprinos samog automobila ukupnom koeficijentu otpora u ovisnosti o ugradbenoj visini krila

6. ZAKLJUČAK

Veza između ugradbene visine stražnjeg krila i aerodinamičkih sila koje djeluju na automobil nije monotona funkcija. Razloge tomu treba tražiti u značajnoj interakciji stražnjeg krila, površine end plate i same karoserije. Također, od značaja su i lokalni smjerovi nastrujavanja zraka na krilo, na mjestu njegove ugradnje, no istraživanje ovog utjecaja nalazi se izvan predviđenog okvira ovog rada.

Iz analize rezultata može se zaključiti da je pri prvoj ugradbenoj visini najnepovoljniji odnos ukupnih koeficijenata uzgona i otpora, iako je u tom slučaju, zbog nalijeganja strujanja na stražnjem dijelu karoserije automobila, doprinos automobila ukupnom koeficijentu otpora najmanji. Međutim, utjecaj krila kod te visine izrazito je nepovoljan, budući da ne osigurava značajniji porast negativnog uzgona, a u isto vrijeme povećava otpor automobila. Unatoč tome što je doprinos krila sili negativnog uzgona kod visine 4 najveći, on ne osigurava najveću ukupnu silu uzgona, a budući je krilo izloženo najvećoj brzini nastrujavanja, rezultira najvećim ukupnim koeficijentom otpora. Stoga se najpovoljniji odnos ukupnih koeficijenata uzgona i otpora ostvaruje pri ugradbenoj visini 2 ili 3, s opaskom da se pri trećoj ugradbenoj visini javljaju veći koeficijenti uzgona i otpora.

Naravno, treba uzeti u obzir i utjecaj parametara koji nisu obuhvaćeni ovim radom. Napadni kut se pri pojedinim ugradbenim visinama određivao usporedbom s lokalnim smjerom strujanja u ravnini simetrije bez provođenja zasebnog optimizacijskog postupka. Također, zbog ograničenih računalnih resursa koji onemogućuju finiju diskretizaciju, ne može se pouzdati u točnost iznosa izračunatih sila. Unatoč tomu, u ovom radu je dan kvalitativni uvid u promjene aerodinamičkih sila, te su prikazima promjena polja fizikalnih veličina koje nastaju pri različitim ugradbenim visinama stražnjeg krila objašnjeni uzroci njihova nastanka.

LITERATURA

- [1] Korade, I.: "Izračun otpora krovne kutije montirane na osobni automobil", Diplomski rad, Bologna, 2009.
- [2] Džijan, I.: "Računalna dinamika fluida – podloge za predavanja", Zagreb, 2010.
- [3] "Mehanika fluida II – što valja zapamtiti", Fakultet strojarstva i brodogranje, Zagreb
- [4] Sorić, J.: "Uvod u numeričke metode u strojarstvu, Fakultet strojarstva i brodogradnje, Zagreb, 2009.
- [5] Katz, J.: "Race car aerodynamics", Bentley – Publishers, Cambridge, 1995.
- [6] "Fluent 6.3 Tutorial Guide", Fluent Inc., Centerra Resouce Park, 2006.
- [7] "Gambit modelling guide", Fluent Inc., Centerra Resouce Park, 2007.
- [8] McDonough, J.M.: "Lectures on turbulence", University of Kentucky, 2007.
- [9] Peube, J.-L.: "Fundamentals of fluid mechanics and transport phenomena", ISTE Ltd, London, 2006.
- [10] <http://www.airfoiltools.com>

PRILOZI

I. CD-R disc