



**УНИВЕРЗИТЕТ У КРАГУЈЕВЦУ
ФАКУЛТЕТ ИНЖЕЊЕРСКИХ НАУКА**

Небојша Христов

**УТИЦАЈ ПРОМЕНЕ ГАСОДИНАМИЧКИХ
КАРАКТЕРИСТИКА БАРУТНИХ ГАСОВА НА
ИНТЕНЗИТЕТ НАТПРИТСКА ПРИМЕНОМ
СПЕЦИЈАЛНИХ ГАСНИХ УРЕЂАЈА ОРУЖЈА**

Докторска дисертација

Крагујевац, 2015. године

Име и презиме:	Небојша Христов
Датум и место рођења:	09.01.1978. Босилеград, Р. Србија
Садашње запослење:	Универзитет одбране, Војна академија, Београд

II. докторска дисертација

Наслов:	Утицај промене гасодинамичких карактеристика барутних гасова на интензитет натпритиска применом специјалних гасних уређаја оружја
Број страница:	154 страница и 75 страница прилога
Број слика:	112
Број табела:	39
Број библиографских података:	94
Установа и место где је рад израђен:	Факултет инжењерских наука Универзитета у Крагујевцу
Научна област (УДК):	621:531 и 004.42:519.673
Ментор:	Др Слободан Савић , ванредни професор,

III. оцена и одбрана

Датум пријаве теме:	07.11.2014. године
Број одлуке и датум прихватања докторске дисертације:	01-1/4605 од 30.12. 2014. године, Факултет инжењерских наука Универзитета у Крагујевцу
Комисија за оцену подобности теме и кандидата:	

Др **Слободан Савић**, ванредни професор, Факултет инжењерских наука Универзитета у Крагујевцу, Ужа научна област: Примењена механика, Примењена информатика и рачунарско инжењерство.

Др **Ненад Филиповић**, редовни професор, Факултет инжењерских наука Универзитета у Крагујевцу, Ужа научна област: Примењена механика, Примењена информатика и рачунарско инжењерство.

Др **Љубиша Танчић**, редовни професор, Висока школа за пројектни менаџмент Београд, наставник за предмет Унутрашња балистика, Ужа научна област: Балистика.

Др **Слободан Илић**, ванредни професор, Војна академија у Београду, Ужа научна област: Механика наоружања.

Др **Александар Кари**, доцент, Војна Академија у Београду, Ужа научна област: Механика наоружања.

Комисија за оцену и одбрану докторске дисертације:

Др **Слободан Савић**, ванредни професор., Факултет инжењерских наука Универзитета у Крагујевцу, Ужа научна област: Примењена механика, Примењена информатика и рачунарско инжењерство.

Др **Ненад Филиповић**, редовни професор, Факултет инжењерских наука Универзитета у Крагујевцу, Ужа научна област: Примењена механика, Примењена информатика и рачунарско инжењерство.

Др **Љубиша Танчић**, редовни професор, Висока школа за пројектни менаџмент Београд, наставник за предмет Унутрашња балистика, Ужа научна област: Балистика.

Др **Слободан Илић**, ванредни професор, Војна академија у Београду, Ужа научна област: Механика наоружања.

Др **Александар Кари**, доцент, Војна Академија у Београду, Ужа научна област: Механика наоружања.

Датум одбране дисертације:

В а с и л и ј у

Ф и л и п у

Б р а н к и

ПРЕДГОВОР

Докторска дисертација је рађена у периоду од 2012. до 2015. године, као потреба за личним усавршавањем и жеља за проширивањем знања у овој области. Област је, сама по себи, јако интересантна, али је литература тешко доступна и ограничена. Само поље истраживања је мултидисциплинарно и обухвата више научних области, као што су гасодинамика, акустика, електротехника, мерења, балистика и др.

Посебно бих хтео да истакнем сарадњу са професором др Слободаном Савићем, који ми је давао подршку да наставим даље. Захвалност, за утрошено време и труд, дугујем и члановима комисије за оцену и одбрану дисертације, професору др Ненаду Филиповићу, професору др Љубиши Танчићу, професору др Слободану Илићу, и др Александру Карију. Њихове критике и сугестије су значајно унапредиле квалитет.

У стручном погледу су велику улогу имали и моје колеге, који су ми несебично помагали у раду и омогућили ми оптималне услове за рад. Посебно бих истакао помоћ колега Дамира Јерковића и Давора Миклуца.

Велику захвалност дугујем пријатељу Мирку Милошевићу и фирми "Електромикрон Краљево", који су ми несебичном подршком помогли да направим реалне моделе за експериментална испитивања. Експериментална испитивања су реализована уз стручну помоћ екипе ВТИ и колеге Радослава Сироватке, коме се овим путем захваљујем.

Највећу захвалност свакако дугујем својој породици на разумевању, стрпљењу и подршци коју су ми пружали током рада.

Небојша Христов

РЕЗИМЕ

У докторској дисертацији су приказани теоријски модели простирања ударног таласа натпритиска барутних гасова око цеви оружја након опаљења. Дефинисани су аналитички и нумерички математички модели, који описују физичку појаву простирања таласа на бази акустичких и гасодинамичких законитости. На основу усвојених математичких модела, електро-акустичких аналогича и CFD техника, креирани су одговарајући прорачунски модели за симулацију простирања ударног таласа и праћење вредности натпритиска у пољу око цеви оружја, са и без примене посебних гасних уређаја. Симулационим моделима су одређене промене примарног гасодинамичког параметра у дефинисаним просторним тачкама у односу на извор таласа, односно од задњег пресек цеви оружја.

Извршена су експериментална испитивања на реалном моделу регистрањем промена натпритиска ударног таласа барутних гасова у дефинисаним просторним тачкама. Поред праћења примарног параметра, извршено је и испитивање утицаја пригушивача на промену почетне брзине пројектила.

Упоредном анализом резултата прорачуна и експеримента је дата квалитативна оцена симулационих модела. Поред квалитативне оцене је потенцијано дефинисана намена симулационих модела у процесу пројектовања нових гасних уређаја оружја са датим напоменама допунских провера и модификација истих.

Овим истраживањима је извршена оптимизација математичког модела и нумеричких техника прорачуна, базираних на нестационарном RANS вишефазном моделу, за симулацију битних параметара ударног таласа барутних гасова у току процеса опаљења. Нумеричким симулационим моделом је приказана визуелизација процеса, која у великој мери осликава физички реални процес простирања ударног таласа.

КЉУЧНЕ РЕЧИ: натпритисак барутних гасова, ударни талас, пригушивач, редукација притиска барутних гасова, електро-акустичке аналогиче, декомпозитни приступ, фактор усмерености, CFD, нестационарни RANS вишефазни модел.

ABSTRACT

This doctoral dissertation presents the theoretical models of the shock wave overpressure powder gases propagation around the weapon barrel. Analytical and numerical mathematical models have been defined. These models describe the physical phenomena of wave propagation based on acoustic and gas dynamic principles. Based on the mathematical models, electro-acoustic analogy and CFD techniques, the appropriate computational models for simulation of the shock wave propagation and monitoring of the overpressure value in the field around the firearm barrel with and without special gas devices have been created. The changes of the primary gas dynamic parameters in the defined spatial points in relation to the wave source or the last section of the gun barrel have been determined by the simulation models.

Experimental tests were performed on a real model by registering the shock wave overpressure changes in the defined spatial points. In addition to the primary parameter monitoring, the impact of silencer to change of the projectile initial velocity was measured.

The comparative analysis of the calculations and experimental results has provided the qualitative assessment of simulation models. In addition, possible applications of the simulation models in design of new weapon gas devices have been defined, with remarks on additional checks and possible modifications.

The research performed in this paper has yielded an optimized mathematical model and optimized numerical techniques based on the unsteady RANS multiphase model for simulation of the main shock wave gunpowder gas parameters during the firing process. The numerical simulation model has been used to visualize the process and thus illustrate the real physical process of the shock wave propagation.

KEY WORDS: gunpowder gases overpressure, shock wave, silencer, pressure reduction, electro-acoustic analogies, decomposite approach, directivity factor, CFD, unsteady RANS multiphase model.

Преглед слика

- Слика 1.1 Демаскирајући ефекти у току опаљења
- Слика 1.2 Одвојиви пригушивачи пуцња постављени на оружју
- Слика 1.3 Интегрисани пригушивачи пуцња постављени на оружју
- Слика 1.4 Полигона испитивања АП М21 5,56 mm
- Слика 1.5 Цилиндрични експанзиони пригушивач једноставне конструкције
- Слика 1.6 Ексцентрични пригушивач са две коморе
- Слика 1.7 Пригушивач са више комора
- Слика 1.8 Пригушивач са рефлектујућим мембранама
- Слика 1.9 Пригушивач са ефектом смањења протока
- Слика 1.10 Пригушивач са ефектом вртложења барутних гасова
- Слика 1.11 Пригушивач са ефектом разбијања струје гасова
- Слика 1.12 Пригушивач са еластичним мембранама
- Слика 1.13 Вишекоморни пригушивач са топлотним апсорберима
- Слика 1.14 Пригушивач са одвођењем барутних гасова из цеви
- Слика 1.15 Пригушивач са међукоморним баријерама
- Слика 2.1 Простирање звучних таласа
- Слика 2.2 Распростирање таласа код тачкастих извора
- Слика 2.3 Карактеристика усмерености неког извора и ефективни просторни угао зрачења
- Слика 2.4 Трансформатор таласног проводника, формализација акустичког уређаја
- Слика 2.5 Базични елементи таласног вода
- Слика 2.6 Рекомпозиција базних елемената
- Слика 2.7 Декомпозициона шема рекомпозиције базних елемената
- Слика 2.8 Образовање звука у полусфери запремине V_0 применом пригушивача
- Слика 2.9 Шема рада акустичког уређаја (пригушивача)
- Слика 3.1 Еквивалентни механички и електрични систем
- Слика 3.2 Еквивалентни акустички и електрични систем
- Слика 3.3 Аналогна акустичка капацитативност за различите облике комора
- Слика 3.4 Корекција дужине ваздушног стуба акустичке индуктивности
- Слика 3.5 Пресек петокоморног експанзионог пригушивача
- Слика 3.6 Аналогно електрично осцилаторно коло за петокоморни пригушивач
- Слика 3.7 Приказ корекције водова акустичке индуктивности
- Слика 3.8 Пресек пригушивача са продуженим током барутних гасова
- Слика 3.9 Аналогно електрично осцилаторно коло за пригушивач са продуженим током барутних гасова
- Слика 3.10 Распоред карактеристичних тачака за симулацију
- Слика 4.1 Подела простора за методу коначних разлика
- Слика 4.2 Подела простора за методу коначних запремина
- Слика 4.3 Приступ поделе простора за методу коначних запремина
- Слика 4.4 Шема коначних запремина са средњим вредностима у ћелији
- Слика 4.5 Подела простора за методу коначних елемената
- Слика 4.6 Прорачун граничним интерполацијама
- Слика 4.7 Илустрација дискретизације преносне једначине скалара у контролној запремини
- Слика 4.8 Функција промене $\phi(x)$ у границама од $x = 0$ до $x = L$
- Слика 4.9 Једнодимензионална контролна запремина
- Слика 4.10 Распоред ћелија за модификовану HRIC шему
- Слика 5.1 Алгоритам симулационог модела
- Слика 5.2 Модели пригушивача
- Слика 5.3 Пресек пригушивача тип 1

Слика 5.4 Пресек и међусобни положај мембрана пригушивача тип 2
Слика 5.5 Пресек пригушивача тип 2
Слика 5.6 Слабљење сигнала
Слика 5.7 Симулациони модел пригушивача тип 1 у Multisim 11.0
Слика 5.8 Симулациони модел пригушивача тип 2 у Multisim 11.0
Слика 6.1 Хибридна мрежа дискретизације дела простора око цеви оружја
Слика 6.2 Мрежа дискретизације простора око цеви оружја
Слика 6.3 Неструктурисана мрежа дискретизације дела простора око цеви оружја и пригушивача тип 1
Слика 6.4 Мрежа дискретизације око цеви оружја и пригушивача тип 1
Слика 6.5 Аутоматска адаптација мреже по градијенту притиска
Слика 6.6 Дефинисање броја адаптираних-уситњених ћелија
Слика 6.7 Дефинисање основног модела
Слика 6.8 Дефинисање модела промене
Слика 6.9 Дефинисање материјала
Слика 6.10 Дефинисање параметара фаза
Слика 6.11 Дефинисање почетних услова барутних гасова
Слика 6.12 Дефинисање промене притиска барутних гасова на устима цеви
Слика 6.13 Дефинисање температуре барутних гасова
Слика 6.14 Дефинисање граничних услова
Слика 6.15 Дефинисање температуре граничног слоја
Слика 6.16 Дефинисање параметара зида
Слика 6.17 Дефинисање функција промене у нумеричкој мрежи
Слика 6.18 Дефинисање контроле нумеричког прорачуна
Слика 6.19 Дефинисање праћења параметара нумеричког прорачуна
Слика 6.20 Дефинисање праћења вредности притиска у карактеристичним тачкама
Слика 6.21 Иницијализација параметара прорачуна
Слика 6.22 Дефинисање временске дискретизације
Слика 6.23 Праћење остатака прорачуна
Слика 6.24 Вредности притиска у карактеристичним тачкама
Слика 6.25 Промена притиска у карактеристичним тачкама по једном правцу
Слика 6.26 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $1,00 \cdot 10^{-5}$ s до $1,35 \cdot 10^{-5}$ s
Слика 6.27 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $1,4 \cdot 10^{-5}$ s до $2,3 \cdot 10^{-5}$ s
Слика 6.28 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $2,5 \cdot 10^{-5}$ s до $5,0 \cdot 10^{-5}$ s
Слика 6.29 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $6,0 \cdot 10^{-5}$ s до $1,3 \cdot 10^{-4}$ s
Слика 6.30 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $1,4 \cdot 10^{-4}$ s до $2,28 \cdot 10^{-4}$ s
Слика 6.31 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $2,52 \cdot 10^{-4}$ s до $5,0 \cdot 10^{-4}$ s
Слика 6.32 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $6,0 \cdot 10^{-4}$ s до $1,6 \cdot 10^{-3}$ s
Слика 6.33 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $1,8 \cdot 10^{-3}$ s до $2,09 \cdot 10^{-3}$ s
Слика 6.34 Фотографија ударног таласа барутних гасова током опаљења
Слика 6.35 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за симулациони модел применом пригушивача тип 1
Слика 6.36 Промена притиска ударног таласа у карактеристичним тачкама по правцима распрострањања и удаљености од извора без пригушивача

Слика 6.37 Промена притиска ударног таласа у карактеристичним тачкама по правцима
распростирања и удаљености од извора применом пригушивача тип 1

Слика 7.1 Промена натпритиска у зависности од времена

Слика 7.2 Сензор за мерење натпритиска ударног таласа Смирнов

Слика 7.3 Пиезоелектрични сензор за мерење натпритиска Brosa

Слика 7.4 Пиезоелектрични сензор за мерење натпритиска PCB B5

Слика 7.5 Пиезоелектрични сензор за мерење натпритиска PCB

Слика 7.6 Блок шема за мерење и прикупљање података

Слика 7.7 Електрична блок шема пиезо-претварача и појачавача наелектрисања

Слика 7.8 Појачавач наелектрисања тип 494A21 PCB piezotronics

Слика 7.9 Мерни систем за регистровање натпритиска ударног таласа

Слика 7.10 Мерења промене натпритиска у функцији времена

Слика 7.11 Мерења почетне брзине пројектила фотоћелијском баријером

Слика 7.12 Регистровање натпритиска ударног таласа у току једног мерења за исти
радијус сензора постављене у различитим правцима

Слика 7.13 Регистровање натпритиска ударног таласа по једном правцу за различите
удаљености мерних сензора

Слика 8.1 Функција промене максималне вредности натпритиска за правац -45°

Слика 8.2 Функција промене максималне вредности натпритиска за правац 45°

Слика 8.3 Функција промене максималне вредности натпритиска за правац -90°

Слика 8.4 Функција промене максималне вредности натпритиска за правац 135°

Слика 8.5. Просторна промене максималне вредности натпритиска ударног таласа

Слика 8.6 Промене притиска ударног таласа по правцу 45° у временском домену

Слика 8.7 Промене притиска ударног таласа по правцу 90° у временском домену

Слика 8.8 Промене притиска ударног таласа по правцу 135° у временском домену

Слика 8.9 Промене притиска ударног таласа по правцу 45° у временском домену
применом пригушивача тип 1

Слика 8.10 Приказ параметара струјања CFD симулацијама

Слика 8.11 Упоредни приказ пропагације максималних вредности у функцији
растојања

Слика 8.12 Упоредни приказ пропагације максималних вредности у функцији
растојања по правцима

Преглед табела

- Табела 1.1. Брзина простирања звука у неким срединама
- Табела 3.1. Еквивалентне везе у електротехници, акустици и механици
- Табела 5.1. Полазни подаци за унутрашње-балистички прорачун
- Табела 5.2. Промена притиска у току истицања барутних гасова
- Табела 5.3. Акустичка капацитативност комора пригушивача тип 1
- Табела 5.4. Акустичка капацитативност комора пригушивача тип 2
- Табела 5.5. Акустичка индуктивност спојних канала пригушивача тип 1
- Табела 5.6. Акустичка индуктивност спојних канала пригушивача тип 2
- Табела 5.7. Вредности отпорности за слабљење сигнала
- Табела 5.8. Вредности слабљења сигнала према углу усмерености
- Табела 5.9. Вредности максималних натпритисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, без примене пригушивача
- Табела 5.10. Вредности максималних натпритисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, применом пригушивача тип 1
- Табела 5.11. Вредности максималних натпритисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, применом пригушивача тип 2
- Табела 6.1. Вредности максималних притисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, без примене пригушивача
- Табела 6.2. Вредности максималних притисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, применом пригушивача тип 1
- Табела 7.1. Карактеристике сензора РСВ 137А 24
- Табела 7.2. Карактеристике појачивача РСВ 494А21
- Табела 7.3. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу 45° за АП 5,56mm M21 без пригушивача
- Табела 7.4. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу 45° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 1
- Табела 7.5. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу 45° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 2
- Табела 7.6. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу - 45° за АП 5,56mm M21 без пригушивача
- Табела 7.7. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу - 45° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 1
- Табела 7.8. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу - 45° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 2
- Табела 7.9. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу - 90° за АП 5,56mm M21 без пригушивача
- Табела 7.10. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу - 90° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 1
- Табела 7.11. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу - 90° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 2
- Табела 7.12. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу 135° за АП 5,56mm M21 без пригушивача
- Табела 7.13. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу 135° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 1
- Табела 7.14. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу 135° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 2
- Табела 7.15. Стандардна девијација измерених вредности максималних натпритисака у процентима за АП 5,56mm M21 без пригушивача
- Табела 7.16. Стандардна девијација измерених вредности максималних натпритисака у процентима за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 1

Табела 7.17. Стандардна девијација измерених вредности максималних натпритисака у процентима за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 2

Табела 7.18. Средња вредност стандардне девијација по правцима у процентима

Табела 7.19. Средња вредност стандардне девијација по средствима у процентима

Табела 8.1. Упоредни приказ максималних натпритисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, без примене пригушивача

Табела 8.2. Упоредни приказ максималних натпритисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, применом пригушивача тип 1

Табела 8.3. Упоредни приказ максималних натпритисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, применом пригушивача тип 2

Табела 8.4. Упоредни приказ максималних притисака ударног таласа у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, без примене пригушивача

Табела 8.5. Упоредни приказ максималних натпритисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, применом пригушивача тип 1

Преглед ознака

A_{om}	- коефицијенти нормирања
A_n, B_n	- коефицијенти
$A_{nm}, B_{nm},$ C_{nm}, D_{nm}	- произвољни коефицијенти чије се вредности одређују Нормирањем
\vec{dA}	- површински вектор
a	- брзина звука за нумерички модел [m/s]
$a_{k(\beta)}$	- коефицијенти Фуријеровог реда
$b_{k(\beta)}$	- коефицијенти Фуријеровог реда
C	- капацитативност [F]
C_a	- акустичка капацитативност [$m^4 s^2/kg$]
C_m	- крутост [s^2/kg]
$C_{1\epsilon}$	- константа
C_2	- константа
c	- брзина звука [m/s]
c_p	- специфична топлота при сталном притиску [J/kg·K]
$c_{k(\beta)}^+$	- амплитуда нормалних таласа (опадајућих) [Pa]
$c_{k(\beta)}^-$	- амплитуда рефлектованих таласа [Pa]
c_v	- специфична топлота при сталној запремини [J/kg·K]
c_0	- брзина звука на 0 °C [m/s]
D	- дијагонална матрица
D	- домен флуида [m^3]
D_{kn}	- елементи дијагоналне матрице
\vec{d}	- вектор повезивање центара покретних ћелија површине f
E	- укупна енергија [J]
e	- унутрашња енергија [J]
F	- сила [N]
F	- вектор флукса
F_l	- масени флукс за фазу l [$kg/s \cdot m^2$]
f	- фактор под-релаксације
f_b	- специфичан рад барутних гасова [J/kg]
G	- вектор флукса
G	- функција филтера која одређује обим решених вртлога
G_b	- генерисана кинетичка енергија турбуленција због потиска [m^2/s^2]
G_k	- генерисана кинетичка енергија турбуленција због средњих брзина градијената [m^2/s^2]
H	- вектор флукса
$H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(kr)$	- функција Хенкела првог реда за полупеле чланове реда
$H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)$	- функција Хенкела другог реда за полупеле чланове реда
h_s	- енталпија [J]
I	- јачина електричне струје [A]
I	- јединична матрица

i	- ирационални број
J	- интензитет звука [W/m^2]
\mathbf{J}	- вектор извора (понора)
J_r	- интензитет звука за сферне таласе [W/m^2]
J_0	- интензитет звука у смеру осе [W/m^2]
J_ϑ	- интензитет звука под углом ϑ [W/m^2]
J_1	- Беселова функција првог реда
k	- фреквенција [Hz]
k	- турбулентна кинетичка енергија [m^2/s^2]
k	- скаларна вредност
k_1	- коефицијент облика барутног зрна [/]
k_{eff}	- топлотна проводљивост [$\text{J}/\text{kg} \cdot \text{K}$]
L	- електрична индуктивност [H]
l	- дужина исечка проводника [m]
l	- скаларна вредност
l	- линеарност претварача [/]
l'	- дужина ваздушног стуба [m]
M	- посматрана тачка у акустичком пољу
M_t	- турбулентни Махов број [/]
m	- енергетски коефицијент слабљења [/]
m	- маса [kg]
m	- маса пројектила [kg]
m_b	- маса барута [kg]
m_a	- акустичка индуктивност [kg/m^4]
\dot{m}_{qp}	- трансфер масе из фазе q у фазу p
\dot{m}_{pq}	- трансфер масе од фазе p до фазе q
N_{faces}	- број површина, који ограничавају ћелију
O	- нула матрица
P	- енергија у јединици времена (снага) [W]
P_a	- укупна акустичка енергија (снага зрачења извора) [W]
Pe	- Паклетов број
Pr_{SGS}	- међумрежни Прантлов број
P	- натпритисак барутних гасова [Pa]
P	- звучни притисак [Pa]
P_m	- максимална вредност натпритиска барутних гасова [Pa]
P_0	- притисак на одређеном растојању у смеру осе [Pa]
P_0	- притисак форсирања [Pa]
P_0	- вредност атмосферског притиска [Pa]
P_ϑ	- притисак под углом ϑ [Pa]
$p_n^{(m)}(\cos \theta)$	- придружене вредности функције Лежандра
$p_{n(2)}(r, \alpha)$	- сопствена функција притиска таласног проводника
Q	- наелектрисање [C]
\underline{Q}	- проток [m^3/s]
R	- радијус таласног проводника [m]

R	- отпорност [Ω]
R	- матрица расејања
R_a	- акустичка отпорност [kg/sm^4]
R_{az}	- отпорност акустичког зрачења извора [kg/sm^4]
R_g	- гасна константа [$\text{kg m}^2/\text{s}^3$]
R_m	- механичка отпорност [kg/s]
r	- растојање [m]
r_0	- полупречник барутног зрна [m]
r_p	- релативна грешка мерења пиезоелектричног претварача [/]
r_{poj}	- грешка мерења појачавача наелектрисања [/]
r_r	- грешка мерења регистратора [/]
r, θ, α	- сферне координате [m,rad,rad]
$\vec{r}_0, \vec{\theta}_0, \vec{\alpha}_0$	- јединични вектори сферног координатног система
S	- попречни пресек [m^2]
S	- средња вредност нивоа тензорског напрезања [N/m^2]
S_c	- попречни пресек цеви [m^2]
S_k	- дефинисани услов извора
S_e	- дефинисани услов извора
S_ϕ	- извор ϕ по јединици запремине
s	- осетљивост претварача [C/Pa]
s	- стандардна девијација [%]
T	- апсолутна температура [K]
T	- време [s]
T	- попречне компоненте вектора брзине честица барутних гасова
U	- напон [V]
U	- вектор решења
U	- x компонента брзине
\bar{u}_l	- усредњена вредност брзина фазе l [m/s]
u_l'	- релативна или флукутирајућа вредност брзине [m/s]
u_z	- брзина сагоревања барута [m/s]
u_{z0}	- јединична брзина сагоравања [m/Pa·s]
V	- запремина хелије [m^3]
V_0	- запремина [m^3]
v	- брзина [m/s]
v	- брзина пројектила [m/s]
v	- y компонента брзине
\vec{v}	- вектор брзине честица гаса
\vec{v}_m	- максимална вредност вектора брзине честица гаса
$\vec{v}_{n(2)}^z(r, \alpha)$	- сопствена функција вектора брзине таласног проводника
W_0	- запремина барутне коморе [m^3]
w	- z компонента брзине
X	- пређени пут пројектила [m]
X_u	- дужина цеви [m]
X_ψ	- сведена дужина барутне коморе [m]

Y_M	- повећање променљиве дилатације стишљивог флуида турбуленције на укупној дисипацији
y	- пређени пут пламена(сагорела дебелина барута) [m]
Z	- матрица импедансе
z	- уздужне компоненте вектора брзине честица барутних гасова
α	- коволумен барутних гасова [m^3/kg]
α_i	- запремина фракције [m^3]
α_q	- запремински удео флуида у хелији [/]
β	- индекс улазног пресека
$\Gamma(\vartheta)$	- карактеристик (фактор) усмерености [/]
Γ_n	- коефицијент распрострањања таласа у проводнику
Γ_i^k	- коефицијент дифузије [/]
Γ_{om}	- константа распрострањања сопствених таласа у цилиндричном акустичном таласном воду
γ	- фактор усмерености (директивности) [/]
γ	- експонент адијабате [/]
ε	- функција турбулентне дисипације [m^2/s^3]
θ	- коефицијент централне интерполације
θ	- однос специфичних топлота [/]
λ	- таласна дужина [m]
λ	- коефицијент топлоте [/]
λ_1	- коефицијент облика барутног зрна [/]
μ_i	- вртложна вискозност [Ns/m^2]
μ_{SGS}	- међумрежна вискозност [Ns/m^2]
ρ_b	- запреминска маса барута [kg/m^3]
ρ_i	- густина [kg/m^3]
ρ_0	- густина ваздуха [kg/m^3]
σ	- релативна сагоревајућа површина [/]
σ_k	- Прантлов број за k
σ_ε	- Прантлов број за ε
σ_{ij}	- напонски тензор међумолукуларне вискозности [N/m^2]
τ_{ij}	- међућелијски напонски тензор мреже [N/m^2]
ϕ	- преносна једначина скаларних вредности
$\tilde{\phi}_c$	- нормализована запреминска вредност
$\tilde{\phi}_f$	- нормализована површинска вредност
ϕ	- генеричка вредност
ϕ	- коефицијент фиктивности [/]
ϕ	- фазни померај између брзине и притиска [/]
ψ	- релативна сагорела маса барута [/]
Ω_{ij}	- брзина ротације тензора у односу на референтни систем [rad/s]
Ω_z	- ефективни просторни угао зрачења [rad]
ω	- кружна фреквенција [1/s]
ω_k	- угаона брзина [rad/s]

САДРЖАЈ

1. УВОД	1
1.1. Предмет истраживања дисертације	3
1.2. Преглед досадашњих истраживања	5
1.3. Историјски развој и принципи рада пригушивача пуцња за стрелјачка оружја	12
1.4. Основне полазне хипотезе	20
1.5. Научни циљ рада	20
1.6. Очекивани научни допринос	21
2. ОПИС РАДА ПРИГУШИВАЧА КАО АКУСТИЧКИ УРЕЂАЈИ	22
2.1. Појам звука	22
2.1.1. Брзина простирања звука	22
2.1.2. Интензитет звука	23
2.1.3. Тачкасти извор звука	24
2.1.4. Извори звука са усмереним зрачењем	25
2.1.5. Слабљење звука	27
2.2. Принцип рада пригушивача као акустички таласни трансформатори	28
2.2.1. Опис начина рада акустичких уређаја	29
2.2.2. Декомпозициони приступ описивања таласних процеса приликом образовања звука у акустичким системима	32
2.2.3. Математички модел стварања звука у пригушивачима и слободном простору	35
2.2.4. Примена математичког модела	39
3. ЕЛЕКТРОАКУСТИЧКЕ И ЕЛЕКТРОМЕХАНИЧКЕ АНАЛОГИЈЕ	41
4. НУМЕРИЧКЕ МЕТОДЕ ПРОРАЧУНА НЕСТАЦИОНАРНИХ ГАСОДИНАМИЧКИХ ПРОЦЕСА	48
4.1. Дискретизација простора	49
4.1.1. Метода коначних разлика	49
4.1.2. Метода коначних запремина	51
4.1.3. Метода коначних елемената	53
4.1.4. Метода карактеристика	54
4.2. Математичка интерпретација физичких појава струјања	54
4.2.1. Прилагођене форме основних струјних једначина за CFD	56
4.2.2. Вишефазна струјања флуида	59
4.2.3. Усредњене вредности Рејнолдсовог броја Навије Стоксових једначина (RANS)	59
4.2.3.1. Филтриране Навије-Стоксове једначине	60
4.2.4. Модел вискозности турбулентног струјања	61
4.2.4.1. Остварив (Realizable) $k-\varepsilon$ модел турбулене вискозности	61
4.2.4.2. Преносне једначине за оствариви $k-\varepsilon$ модел	62
4.2.4.3. Моделовање турбулентне вискозности	63
4.2.4.4. Константе модела	64
4.2.4.5. Моделовање турбулентних производа $k-\varepsilon$ модела	64
4.2.4.6. Ефекти стишљивости на турбуленције $k-\varepsilon$ модела	64
4.2.4.7. Моделовање топлотне проводљивости и масеног протока применом $k-\varepsilon$ модела	65

4.2.5.	Модел временске дискретизације вишефазног стујања флуида	65
4.2.5.1.	Стабилност прорачуна VOF модела	65
4.2.5.2.	Једначина запремине фракција	66
4.2.5.3.	Имплицитна шема	66
4.2.5.4.	Експлицитна шема	67
4.2.5.5.	Гранична интерполација	67
4.2.5.6.	Особине материјала	68
4.2.6.	Просторна дискретизација	68
4.2.6.1.	Urwind шема првог реда	70
4.2.6.2.	Шема на основу одржања енергије	70
4.2.6.3.	Urwind шема другог реда	71
4.2.6.4.	Шема централних разлика	71
4.2.6.5.	QUICK шема дискретизације	72
4.2.6.6.	MUSCL шема трћег реда	73
4.2.6.7.	Модификована HRIC шема	73
4.2.6.8.	Модел релаксације шема вишег реда	75
5.	МОДЕЛОВАЊЕ СИМУЛАЦИОНОГ ПРОЦЕСА УДАРНОГ ТАЛАСА ПРИМЕНОМ ЕЛЕКТРО-АКУСТИЧКИХ АНАЛОГИЈА И ДЕКОМПОЗИТНОГ ПРИСТУПА	76
5.1.	Креирање симулационог модела	76
5.1.1.	Унутрашњебалистички прорачун класичном методом	77
5.1.2.	Генерисање улазног сигнала	80
5.1.3.	Елементи комора	81
5.1.4.	Елементи канала	83
5.1.5.	Функција слабљења и фактор усмерености референтне тачке	84
5.1.6.	Симулациони модели и графички приказ	86
5.2.	Резултати симулација	87
6.	МОДЕЛОВАЊЕ СИМУЛАЦИОНОГ ПРОЦЕСА УДАРНОГ ТАЛАСА ПРИМЕНОМ CFD НЕСТАЦИОНАРНИХ ГАСОДИНАМИЧКИХ ПРОЦЕСА	89
6.1.	Креирање симулационог модела	89
6.1.1.	Просторна дискретизација применом Ansys Gambit 2.4	90
6.1.2.	Предпроцесинг применом Ansys Fluent 12.1	92
6.1.2.1.	Дефинисање просторне дискретизације и аутоматска адаптација мреже	93
6.1.2.2.	Дефинисање модела	94
6.1.2.3.	Дефинисање почетних и граничних услова	96
6.1.2.4.	Дефинисање функције промена унутар нумеричке мреже	98
6.1.2.5.	Контрола нумеричког прорачуна	99
6.1.2.6.	Праћење параметара нумеричког прорачуна	100
6.1.2.7.	Иницијализација параметара за прорачун	101
6.1.2.8.	Временска дискретизација прорачуна за нестационарне процесе	101
6.1.3.	Процесинг применом Ansys Fluent 12.1	102
6.1.4.	Постпроцесинг применом Ansys Fluent 12.1	103
6.2.	Резултати симулација	105
7.	МЕТОДА МЕРЕЊА НАТПРИТСКА УДАРНОГ ТАЛАСА ПУЦЊА СТРЕЉАЧКОГ ОРУЖЈА	117
7.1.	Опис методе мерења	117

7.1.1.	Развој сензора	117
7.1.2.	Креирање мерног система	120
7.2.	Грешке мерења	124
7.2.1.	Грешка претварача	124
7.2.2.	Грешка појачавача	125
7.2.3.	Грешка система за обраду	125
7.2.4.	Укупна грешка	125
7.3.	Резултати мерења натпритиска ударног таласа	126
8.	АНАЛИЗА МОДЕЛА И ДИСКУСИЈА РЕЗУЛТАТА	135
8.1.	Анализа добијених резултата применом симулационог модела базираног на електроакустичким аналозијама	135
8.2.	Анализа добијених резултата применом симулационог модела помоћу CFD Ansys Fluent 12.0	140
9.	ЗАКЉУЧАК	147
	ЛИТЕРАТУРА	150
	ПРИЛОЗИ	155
	Прилог 1: Резултати унутрашњебалистичког прорачуна класичном Методом Дроздова са корекцијом за позајмицу барутних гасова и периодом истицања из цеви АП 5,56 mm M21	156
	Прилог 2: Графички приказ резултата измерених током експерименталних испитивања са и без примене пригушивача за АП 5,56 mm M21	159

1. УВОД

Процес опаљења код класичног наоружања представља превођење потенцијалне хемијске енергије погонског пуњења-барута у остварени рад на покретању пројектила у затвореној цеви. За покретање-погон пројектила се користе хемијска једињења, која се услед спољашњег импулса могу самостално разложити из чврсте у гасовиту фазу егзотермном реакцијом, односно да се хамијски трансформишу у стабилнија једињења гасовитог агрегатног стања без додатног извора оксиданса, уз велико ослобађање топлоте-енергије.

Сам процес почиње иницирањем, односно довођењем топлотног имулса, који за савремене колоидне-малодимне баруте износи око 450 К. Код класичних оружја се топлотни имулс, неопходан за иницирање, добија коришћењем хемијских једињења осетљивих на механичке импулсе. Најповољнији за примену су се показали иницијални експлозивни, као што је олово-азид, а раније и живин-фулминат, који су основа сваке каписле метка за оружја-оруђа. Хемијска потенцијална енергија међумолекуларних веза се ослобађа сагоревањем чврсте фазе (барута) у гасовиту фазу (барутне гасове) уз ослобађање велике количине топлоте (за 1 kg барута је просечна вредност ослобођене енергије 2 до 5,7 MJ). Време трајања овог процеса у затвореном простору иза пројектила је кратко, свега 0,5 до 10 ms, уз велико убрзање пројектила (у границама од 200.000 до 300.000 m/s²) и високе притиске барутних гасова (250 до 350 МПа).

Научна дисциплина која се бави процесом опаљења и чији је основни задатак да за познато оружје-оруђе одреди законитост кретања пројектила и развој гасодинамичких карактеристика јесте Унутрашња балистика. Најбитнија карактеристика законитости кретања јесте брзина пројектила на устима цеви, која се, у зависности од улазних параметара (врсте и количине барутног пуњења, димензије цеви, масе пројектила и сл.) и намене оружја-оруђа, креће у границама приближно од 250 до 2000 m/s.

Мањи део енергије, добијен сагоревањем барута, се утроши на покретање пројектила и рад трзајућих делова оружја, свега 25% до 35%, а преостала унутрашња енергија барутних гасова се, након напуштања цеви, манифестује ударним таласом услед натпритиска барутних гасова у простору испред и око оружја, пропраћена пламеном и блеском.

Позната чињеница је негативно дејство натпритиска на устима цеви код класичног стрељачког наоружања, које се може осетити и на удаљеностима већим од 100 калибара оружја, па се због тога намеће потреба да се тачно процени његов интензитет. Пропратне појаве процеса опаљења су последица велике енергије барутних гасова. Оне се манифестују високим интензитетом натпритиска, високом температуром и великом брзином струјања гасова. Видљиве пропратне појаве на устима цеви су блесак, пуцањ и ударни талас. Пуцањ, као импулсни ударни талас из оружја, има много негативних утицаја на човека и окружење. Натпритисак ударног таласа се креће у границама од 0,1 до 0,9 bar, али је његово дејство на органе слуха и унутрашње органе веома велико. У најблажем облику дејства може да изазове конфузију и краткотрајни губитак слуха, док већи интензитети и већа учесталост излагања (карактеристично за оруђа великих калибара) могу да доведу до трајног оштећења унутрашњих органа и органа слуха до степена трајног инвалидитета.

За разлику од другог звука, ударни талас има високу енергију, ниску фреквенцију, импулсивност, јаку усмереност и велико распрострањање. Ударни талас на устима цеви је строго усмереног дејства.

Сам звук пуцња је комбинација више акустичких таласа насталих услед четири главне компоненте:

- ударног таласа истичућих барутних гасова иза пројектила, који се најчешће креће надзвучним брзинама,
- ударног таласа као последице надзвучног кретања пројектила,
- таласа насталог истискивањем ваздушног стуба из цеви испред пројектила и
- акустичких таласа као последице судара одређених делова оружја у процесу опаљења.

Коришћењем посебних уређаја на устима цеви, као што је пригушивач пуцња, део енергије барутних гасова се може редуковати, а самим тим и смањити интензитет ударног таласа. Основни задатак пригушивача је да неутралише или смањи прву компоненту насталог звука у току процеса опаљења, а да при томе не утиче, у великој мери, на почетну брзину пројектила.

Пригушење пуцња применом пригушивача може да се реализује на више начина: смањењем унутрашње енергије истичућих барутних гасова редуковањем излазне брзине и температуре или разбијањем струје барутних гасова и вртложењем.

Да би се правилно одредио интензитет ударног таласа код овако усмереног акустичког извора, неопходно је правилно дефинисање карактеристичних тачака у којима се симулира промена карактеристика, као и мерење на реалном моделу ради реализације компаративне анализе. Постоје различити приступи и симулациони модели који се могу користити у моделовању и идентификацији овако сложених нелинеарних и нестационарних динамичких процеса.

Пригушивач као сложен акустички уређај може се декомпозиционим приступом разложити на основне компоненте за које је лакше одредити све акустичке и гасодинамичке параметре. Рекомпозицијом и дефинисањем узајамних веза тако добијених саставних елемената може се добити одговарајући математички и гасодинамички модел, који реално описује појаве у сложеном акустичком и гасодинамичком систему - пригушивачу. Коришћењем електро-акустичких аналогја, могу се применом софтвера, као што су Multisim или Simulink, симулирати гасодинамичке појаве и процеси у овако сложеном систему. Овакав симулациони модел првенствено је намењен за предиктивна истраживања и у почетној фази конструисања новог акустичког уређаја - пригушивача.

У литератури је доказана примена URANS (*Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes equations* - Навије-Стоксове једначине за нестационарна струјања са усредњеном вредношћу Рејнолдсовог броја) у некој од комбинација турбулентног модела, који се могу применити за нумеричке симулације оваквих процеса, коришћењем одговарајућег CFD (*Computation Fluid Dynamics* - рачунска динамика флуида) софтверског пакета.

Као улазни параметри, за било који симулациони модел, узимају се гасодинамичке карактеристике струја барутних гасова приликом истицања на

устима цеви, добијени унутрашње-балистичким прорачуном за конкретно оружје и конкретну муницију.

Примарни задатак овог рада је израда симулационих модела ударног таласа стрељачког оружја без и са пригушивачем. Симулациони модели су конципирани на електо-акустичким аналогџама и примени декомпозиционог приступа, односно применом CFD софтверског пакета. Ради верификације резултата симулације потребно је израдити експерименталне моделе пригушивача. Мерењем параметара на експерименталним моделима добијене су реалне вредности натпритисака у изабраним карактеристичним тачкама око уста цеви оружја. Анализа резултата показује оправданост симулационих модела и њихове примене у пројектовању пригушивача, за различите типове стрељачког наоружања. Симулација процеса је првенствено оправдана због економичности, јефтинија је и не захтева израду модела, коришћење мерне опреме и спречавају се евентуалне повреде чланова екипе за испитивање. Поред наведеног, симулација даје излазне резултате прорачуна уз једноставну измену конструктивних параметара, распореда комора унутар пригушивача и димензија.

1.1. Предмет истраживања дисертације

Ударни талас истичућих барутних гасова представља поље прелазне балистике и као такав није довољно математички описан и истражен. Унутрашња балистика се бави процесима деловања барутних гасова на пројектил, а не ширењем ударног таласа у свим правцима око уста цеви. Подручје спољње балистике, бави само летом пројетила, односно његовом стабилношћу без утицаја погонског гаса на дно пројектила. Досадашња истраживања феномена смањења натпритиска око уста цеви дају углавном емпиријске и полуемпиријске законитости засноване на експерименталним испитивањима. Негативно дејство ударног таласа се не може у потпуности елиминисати, али се интензитет ударног таласа може редуковати применом различитих гасних уређаја на устима цеви оружја. Област пројектовања пригушивача, као гасних уређаја који у највећој мери редукују интензитет ударног таласа, је тешко доступна и непотпуна у литератури, пошто је њихова примена, због могућих злоупотреба нелегалних организација и појединаца, ограничена и декларисана одређеним степеном тајности. Примена пригушивача је првенствено намењена за специјалне јединице оружаних снага.

Модели, који описују процес истицања барутних гасова кроз гасни уређај на устима цеви и смањење интензитета ударног таласа око цеви оружја нису у потпуности дефинисани. Сви модели описани у доступној литератури засновани су на одређеним апроксимацијама и упрошћењима и применљиви су за одређену врсту пригушивача као гасног акустичког уређаја. Универзални симулациони модел не постоји.

Примарни задатак истраживања ове дисертације је математичка интерпретација промена гасодинамичких параметара ударног таласа, насталог истицањем барутних гасова на устима цеви, у пољу око цеви оружја након опаљења, са и без примене пригушивача.

Уколико се процес промена параметара ударног таласа посматра као акустичка појава, може се у теоријском смислу математички описати. У овом случају пригушивач пуцња представља акустички таласни трансформатор, чија је улога да изврши редукацију примарне акустичке карактеристике, која у основи представља натпритисак истичућих барутних гасова. Због малих димензија

излазног пресека цеви оружја, односно пригушивача пуцња, у акустичком смислу се исти поистовећују са тачкастим звучним извором строго усмереног дејства. Промена таласних карактеристика у пољу око цеви оружја се према законитостима акустике могу одредити функцијом слабљења у односу на еквидистанцу и фактор усмерености. Овакав приступ описивања представља аналитички модел, за који се могу применити електро-акустичке аналогije у циљу упрошћења прорачуна. На основама ове математичке интерпретације, уколико се примени декомпозициони приступ за пригушивач као акустички трансформатор, могуће је креирање симулационог модела промене параметара ударног таласа у пољу око цеви оружја.

Истицање барутних гасова у процесу опаљења представља сложени гасодинамички процес, који се описује системом диференцијалних једначина Навије-Стокса за нестационарна, нехомогена и нелинеарна струјања. Решавање система једначина је комплексно и углавном се за одређивање вредности промена гасодинамичких параметара примењују нумерички модели прорачуна. Нумерички CFD модели, базирани на методи коначних запремина, су најшире примењивани физички засновани модели за одређивање карактеристике сложених струјања гасова, конципирани углавном на RANS математичком моделу. Поред нумеричког модела у овој дисертацији је математички описан и модел турбулентне вискозности - оствариви $k-\varepsilon$ модел, као и временска дискретизација вишефазног струјања - VOF-volume of fraction са имплицитном променом нумеричке шеме, која је према препорукама у литератури[71] погодна за описивање ударних таласа. У литератури се за симулацију нестационарних, нехомогених и нелинеарних струјања, на основу нумеричких прорачуна могу пронаћи примене разних комерцијалних софтвера, у зависности од афинитета аутора (углавном Fluent, Discontinuous Galerkin Code (DG), CFD-FASTRAN и други). У овом случају је за симулациони модел примењен комерцијални софтвер Ansys Fluent 12.0 са имплементираним математичким моделима нумеричког прорачуна.

Иако предмет истраживања није био дефинисање оптималних параметара пригушивача пуцња, ради верификације квалитета математичких интерпретација и њихова примена у симулационим моделима, пројектована су и направљена два модела пригушивача. Дефинисана је и методологија регистровања промене примарног гасодинамичког параметра у пољу око оружја у току процеса опаљења.

Сам рад садржи 9 поглавља са следећим садржајем:

1. Увод

У овом поглављу, осим наведених досадашњих истраживања и предмета рада, приказан је и историјски развој пригушивача, као и модели и принципи редукције.

2. Опис рада пригушивача као акустичких уређаја

У другом поглављу дефинисана је сама природа звука, сви елементи који се јављају у току процеса опаљења и представљају изворе звука, као и то од којих се све компоненти састоји сложени звук у току опаљења. Дефинисан је и принцип рада пригушивача, као акустички уређај-трансформатор. Декомпозициони принцип је детаљно математички описан, при чему су дате и смернице за његову примену.

3. Електроакустичке и електромеханичке аналогije

У трећем поглављу су приказане електро-акустичке и електро-механичке аналогije, као и евентуалне примене у моделовању паралелних симулационих модела.

4. CFD нумеричке методе прорачуна нестационарних гасодинамичких процеса

У овом поглављу су приказани нумерички модели, који имају примену у савременим CFD алатима за нестационарне гасодинамичке процесе.

5. Моделовање симулационог процеса ударног таласа применом електро-акустичких аналогija и декомпозитног приступа

У овом поглављу је приказан симулациони модел на бази електро-акустичких аналогija и декомпозитног приступа, коришћењем Multisim софтвера и представљени су резултати симулације.

6. Моделовање симулационог процеса ударног таласа применом CFD нестационарних гасодинамичких процеса

Ово поглавље приказује симулациони модел на бази CFD ANSYS Fluent софтвера, као и резултате симулације.

7. Метода мерења натпритиска ударног таласа пуцња стрелачког оружја

У овом поглављу су представљени модели пригушивача и описана је метода мерења. Приказани су и резултати мерења на реалним моделима.

8. Анализа модела и дискусија резултата

У овом поглављу извршена је анализа резултата добијених симулационим моделима и њихова поређења са експерименталним. Сам приказ резултата је детаљно дискутован и дата су одговарајућа објашњења.

9. Закључак

У закључку су потврђене постављене хипотезе, наглашен је научни допринос ове дисертације и дате су смернице за даља истраживања.

1.2. Преглед досадашњих истраживања

Досадашња истраживања су показала да ниво натпритиска зависи од конструкције и положаја оружја, карактеристика барута и пројектила и услова опаљења. Уочена је потреба да се тачно процени величина натпритиска на устима цеви код класичног стрелачког наоружања, будући да је познато његово негативно дејство које се осети на удаљеностима већим од 100 калибара. Ударни талас може да повреди људе и нанесе мања оштећења материјала. Због тога је важно да се, за нова или модификована оружја, предвиди ниво натпритиска ударног таласа пре него што се употебе.

Уопштавањем и проширењем рада Schmidt-а, Истраживачка лабораторија америчке војске (раније BRL - Балистичка истраживачка лабораторија) [1] је развила предикциони метод за уређаје на устима цеви. Он је базиран на прикупљеним експерименталним подацима о уређајима на устима цеви за растојања 10 до 50 калибара од уста цеви [2, 3, 4]. Овај приступ је, такође, заснован на вези између решења проблема променљиве енергије ударног таласа и ударних таласа иза симетричних иницијалних пуњења. Коришћењем

димензионалне анализе, Baker [5] добија дужину скалирања t' . Ова дужина зависи од притиска на устима цеви, излазне температуре погонског гаса и угла простирања. Равански простор од уста цеви, подељен дужином скалирања, користи се као универзално независна променљива за одређивање максимума натпритиска. Слободни параметри су генерисани димензијском анализом и одређују се најмањим квадратним одступањима података. Резултанта, која претпоставља слободно поље простирања ударног таласа испред уста цеви, се симулира на рачунару и може се применити за површински ударни талас, у циљу добијања одговарајућих притисака.

Други аутори су истраживали ударни талас на великим растојањима. Тако су SooHoo and Moore [6] примарно истраживали различите бродске топове са подацима за раздаљине од 20 до 110 калибара од уста цеви. Они су добили профил притисака у зависности од калибара оружја од 40 до 203 mm, као и за америчке топове М3 и М197 калибра 20 mm.

Коришћењем података [6], Pater [7] је истраживао промену релативне угаоне расподеле натпритиска испред уста цеви у зависности од растојања. Максимум звучног таласа је приближно за 23 dB већи у основном правцу дејства у односу на задњи део ударног таласа мерен на удаљености 20 калибара од уста цеви за бродски топ 125 mm, док у удаљеном пољу разлика опада на 14.3 dB.

Schomer, Little и Hunt [8] су за различита оруђа (од минобацача до тенковских топова) установили разлику у максималним вредностима звучног таласа, у интервалу од 14 до 18 dB, на већим удаљеностима. Kietzman, Fansler и Thompson [9] су добили податке за тенковски топ 105 mm и закључили да се угаона дистрибуција јачине ударног таласа мења са растојањем. Оригинални модел Fansler-а и Schmidt-а [10] претпоставља непроменљивост дистрибуције ударног таласа са растојањем. Касније је, међутим, та претпоставка оповргнута применом савремених мерних уређаја, који потврђују јаку усмереност оваквих звучних извора.

Пошто енергија на устима цеви расте, интензитет импулсног таласа се оцењује у складу са тим. Познато је да пуцањ, као импулсни ударни талас из оружја, има много негативних утицаја на људске органе и окружење. За разлику од другог звука, ударни талас има високу енергију, ниску фреквенцију, импулсивност, јаку усмереност и велико распростирање. Звук пуцња може да се разложи на три компоненте: ударни талас барутних гасова, ударни талас изазван летом пројектила и детонациони талас експлозије при удару пројектила у мету [11]. Ударни талас на устима цеви је строго усмереног дејства. Ниско-фреквентна компонента (од ове три компоненте) се може простирати на растојањима од неколико километара, и доводи до настанка знатно високог нивоа буке. Основне карактеристике ударног таласа су висока амплитуда и кратко време трајања. За конструисање уређаја на устима цеви у циљу да смање интензитет буке, осим теоријских разматрања акустичких система и симулација, неопходне су и практичне и експерименталне провере.

Zhangxia Guo са својим сарадницима је разматрао ударни талас за противавионски топ 35 mm [12]. Барутни гасови под великим притиском убрзавају пројектил до напуштања уста цеви, након тога експанзијом стварају ударни талас, који се манифестује звучним праском високог интензитета. Док се повећава енергија из уста цеви, такође ниво звучног импулса расте пропорционално. Добро је познато да звучни импулс од оружја има многе негативне утицаје, а посебно оштећење људског тела и околине. За разлику од другог звука, импулсни звук има високу енергију, ниску фреквенцију,

импулсивност, јаку усмереност и пропагацију високог домета [13, 14]. Звучи опаљења се могу разложити на ударни талас на устима цеви, звук пројектила и звук експлозије пројектила на мету треће категорије [15]. Ударни талас на устима цеви и звук пројектила имају јаку усмереност. Компонента ниске фреквенције је у највишем делу области трећег ударног таласа који се шири на даљини од неколико километара, значајно утичући на високе нивое буке.

Сагоревањем барута у цеви оружја долази до нагле експанзије гаса и повећања притиска, који убрзава пројектил приликом проласка кроз уста цеви. Притисак барутних гасова се манифестује у облику ударног талас на устима цеви. Овај ударни талас поседује две главне особине које га разликују од обичне буке: високу амплитуду и кратко трајање. За оружје великог калибра, дужна трајања позитивног импулса је неколико милисекунди, а за оружја малог калибра мање је од 0,5 милисекунди.

Главна карактеристика звука приликом опаљења је звучни импулс. Пошто се главни натпритисак не може удаљити од пројектила због своје надзвучне брзине, звучни талас се развија у експанзивно конусни ударни талас.

Редукција ударног таласа на устима цеви је веома важна за конструкцију оружја-оруђа. За оружја великог калибра, смањење натпритиска првенствено је битно да ублажи дејство ударног таласа на околину. Конструкција гасне кочнице на устима цеви, на основу теорије о средствима редукције интензитета буке, значајно зависи од експерименталних и емпиријских података.

Надпритисак ударног таласа на устима цеви угрожава стрелца и другу опрему, а прашина која се ствара омета нишањење и смањује прецизност. Због тога се мора регулисти ширење ударног таласа на устима цеви у удаљеном пољу и простирања таласа у пољу натпритиска. Већина научника за ту сврху користи емпиријске или аналитичке методе.

У овом случају изабран је противавионски топ калибра 35 mm. CFD прорачун је базиран на осно-симетричном стандардном $k-\epsilon$ турбулентном моделу и Навије-Стиковим једначинама. Гасна кочница је постављена на уста цеви. Упоредивани су интензитети натпритиска у различитим тачкама средине, за модел са и без гасне кочнице. Анализом натпритиска, CFD прорачуном, код модела са гасном кочницом се расипа велика количина енергије барутних гасова и смањује натпритисак приближно 74 % у односу на модел без гасне кочнице. Ова студија доприноси разумевању карактеристика ударног таласа и нуди добру методу применом CFD алата за моделовање и конструкцију гасних кочница.

Shi-Wei Lo и сарадници су разматрали примену CFD нестационарне осносиметричне моделе, за имплицитне шеме, примена LES-а (large Eddy simulation-симулација великих вртложења) и FW-H (Ffowcs-Williams и Hawking) акустички модел за пројектовање различитих типова пригушивача пуцња и фреквентну анализу звучних таласа [16]. У раду наводе да је за војника на бојном пољу, нарочито за снајперисту, редукција звука током гађања од велике важности. Код пуцња ударни талас на устима цеви, настао експанзијом гаса, главни је звучни извор. Унутрашња енергија барутних гасова, насталих хемијском реакцијом, који се интензивно шире из цеви оружја, стварају прасак и бљесак у временском интервалу од свега неколико милисекунди. Нагло истицање пропеланта (барутних гасова) доводи до турбулентног мешања са ваздухом из окружења. Док пројектил пролази кроз уста цеви, главни ударни талас настаје током његовог лета надзвучном брзином. Истичући погонски гас генерише нормални и ударни талас. Надзвучни пројектил ствара акустички ударни талас, који се распростире ван путање метка. Ударни талас се шири у

облику купе иза пројектила, а врх таласа који се креће брзином звука иде изван фронта.

Звучни импулс је краткотрајан и јавља се као последица наглог ослобађања енергије у атмосферу. Импулси обично зависе од геометрије и димензија извора. Да би се спречило ширење гасова, који нагло експанзијом стварају надзвучни талас иза испаленог метка, пригушивач звука се поставља на уста цеви оружја. Постављање пригушивача пуцња на уста цеви треба да смањи звук који се јавља након опаљења, да би се избегло уочавање стрелца од стране непријатеља. Велика је предност имати пригушивач пуцња, који ће да редукује буку. Пригушивачи се обично састоје од низ преграда у цилиндру постављеном у продужетку цеви, који утиче да гасови своју енергију шире у затвореном простору. Посебна пажња је посвећена дефинисању стујних поља на устима цеви. Hudson и остали [17] су осмислили пригушивач да би упоредили експериментално добијене резултате из литературе са онима добијеним CFD методом за пригушење звука током опаљења. По правилу звучни импулс оружја малог калибра се концентрише у фреквентном опсегу од 500 до 1000 Hz, док се звучни импулс оружја великих калибара налази у нискофреквентном опсегу мањем од 200 Hz [18]. Многа истраживања посвећена моделовању пригушивача су усмерена ка промени фреквенције звука током опаљења [19, 20, 21].

Звучни таласи имају много мању енергију у односу на извор - проток флуида на устима цеви, пошто се услед вртложења губи велики део енергије, односно као топлота се предаје окружењу. Велики изазов је предвидети сваки од струјних феномена и симулирати звучне таласе нумерички. Последњих година, коришћени су разни приступи, укључујући директни метод [22, 23] у оближњем пољу, интегрални метод у оближњем пољу и метод широког појасног извора звука [24, 25], који повећава локални допринос укупној звучној јачини генерисана протоком. Интегрални метод прорачунава проток у оближњем пољу, које је добијено из једначина одговарајућих нестационарних турбуленција, да би се предвидео звук помоћу аналитички изведених интегралних решења таласних једначина [26, 27]. Одговарајуће звучно поље је добијено помоћу Лајтхилове једначине [28]. Опаљење генерише комплексан физички феномен у протоку на устима цеви, који укључује хемијску реакцију запаљивих гасова и пролазном интеракцијом између ударног таласа и млазног протока гасова. Пошто су промене на устима цеви полазни подаци прорачуна за тачке у удаљеном акустичком пољу, у раду [24] су примењене једначине стања гаса у комори и LES нумеричка метода. Примењен је модел средњених вредности хелија за методу коначних елемената. Симулирано је пет различитих случаја, укључујући пушку без пригушивача, као и примена четири различитих типова пригушивача, а затим је вршено поређење и анализа стварања ударног таласа у току опаљења. Задатак је био изабрати најбољи модел пригушивача пуцња, а као најповиљнији је одабран петокорни пригушивач са равним преградама. Усвојен је имплицитни модел времена за осносиметричне, нестационарне, LES и FW-N решење једначина струјања. За просторну дискретизацију, коришћена је *upwind* нумеричка шема другог реда. За нумерички домен је примењен модел динамичке мреже, која се временски адаптира. Резултати добијени за поље протока на устима цеви и за звук у удаљеном пољу су упоређени са измереним вредностима и са снимљеним шадографом, где су се показала добра поклапања. Наведени симулациони модел добро описује интеракцију и пропагацију ударног таласа у коморама пригушивача и поља око уста цеви. Резултати су приказани функцијом притисак-време у одбраним тачкама за сваки модел пригушивача,

као и функцијом притисак-вектор брзина у пригушивачу. Поређени су и генерисани звуци у удаљеном пољу током опаљења, који су описани јачином звучног притиска и фреквенцијом.

У раду [24] је дефинисана методологија звучног импулса да би се анализирила и упоредила својства редукције интензитета звука применом пригушивача. Ефекти редукције дају процену у односу на ризик од оштећења слуха у близини извора звучних импулса. Поље протока на устима цеви и бука у току опаљења су поређени са експерименталним резултатима. SPL (Sound pressure level -Интензитети звучног притиска) су упоређивани у удаљеном пољу са оружјима опремљеним различитим врстама пригушивача. Модел LES и адаптивних динамичких мрежа су коришћени у одређивању извора звука. Коришћен је FW-H модел за одређивање SPL у удаљеном пољу. Промена облика и запремине комора пригушивача у одређеној мери могу променити фреквенцију и смањити интензитет звука у току опаљења. Тешко је симулирати апсолутну SPL код 2D и осно-симетричном моделу, услед потребе да се одреди корелација дужина структуре турбулентног ступања. Предложени физички модел и нумеричке симулације коришћене у раду [24] се могу проширити за примену код 3D модела и комплексних геометрија пригушивача.

Nafizur Rehman и остали су разматрали пројектовање пригушивача за оруђа великог калибра, вршећи компарацију са раније измереним подацима [29]. У раду наводе да се током опаљења тенковског топа ствара звучни притисак високог интензитета у облику ударног таласа на устима цеви. Сагоревање барута унутар цеви оруђа ствара наглу експанзију гасова. Овако велика експанзија и повећање притиска гасова убрзава пројектил кроз уста цеви, стварајући након тога ударни талас. Као резултат овог ударног таласа високог интензитета чује се импулсивни звук. У поређењу са другим звуком, импулсивни звук има неколико посебних и различитих особина, као што су ниска фреквенција, јака усмереност и велика пропагација.

Ударни талас на устима цеви, одбацивање заптивних кошуљица (код поткалибарних пројектила), лет пројектила и експлозија пројектила на мети су главни фактори који стварају звук високог интензитета. Главни извори импулсивног звука током опаљења су ударни талас након експанзије барутних гасова из цеви оружја и експозија приликом удара пројектила на циљ.

Звук пуцња из оружја је високо усмерен, па је зато звучни ефекат на локацијама испред оружја за око 15 dB виши него на еквидистантним локацијама иза оружја. Звук кретања пројектила се јавља искључиво испред оружја, у области одређеном надзвучном брзином кретања. Овај звук је локализован ближе оружју ако је зрно нестабилно приликом лета тако да брже успорава до подзвучних брзина [30, 31]. На основу неких експерименталних истраживања, нивои буке услед протока великог притиска током експлозије пројектила на циљ се могу чути на отприлике 15 km од места испаливања на нивоу 90 dB.

Пригушивачи се користе да би се смањио звук ударног таласа на устима цеви. Пригушивачи морају бити посебно дизајнирани, тако да дозвољавају гасовима да се правилно шире у комори и да се максимално смањи притисак истичућих барутних гасова. Редукција звука се генерално повећава са повећањем унутрашње запремине комора и броја преграда, али само до одређеног нивоа.

Пригушење, такође, зависи од дужине коморе, места где се поставља пригушивач и укупне величине пројектила. Смањење ударног таласа на устима

цеви је важно и за оружја малог и за оружја великог калибра. У случају система оружја великих калибара дизајн пригушивача се ослања на експериментални рад и употребу емпиријских података [32]. У овој студији коришћен је пригушивач са три преграде за тенковски топ калибра 120 mm K1A1. За процену, пројектовање и симулацију резултата коришћени су софтвери Gambit и Fluent CFD. Симулирани резултати притиска и нивоа звучног притиска на различитим тачкама унутар пригушивача и на различитим тачкама у околној средини су прикупљени и упоређени са резултатима на истим тачкама без коришћења пригушивача. CFD методом је описана анализа притиска импулсног звука и слабљење звучног притиска који се добија приликом опаљења оружја великог калибра. Употребом пригушивача са три преграде, на устима цеви, натпритак се редукује око 90% , а јачину звука око 20 dB у односу на случај када пригушивач није коришћен. Резултати ове студије омогућавају разумевање карактеристика ударног таласа, као и боље пројектовање пригушивача за веће калибре.

Jiang Xiao-Nai и остали коаутори у раду [33] наводе да су ударни талас, јака пропагација, интензивна бука и други ефекти уобичајени у близини уста цеви када пројектил, убрзаван високом температуром и високим притиском погонског гаса, напушта цев. Ове појаве могу изазвати повређивање посаде оруђа и оштећење околне средине а утичу и на прецизност гађања. Од велике је важности истражити струјање гасова на устима цеви за побољшање перформанси постојећег и пројектовање новог оружја. Још увек су у развоју истраживања, која се односе на ова прелазна суперсонична струјања високог интензитета, са високим степеном дисконтинуитета, хемијском реакцијом и великом брзином пројектила [34, 35, 36, 37, 38, 39]. Као добра алтернатива се показао CFD метод [36, 37, 39], узимајући у обзир трошкове експеримента, потенцијалну опасност, као и доступност мерних уређаја.

Sauzac и остали аутори [40] су користили FREIN код базиран на 2D Ојлеровим једначинама и TVD (варијацији тоталног умањења) нумеричкој шеми за симулацију прекурсора ударног таласа у граничном слоју око пројектила и струјања пропеланта у гасној кочници. Симулиран је такође процес раздвајања APFSDS (*Armour-piercing fin-stabilized discarding-sabot*-заптивног прстена поткалибарних пројектила) [41].

Jiang [36, 42] користи Ојлерове једначине за осносиметричне моделе са нумеричком шемом другог реда контролисане дисперзије и покретном мрежом покретног пројектила за симулацију ударног таласа са различитим брзинама пројектила и различитим силама трења пројектила и цеви. Гранични услови на устима цеви дефинисани су коришћењем 1D нумеричког кода заснованог на аналозији поступка кретања клипа. Почетни услови и сила трења су дефинисани на основу усвојених претпоставки. То се односи на брзину и позицију пројектила, везане датим вредностима у почетној фази. Претпоставља се да се прекурсор ударног таласа формирао пре него што је пројектил напустио уста цеви, а да се ударни талас протока барутних гасова може рачунати према стандардном адијабатском моделу. Промена сила трења се добија променом односа притиска испред и иза пројектила.

Sleg је користио комерцијални софтверски алат Fluent 6.1 (за невискозни солвер другог реда) и DGM (discontinuous Galerkin method - Галеркин метод дисконтинуитета) за симулацију истицања гасова на устима цеви, не узимајући у обзир кретање пројектила [37]. Поређења са експерименталним шадографом (7,62 mm НАТО-пушка Г3) су показала да резултати прекурсора одговарају

експерименталним и да се добро поклапају. У овом раду није приказан карактер промене у пољу око цеви оружја, односно у неком карактеристичним тачкама.

Dayan и Touati Cler [39] су поделити прорачун истицања из цеви у две фазе. У првој фази се прорачунавају притисак и температура, као и кретање пројектила преко интерног прорачуна балистичким софтверским пакетом IBHVG2, док се у другој фази прорачунава кретање пројектила у спољашњем окружењу методом коначних запремина у CFD-FASTRAN солвер пакету. Остварена су добра поклапања симулираних и експерименталних резултата у обе фазе.

Трепаніег и остали су Симулирали интегрални процес од мировања до покретања пројектила услед високог притиска погонског гаса надзвучном брзином преко граничне зоне прекурсора, коришћењем динамичких мрежа и променљивих услова за ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian – Арбитрарне Лагранж-Ојлерове) једначине [43] и нумеричке методе Roe другог реда. Динамички процес детаљније разматра компоненте истицања на устима цеви у односу на предиктивне податке који се обично користе. Резултати нумеричких симулација приказују јаку интеракцију прекурсора и примарног тока барутних гасова и пројектила, што у симулацији омогућава јасну идентификацију прекурсора, таласног лука и ударни талас на устима цеви. Детаљно су разматрани и анализирани подаци интеракције ударног таласа, вртложења, дифракције и концентracије таласа, као и остали елементи који утичу на убрзање пројектила. Идентификација елемената истицања на устима цеви је важна и има практичну примену у војној индустрији.

Kuk-Jeong Kang и остали [44] су разматрали употребу нумеричких симулација за поређење редукције ударног таласа применом пригушивача пуцња, како код система оружја малих, тако и код система оружја великих калибара. Као основни модел за тродимензионално, нестационарно, стишљиво и турбулентно струјања током опаљења оружја се могу применити RANS једначине. Ове једначине се могу трансформисати у цилиндрични координатни систем, који је применљив за суперсочне таласе и пројектовање пригушивача. За анализу је примењен метод коначних разлика, применом Roe's upwind нумеричке шеме за просторне деривативе и централна шема другог реда за одређивање услова вискозности. Примењена је техника multi-block grid (вишекомпонентне мреже) за описивање компликоване геометрије на устима цеви. Тачке у преклопљеним пољима су димензионисане са преклапањем да би се сачувао конзервативни модел флуксева на целој мрежи. Унутрашњост цеви оружја је на почетку испуњен гасовима високог притиска и високе температуре. Ударни талас се формира на устима цеви. Примењени су гранични услови за зид као адијабатски вискозни модел (без клизања). Гранични услови примењени на улазу и излазу су базирани на Riemann инвариантном моделу. Примена експерименталних података и симулација има за циљ да дефинише сложено надзвучно струјање и редукцију импулсивног звука. Развијен је нумерички солвер за анализу високог притиска надзвучног ударног таласа. Симулирано је више модела пригушивача и према прорачунима за пригушивач са три коморе је редукција око 42 dB интензитета звука. Код реалних испитивања је установљен најбољи модел за редукцију звука на свим фреквенцијама, али је тај експеримент изведен са стрелачким оружјем. Разматрајући карактеристику ударних таласа, модел нуди добру основу за предиктивно пројектовање пригушивача пуцња код система оружја великих калибара.

Од аутора са ових простора, ова проблематика је слабо разматрана, односно мали је број аутора који се бавио подручјем прелазне балистике. Аутори су се

углавном бавили математичким моделима развоја гасодинамичких карактеристика барутних гасова унутар комора пригушивача и одређивањем оптималних комбинација и димензија.

Слободан Орашанин је дефинисао математички модел промена гасодинамичких карактеристика струја барутних гасова, кроз коморе експанзионог осмокоморног пригушивача за АП 7,62 mm М70 [79]. У свом магистарском раду је разматрао утицаје промена гасодинамичких карактеристика за различите врсте муниције, као и утицај конструктивних параметара на интензитет притиска унутар комора пригушивача. Свој рад је базирао на класичној аналитичкој теорији истицања флуида из резервоара.

Мирко Кукољ је осим теоријских модела принципа рада пригушивача пуцња, извршио детаљна експериментална испитивања за пиштољ 7,65 mm М70 [80]. Током експерименталних испитивања на реалним моделима вршио је мерење притиска у коморама пригушивача, регистровао је почетне брзине пројектила и ниво јачине звука. Ниво јачине звука је регистровао уређајем за мерење нивоа буке, односно микрофоном на једном мерном месту. Након реализације факторског плана и обимних експерименталних истраживања је дефинисао и израдио оптимални модел пригушивача за пиштољ 7,65 mm М70.

Неопходно је напоменути да се пригушивачи пуцња за стрелачка оружја израђују у наменској индустрији наше земље. Резултати полигонских испитивања су делимично доступни и непотпуни, а методологија пројектовања представља пословну тајну.

1.3. Историјски развој и принципи рада пригушивача пуцња за стрелачка оружја

Први пригушивачи, односно уређаји за редукцију интензитета звука, су се појавили још крајем 19. века, након проналаска малодимних барута. Први регистровани патент усвојен је 1900. године од стране америчких проналазача Reade Washington и Alfred Capu. Они су патентирали једнокоморни пригушивач на бази експанзије гаса постављен на уста цеви. Почетком 20. века је започела прва серијска производња пригушивача. У САД-у се конструктором првог успешног серијски произвођеног пригушивача сматра Хајрам Перси Максим, син Хајрама Стивенса Максима, конструктора митраљеза "Максим", чији је патентни захтев усвојен 30. марта 1909. године.

Прве уређаје за редукцију интензитета звука нису користиле војне јединице већ ловци. Бешумност је пружала могућност да се не узнемири ловина приликом промашаја и тиме се повећавала шанса да се поново гађа. Нешто касније ови уређаји су почеле да користе и криминалне организације. Убрзо затим многе земље су увеле законске рестрикције продаје и поседовања оваквих уређаја. САД су 1934. године законом NFA (National Firearms Act-Национални документ о оружју), а допуном 1968. године законом GCA (Gun Control Act-Документ о контроли оружја) дефинисале првенствено забрану, а касније и регулисали употребу оваквих уређаја [45].

Сам звук пуцња је склоп више звучних таласа, односно резултујућа је компонента више таласних извора. Звучни талас се састоји од четири главне компоненте и то:

1. Примарна компонента звука пуцња настаје услед ударног таласа натпритиска барутних гасова истичућих из цеви оружја иза пројектила и уједно

је доминантна. Температура и притисак барутних гасова су многоструко већи од средине у коју се шире након изласка на устима цеви, а та унутрашња енергија барутних гасова се манифестује као ударни талас надзвучне брзине.

2. Друга компонента је карактеристична за оружја са надзвучним брзинама пројектила. Јавља се као последица надзвучног кретања, односно пробијања звучног зида. Надзвучним брзинама се крећу пројектили испалени из већине савремених пиштоља и свих пушака. Ова компонента звука се може отклонити уколико се почетна брзина пројектила редукује у подзвучно подручје. Код пиштоља се то постиже скраћивањем дужине цеви (сличан ефекат се постиже уколико се цев на одређеним сегментима перфорира да би барутни гасови могли да пролазе кроз перфорације). Код пушака се користе специјалне врсте муниције са смањеним пуњењем или такозвани бешумни меци. Ова компонента је строго усмерена и много је нижег интензитета у односу на примарну.

3. Трећа компонента настаје истискивањем ваздушног стуба у цеви испред пројектила и барутних гасова који су прошли кроз зазоре између цеви и пројектила. Утицај ове компоненте је такође јако мали имајући у виду малу запремину цеви оружја.

4. Четврта компонента се јавља као последица кретања одређених делова оружја и механичких судара делова оружја. Ову компоненту звука је могуће елиминисати одређеним модификацијама и коришћењем савремених композитних материјала, који приликом судара не производе звук или је он ниског интензитета.



Слика 1.1 Демаскирајући ефекти у току опаљења

Звук пуцња спада у групу непожељних појава при гађању, непријатан је за стрелца и демаскира ватрени положај (Слика 1.1). На слици се могу видети три зоне: зона дезоријентације, зона конфузије и зона извесног лоцирања.

Интензитет звука достиже вредност преко 130 dB на удаљеностима мањим од 5 m и због тога се за извршење посебних задатака оружаних снага употребљавају пригушивачи пуцња. Задатак пригушивача је да елиминисе прву компоненту, односно умањи унутрашњу енергију барутних гасова, што резултује смањењем интензитета ударног таласа. За одређене врсте техничких решења задатак пригушивача је и делимично отклањање друге компоненте, односно умањење брзине пројектила до границе брзине звука.

Пригушивачи смањују или потпуно елиминишу звучни ефекат приликом опаљења. Њихов задатак је да ограниче брзину гасова који излазе из цеви и њихову температуру. То се постиже путем ширења и вртложења гаса, претакања гаса из коморе у комору, сударања са одбијеним гасовима, а такође и помоћу топлотних апсорбера.

Пригушивачи пуцња најчешће смањују интензитет звука пуцња у границама 15-20 dB. Звук на том степену пригушења пуцња је тешко идентификовати као опаљење метка. Пригушивачи са редукацијом приближно 30 dB се сматрају изузетно успешним решењем.

Данас постоји велики број модела пригушивача. Према намени се могу поделити на пригушиваче за пушке, аутомате и пиштоље. У зависности од начина монтаже се деле на одвојиве и интегрисане.

Одвојиви или монтажни пригушивачи, приказани на слици 1.2, су најчешће примењивани тип и могу се једноставно поставити и одвојити са врха цеви помоћу навојне везе или спојнице. Веома су практични и примењују се код скоро свих типова стрелачког оружја, код којих постоји могућност инсталације гасних уређаја на устима цеви. Коришћењем оваквог типа пригушивача се не нарушава конструкција оружја и једноставном демонтажом се оружје враћа у стање пре коришћења пригушивача. Применом оваквих пригушивача могу се појавити проблеми услед неправилног постављања или услед самоодвијања у току дуже експлоатације. У оваквим случајевима није остварена саосност канала за пролаз пројектила у пригушивачу и цеви оружја, што узрокује судар пројектила са преградама комора и може довести до нежељених последица. Овај проблем је посебно изражен код пригушивача, који се инсталирају десним навојем, пошто углавном сва оружја за стабилизацију пројектила имају олучење удесно. Да би се избегли овакви проблеми конструктори примењују прикључке са левим навојем и осигураче од самоодвијања.



Слика 1.2 Одвојиви пригушивачи пуцња постављени на:
а) аутомат Heckler & Koch MP5A2, б) пиштољ “Beretta” M92F

Интегрисани пригушивачи, приказани на слици 1.3 у потпуности или делимично обухватају цев и по правилу представљају саставни део оружја. Њихова примена у принципу даје боље карактеристике редукације, због веће запремине комора пригушивача. Код оружја са интегрисаним пригушивачима су цеви забушене са више отвора. Кроз отворе гасови слободно струје након проласка пројектила и смањује се притисак погонског гаса. Примењују се и за коришћење стандардне надзвучне муниције, где се услед смањења притиска погонског гаса, смањује и брзина пројектила до нивоа подзвучних вредности, елиминишући и другу компоненту звука у процесу опаљења. Предност примене оваквих типова пригушивача огледа се у томе што се укупна дужина оружја незнатно повећава и у знатној мери је повољнија у односу на примену екстерних пригушивача.



Слика 1.3 Интегрисани пригушивачи пуцња постављени на:
а) аутомат Heckler & Koch MP-5SD3 9 mm, б) пушку BCC винторез 9 mm

Основни недостатак интегрисаних пригушивача је што су саставни део оружја и као такви се не скидају са њих. Оружја се без њих не могу користити због тога што су цеви перфориране и токови гасова могу да повредe стрелца. Повећана дужина оружја, иако је минимална, остаје трајна. Отежано је чишћење оружја и комора пригушивача.

За потребе експерименталних испитивања дисертације је пројектован и испитиван монтажни тип пригушивача за АП М21 5,56 mm, приказан на слици 1.4.



Слика 1.4 АП М21 5,56 mm са пригушивачем

Критеријум за избор АП М21 5,56 mm се огледа у томе да је ово новоуведено средство у оперативну употребу, као и да је почетна брзина пројектила велика (по каталожним подацима износи 916 m/s). Према унутрашње-балистичким прорачунима притисак барутних гасова у моменту кад пројектил напушта уста цеви је око 40 МРа. Захтеви за реализацију примарног задатка за ову дисертацију су најстрожији. Уколико се за средство са најстрожијим захтевима проблем успешно реши, онда ће модел бити примељив и за остала средства стрељачког наоружања.

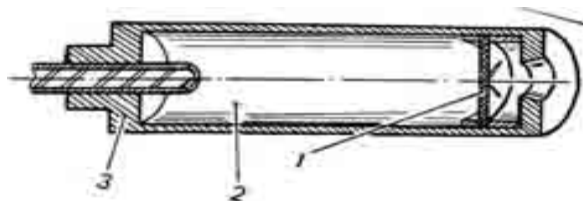
Постоји више принципа рада пригушивача, најчешће примењивани принципа рада су следећи:

- принцип комора,
- избушене цеви(примењује се код интегрисаних пригушивача),
- топлотне апсорбције,
- заптивања,
- вртложења гасова,
- одвођења гасова,
- порозности зидова,
- спирале, односно продуженог тока барутних гасова,

- акумулирања гасова,
- рефлексije,
- скретања гасова,
- механички принцип, применом опруга или полуга,
- промене фреквенције и
- комбинација различитих принципа рада (најчешће примењиван).

Најпростије решење пригушивача пуцња представља цилиндар постављен на устима цеви стандардног оружја, који у себи има једну или неколико експанзионих комора, међусобно раздвојених попречним преградама-дијафрагмама. Такво решење је коришћено за конструкцију првих пригушивача и заступљено је код већине техничких конструкција, јер га одликује мала маса и једноставна израда и одржавање, као и велики експлоатациони век употребе. Њихово дејство се огледа у ширењу барутних гасова до изласка у атмосферу, што доводи до редуције притиска гасова, а као крајњи резултат умањење интензитета звука пуцња. Барутни гасови, који се крећу иза пројектила, услед ширења и хлађења у коморама пригушивача, постепено губе своју унутрашњу енергију. Током ширења барутних гасова, осим што се губи унутрашња енергија барутних гасова и редукује њихов притисак, врши се и потпуно сагоревање свих остатака барутних зрна. То за последицу има елиминисање пламена и блеска на устима цеви, односно пригушивачи имају и улогу скривача пламена.

На слици 1.5 је приказан цилиндрични експанциони пригушивач са једном експанзионим комором. Ово је пригушивач једноставне конструкције, где се барутни гасови, пре него што истекну у атмосферу, шире у комори пригушивача.

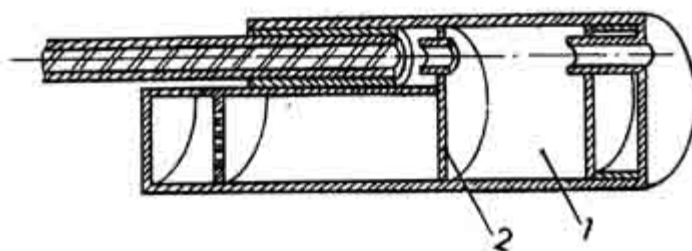


Слика 1.5 Цилиндрични експанциони пригушивач једноставне конструкције:
1-еластична мембрана са отвором, 2-експанзиона комора, 3-тело са спојницом

Током ширења у комори, притисак и температура барутних гасова се смањују. Теоријски, барутни гасови истичу из комора пригушивача након пројектила, али се у пракси то дешава и раније, што умањује ефикасност пригушивача.

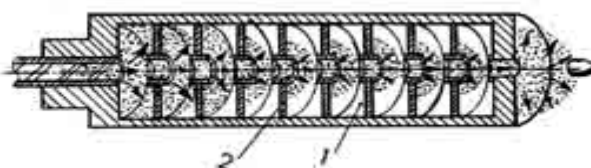
Повећањем броја комора, требало би да се повећа и ефикасност пригушивача, међутим део барутних гасова увек проструји суперсоничним брзинама кроз отворе мембрана испред пројектила и умањује ефекат пригушења. Овакав тип пригушивача се, конструкцијски, поставља у непосредној близини уста цеви или се причвршћује за цев као њен наставак.

Интензитет звука ће бити нижи уколико је експанзиона запремина комора пригушивача већа, а то се конструкцијски може постићи коришћењем ексцентричних комора приказаних на слици 1.6. Оваквом конструкцијом се смањује дужина пригушивача и целог оружја као целине.



Слика 1.6 Екцентрични пригушивач са две коморе: 1-комора, 2-мембрана

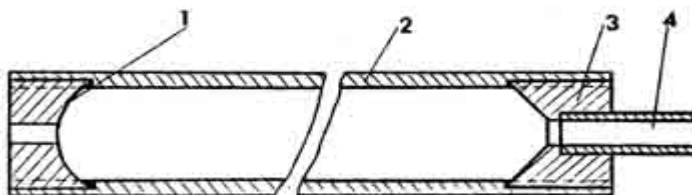
У пракси се често примењују подела експанзионих комора са више баријера-мембрана, које поред тога што врше ширење барутних гасова, проводе део топлоте и служе за хлађење истих. Такав пример је дат на слици 1.7.



Слика 1.7 Пригушивач са више комора: 1-комора, 2-мембрана

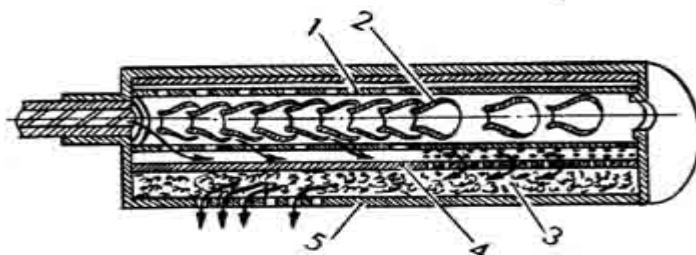
Ефикасност пригушивача се повећава уколико су зидови мембрана израђени од еластичних материјала, као што су плута, кожа, пластика, гума или картон, као и перфорацијама на мембранама, саосним са осом цеви. Да би се спечило протицање барутних гасова испред пројектила користе се затворене мембране-баријере. Коришћењем оваквих мембрана, део кинетичке енергије пројектила троши се на њихово пробијање, што за последицу има смањење почетне брзине пројектила и смањење прецизности ватре. Овакве мембране се врло брзо хабају (већина је само за једнократну употребу), зато се пригушивачи који раде на овом принципу, користе за оружја са јединачним режимом ватре.

Унутрашња енергија барутних гасова се делом може умањити сударањем супротних токова гаса, што је приказано на моделу пригушивача на слици 1.8.



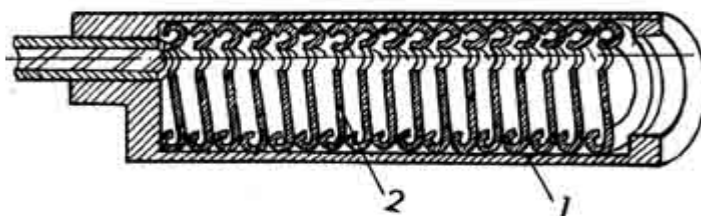
Слика 1.8 Пригушивач са рефлектујућим мембранама:
1-рефлектујућа мембрана, 2-тело, 3-спојница, 4-цев

Струје барутних гасова се одбијају од површине рефлектујуће мембране и сударају са струјама истог правца, али супротног смера, при чему се губи део унутрашње енергије барутних гасова, односно вектори брзине честица гаса се суперпонирају. Уколико се део струје барутних гасова отклони, онда се смањује проток иза пројектила, док се део струје усмерава ка периферији ради хлађења и одстрањивања дела унутрашње енергије (Слика 1.9).



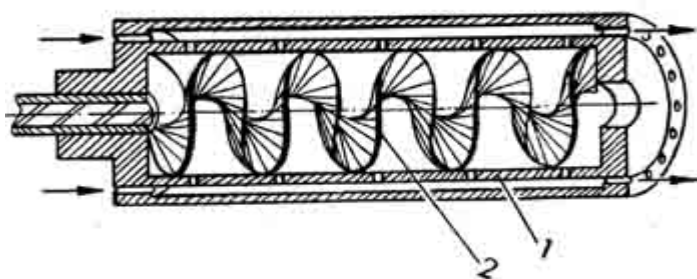
Слика 1.9 Пригушивач са ефектом смањења протока:
 1-унутрашња цилиндрична перфорирана комора, 2-конусне мембране,
 3-апсорбер од алуминијумске струготине, 4-средишња цилиндрична
 перфорирана комора, 5-спољашњи омотач са отворима.

Код неламинарних струјања, какво је и струјање барутних гасова у коморама пригушивача, губитак унутрашње енергије барутних гасова се постиже и вртложењем струја гасова. На моделу приказаном на слици 1.10 се врши вртложење барутних гасова а самим тим и елиминисање већег дела унутрашње енергије барутних гасова.



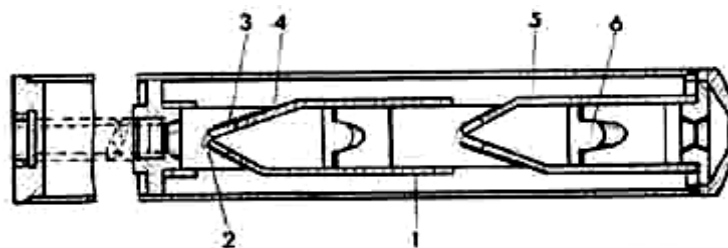
Слика 1.10 Пригушивач са ефектом вртложења барутних гасова:
 1-тело, 2-вртложне мембране

Дељењем струје гаса на више мањих струја, дели се и њихова унутрашња енергија, односно врши се разбијање струја гасова. Овакав ефекат се постиже када се на баријерама израде одређене перфорације, као што је приказано на слици 1.11.



Слика 1.11 Пригушивач са ефектом разбијања струје гасова:
 1-унутрашња перфорирана комора, 2-спирала за разбијање струје гасова

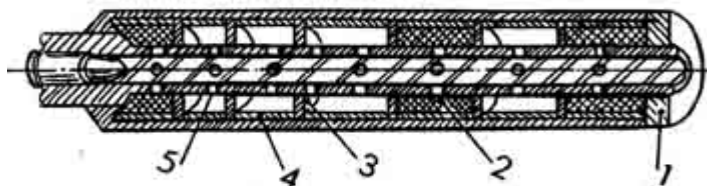
Применом еластичних, левкастих и закривљених мембрана, барутни гасови се усмеравају ка периферији пригушивача и спречава се опструјавање пројектила. Овакав принцип конструисања је дат на примеру пригушивача на слици 1.12.



Слика 1.12 Пригушивач са еластичним мембранама:
1-унутрашња комора, 2-правоугаони отвор, 3-спојни шав,
4-еластична лисната опруга, 5-предња комора
6-канал за пролаз пројектила

Исти ефекат се постиже применом спиралних мембрана по целој дужини пригушивача (Слика 1.11).

Код савремених модела неке од експанзионих комора се пуне термо-апсорбујућим материјалима велике топлотне проводљивости (на пример, струготинама алуминијума или парчадима бакра) приказаног на слици 1.13. Таква апсорбујућа пуњења смањују температуру барутних гасова и побољшавају перформансе пригушивача.

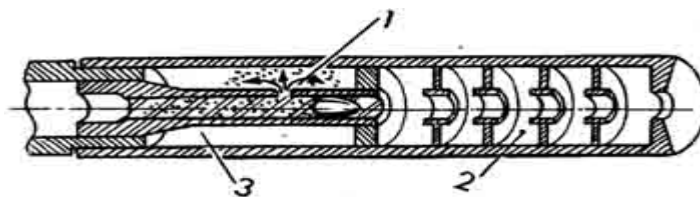


Слика 1.13 Вишекоморни пригушивач са топлотним апсорберима:
1-спојница, 2-апсорбер-хладњак, 3-мембрана,
4-одстојник, 5-отвори на цеви

Компликовано је њихово чишћење од продуката сагоревања барута и зато је неопходна њихова периодична замена.

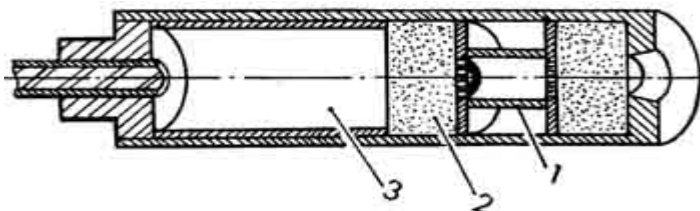
Велики утицај на ефикасност пригушивача има избор материјала од кога се израђују мембране-преграде. Коришћењем материјала велике топлотне проводљивости, добиће се већи ефекат снижавања интензитета звука пуцња. Ограничавајући фактор је режим ватре, зато се препоручује режим јединачне паљбе са великим паузама између опаљења, да би се сви елементи довољно охладили и сви гасови напустили пригушивач.

Интезитет притиска барутних гасова на устима цеви се може умањити одвођењем дела гасова кроз перфорације на самој цеви у некој експанзионој комори. Овакво идејно решење је приказано на слици 1.14 и користи се код савремених оружја, која имају интегрисане пригушиваче.



Слика 1.14 Пригушивач са одвођењем барутних гасова из цеви:
1-отвор на цеви за одвођење дела барутних гасова, 2-предњи део
пригушивача са више комора, 3-задња експанзиона комора

Код пригушивача са међукоморним баријерама употребљавају се еластични материјали. Међукоморне баријере имају отворе за пролазак пројектила. Применом оваквих конструкција барутни гасови не могу да опструје пројектил и успорено протичу иза пројектила из експанзионих комора. Мана оваквих конструкцијских решења (Слика 1.15) је брзо трошење међукоморних баријера, тј. њихов лом услед проласка пројектила.



Слика 1.15 Пригушивач са међукоморним баријерама:
1-заптивна комора, 2-гумена баријера
3-експанзиона комора

Овакав пригушивач има способност да утиша само један пуцањ, када пројектил пробије гумену баријеру, док се гасови задржавају у коморама. Степен пригушења зависи од запремине комора оваквог пригушивача.

Савремено конструисани пригушивачи имају способност да смање интензитет звука пуцња више од 500 пута посматрајући по интензитету натпритиска. Озбиљан недостатак је кратак експлоатациони период и цена производа, као и ограничавајући режим ватре да би се обезбедила бешумност. Узимајући у обзир све ограничавајуће факторе, пригушивачи остају и даље у групи средстава посебне намене и не могу се користити за масовно опремање оружаних снага.

1.4. Основне полазне хипотезе

Ова дисертација се заснива на двема хипотезама:

- Прва хипотеза овог рада је да је могуће креирати симулациони модел на бази декомпозитног приступа применом електро-акустичких аналогичности, који ће бити у стању да са великом прецизношћу презентује битне индикаторе ударног таласа барутних гасова у било ком правцу и на било ком растојању током опаљења, са и без примене пригушивача пуцња.
- Друга хипотеза овог рада је да је могуће оптимизовати математичке моделе за симулацију битних индикатора ударног таласа барутних гасова тако да они у довољној мери одговарају сложенијим CFD симулационим моделима и дају добра поклапања са експерименталним подацима.

1.5. Научни циљ рада

Примарни циљ дисертације је математичка интерпретација и симулација излазних параметара ударног таласа барутних гасова током истицања из цеви оружја са и без примене пригушивача пуцња. Добијени модели треба да омогуће

квалитетну симулацију ударног таласа и што приближније поклапање са реалним моделом.

Теоријски циљ ове дисертације је правилна математичка интерпретација промене акустичких гасодинамичких карактеристика у произвољној тачци поља око цеви оружја.

- Дефинисање преносних функција карактеристика, правилна интерпретација фактора усмерености и функције слабљења у односу на извор таласа.

- Могућност примена електроакустичких аналогичности и дате смернице за њихову примену у одређивању битних теласних параметара у пољу око оружја.

У нумеричком смислу, циљ ове тезе је одабир оптималне нумеричке методе и технике за прорачун промене гасодинамичких карактеристика унутар дефинисане нумеричке мреже. На основу дефинисане нумеричке методе ће бити приказана методологија креирања CFD симулационог модела по фазама за процес одређивања гасодинамичких карактеристика у пољу око цеви оружја. Методологија треба да дефинише све неопходне кораке за стабилан прорачун вишефазног струјања флуида унутар нестационарног система.

За експериментална испитивања потребно је дефинисати методологију регистровања промене примарног гасодинамичког параметра у пољу око оружја у току процеса опаљења, као и мерну опрему и њене карактеристике, које омогућавају поуздано регистровање промене натпритиска ударног таласа за било које средство, односно универзални модел за сва стрељачка оружја.

Симулациони модели су довољно флексибилни за широку примену и као основни циљ имају да поједноставе и убрзају поступак пројектовања нових средстава до фазе развоја прототипа и коначних полигонских испитивања.

1.6. Очекивани научни допринос

Реализацијом предвиђених истраживања у оквиру ове докторске дисертације очекују се следећи резултати, који представљају допринос овог рада:

- Оптимизација математичких модела за симулацију битних параметара ударног таласа барутних гасова у току процеса опаљења.
- Одабир оптималне нумеричке методе и технике за прорачун битних параметара ударног таласа за вишефазни модел струјања флуида унутар нестационарног система.
- Дефинисање методологије регистровања промене примарног гасодинамичког параметра у пољу око оружја у току процеса опаљења.
- Истраживање ће као резултат понудити нови приступ у фази пројектовања пригушивача пуцња за стрељачка оружја.

2. ОПИС РАДА ПРИГУШИВАЧА КАО АКУСТИЧКИ УРЕЂАЈИ

2.1. Појам звука

Звук, као физичка појава, јавља се услед поремећаја стационарног (равнотежног) стања честица неке еластичне средине. Те промене положаја честица, праћене одговарајућим променама притиска, густине и сл. називају се акустичке осцилације. Оне настају на месту на коме је дошло до поремећаја стационарног стања (месту извора звука) и шире се од извора коначном брзином у виду звучних таласа. У принципу, средина кроз коју се простиру звучни таласи може бити ма која гасовита, течна или чврста материја. Разлика је у томе што се код гасова и код течности јављају само лонгитудинални (честице се померају у правцу простирања звука), док се у чврстој материји јављају и трансверзални таласи (честице се померају нормално на правац простирања).



Слика 2.1 Простирање звучних таласа: а-лонгитудинални таласи, б-трансферзални таласи

Сама природа звука се описује карактеристикама, који првенствено зависе од карактеристика средине у којој се простиру (температура, притисак, густина и сл.) и интензитета извора звука.

Лонгитудинални таласи се деле на равне и сферне у зависности од величине извора таласа и средине у којој се простиру.

2.1.1. Брзина простирања звука

Брзина простирања звука дата је изразом:

$$c = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}}, \quad (2.1)$$

Израз важи за све гасове када су у питању адијабатски процеси, где су:

p_0 - вредност атмосферског притиска,

ρ_0 - густина ваздуха,

γ - однос специфичне топлоте при сталном притиску и специфичне топлоте при сталној запремини c_p/c_v (експонент адијабате).

Према универзалном гасном закону:

$$p_0V = R_g T, \quad (2.2)$$

где је R_g гасна константа, а T апсолутна температура, уочава се да је при сталној температури производ p_0V константан, а то значи да се однос p_0/γ не мења. Брзина звука зависи само од температуре. Множећи израз (2.2) са ρ_0 и узимајући у обзир да је $p_0V = const$, онда је однос p_0/ρ_0 сразмеран апсолутној температури T . Због тога је:

$$c = c_0 \sqrt{\frac{T[^\circ K]}{273}}, \quad (2.3)$$

где је c_0 - брзина звука на $0^\circ C$.

У табели 2.1. дата је брзина простирања звука у одређеним срединама:

Табела 2.1. Брзина простирања звука у неким срединама

Брзина простирања звука у срединама				
материјал	брзина звука [m/s]		течност	брзина звука [m/s]
Алуминијум	6300		Алкохол	1150
Бакар	5000		Уље	1540
Гвожђе	4350		Жива	1450
Челик	6100		Терпентин	1250
Олово	2050		Глицерин	1980
Стакло	5600		Вода	1500
Бетон	3100			
Лед	3200			
Плуга	500			
Дрво-храст	4000		гас	брзина звука [m/s]
Дрво-бор	3500		Кисеоник	317
Тврда гума	2400		Угљен диоксид	258-268
Мека гума	1050		Водоник	1270

2.1.2. Интензитет звука

Важна чињеница код сферних таласа је та да је притисак обрнуто сразмеран растојању [46], односно:

$$pr = const, \quad (2.4)$$

Израз (2.4) омогућава да се, за познати притисак на једном месту, може једноставно пронаћи притисак на било ком растојању од извора звука. Познато да између сферних и равних таласа нема никакве разлике у погледу фазног коефицијента и брзине простирања звука. У случају разматраног пригушивача пуцња, таласи се шире радијално, односно таласни фронт је сферног облика.

Производ притиска и брзине у акустици даје снагу по јединици површине. Ова величина назива се интензитетом звука и обележава се са J . У току простирања звука, израз (2.5) представља енергију која у јединици времена прође кроз јединицу површине.

$$J = pv \cos \varphi \quad (2.5)$$

Где су p и v ефективне вредности, а φ фазни померај између брзине и притиска. Интензитет звука, као и све величине узете по јединици површине, представља вектор који има правац и смер простирања звучних таласа.

За сферне таласе се мора узети у обзир и фазни померај, тако да се добија израз:

$$J_r = pv \cos \varphi = \frac{p^2}{\rho c} = v^2 \rho c \cos^2 \varphi. \quad (2.6)$$

Ако се интензитет изрази преко притиска, добија се веза:

$$J = \frac{p^2}{\rho c}. \quad (2.7)$$

За познату вредност интензитета звука, може се одредити енергија у јединици времена (снага) која се преноси кроз одређену површину. У случају, као што је пригушивач звука пуцња, треба једноставно помножити интензитет звука са површином пресека цеви. Дакле:

$$P = SJ_x. \quad (2.8)$$

Код сферних таласа је једнак интензитет по целој површини лопте полупречника r , у чијем се средишту налази извор. Множећи интензитет са површином лопте, добија се укупна акустичка енергија, која у јединици времена одлази у простор изван лопте, а то је уствари снага (зрачења) извора:

$$P_a = 4\pi r^2 J_r. \quad (2.9)$$

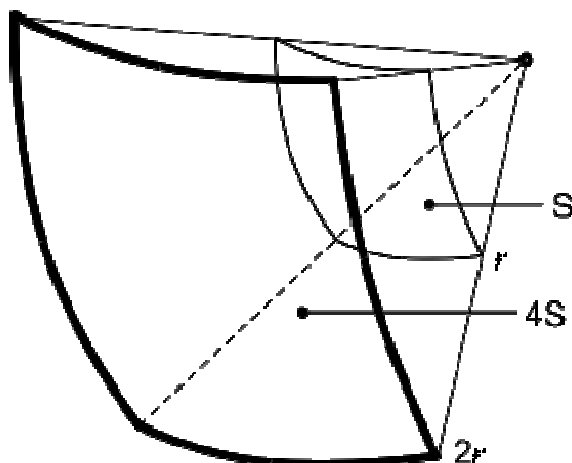
2.1.3. Тачкасти извор звука

За случај ниских фреквенција, отпорност акустичког зрачења сваког извора, чије су димензије мале према λ , износи:

$$R_{az} = \frac{\rho c k^2}{4\pi}, \quad (2.10)$$

Где су k - фреквенција, а λ - таласна дужина.

Снага зрачења тачкастог извора зависи искључиво од протока q_0 , без обзира какав облик има површина која тај проток ствара. Такви извори се називају и пунктуелним изворима и стварају сферне таласе у слободном простору приказане на слици 2.2.



Слика 2.2 Распростирање таласа код тачкастих извора

Интензитет звука тачкастог извора налази се, као и за лоптасти извор, према обрасцу:

$$J_r = \frac{P_a}{4\pi r^2}. \quad (2.11)$$

Користећи израз (2.6), може се одредити притисак:

$$p = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{P_a \rho c}{4\pi}}, \quad (2.12)$$

На основу израза 2.12 се може одредити вредност константе pr .

2.1.4. Извори звука са усмереним зрачењем

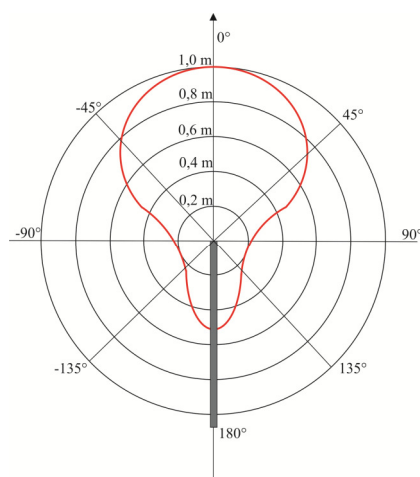
Тачкасти извори који су до сада поменути зраче акустичку енергију једнако у свим правцима, односно њихово зрачење је неусмерено. Извори других облика, чије димензије нису мале у односу на таласну дужину, не зраче акустичку енергију једнако у свим правцима. Када се посматрач налази у близини таквог извора, у тзв. блиској зони (зона извора) или у блиском пољу, облик таласног фронта зависи од облика активне површине извора. Међутим, релативно далеко од извора, у тзв. далеком пољу, таласни фронт има сферни облик. Кретањем по овој површини, притисак у свим тачкама нама исти интензитет, као код тачкастог извора.

Промена притиска за разне смерове дата је тзв. карактеристиком усмерености, која се, због компликованог просторног приказа, представља у равни (што је за изворе симетричног облика довољно), и то у поларним координатама, функцијом промене:

$$\Gamma(\vartheta) = \frac{P_{\vartheta}}{P_0}, \quad (2.13)$$

где је p_0 - притисак на одређеном растојању у смеру осе, а p_{ϑ} - притисак на истом растојању, али у смеру који са осом заклапа угао ϑ . За један одређени угао ϑ , величина Γ назива се фактором смера.

Пример извора са усмереним зрачењем дат је на слици 2.3. Смер осе најчешће се поклапа са смером најјачег зрачења извора.



Слика 2.3 Карактеристика усмерености неког извора и ефективни просторни угао зрачења

С обзиром да таласни фронт има сферни облик, однос $pr = const$ остаје и даље у примени, али за само један смер, тј. када се угао ϑ не мења. Имајући ово у виду, може се лако показати да карактеристика усмерености својим обликом представља криву у равни (односно површину у простору) на којој је једнака вредност звучног притиска. Унутар зоне ограничене овом линијом, притисак се повећава, а изван ове зоне, притисак се смањује.

Снага зрачења извора са усмереним зрачењем се одређује једначином:

$$P_a = \oint_S \bar{J} d\bar{S}, \quad (2.14)$$

где S представља површину кроз коју се преноси интензитет звука.

Математички је погодно извор обухватити сфером и при интеграљењу узети у обзир промену интензитета звука, дату квадратом фактора усмерености. Општи израз се одређује као:

$$P_a = \oint_S J_{\vartheta} dS = J_0 \oint_S \frac{J_{\vartheta}}{J_0} dS = J_0 \oint_S \Gamma^2 dS = r^2 J_0 \int_0^{4\pi} \Gamma^2 d\Omega. \quad (2.15)$$

Подинтегрална функција представља тзв. ефективни просторни угао зрачења Ω_z , односно:

$$\Omega_z = \int_0^{4\pi} \Gamma^2 d\Omega. \quad (2.16)$$

За тачкасти извор овај угао износи 4π јер је $\Gamma=1$. За изворе са усмереним зрачењем, по правилу, вредност је мања од 4π јер је само у смеру најјачег зрачења $\Gamma=1$.

Интензитет звука у смеру осе се одређује, на основу наведеног, по обрасцу:

$$J_0 = \frac{P_a}{\Omega_z r^2}. \quad (2.17)$$

Поред ефективног просторног угла уводи се често и појам фактора усмерености (директивности) γ , датог односом:

$$\gamma = \frac{4\pi}{\Omega_z}. \quad (2.18)$$

Израз (2.17) има тада облик:

$$J_0 = \gamma \frac{P_a}{4\pi r^2}. \quad (2.19)$$

Фактор усмерености даје однос интензитета директивног извора у одређеној тачци дуж осе извора, и интензитета који би на истом месту произвео тачкасти извор једнаке снаге.

За познати интензитет звука у смеру осе (J_0), интензитет за ма који други угао ϑ се одређује применом израза (2.17), или (2.19) и (2.16):

$$J_{\vartheta} = \gamma \frac{P_a}{4\pi r^2} \Gamma^2. \quad (2.20)$$

2.1.5. Слабљење звука

У досадашњем излагању претпоставка је да нема губитака енергије при простирању звука, што у суштини није тачно. Ови губици постоје чак и у ваздуху и нису занемарљиво мали, нарочито на вишим фреквенцијама. Код прорачуна се губитци морају узети у обзир.

Губици до којих долази приликом простирања звука кроз неку средину су веома сложене природе, тако да нису у потпуности проучени, а теоријски обрасци дају само приближне резултате. На губитке при простирању звука утичу три фактора: вискозност средине, одвођење топлоте и појава резонанце у молекулима.

Вискозни губици су последица тзв. унутрашњег трења, тј. сила трења између честица (средине) чије су брзине различите. Различите брзине јављају се услед промене брзине честица v дуж правца простирања x . Зато ови губици расту са фреквенцијом, али генерално код гасова су, осим у области ултразвука, врло мали. Једино су код уских цеви јаче изражени јер постоје велике разлике у брзинама честица појединих слојева ваздуха, попречно на правац простирања. Честице уз зидове цеви практично мирују, док је осциловање честица у средини пресека цеви најјаче.

Топлотни губици последица су разлика у температури дуж правца простирања, односно преласка топлоте са места где је дошло до згушњавања ка местима где је наступило разређење. Јављају се пошто промене нису у потпуности адијабатске, већ су делимично изотермичке. И ови губици расту са фреквенцијом, истог су реда величине као и вискозни губици. Изражени су у случају уских цеви, где топлотна проводност материјала саме цеви утиче у тој мери, да звучне појаве постају чисто изотермичке.

Највећи део губитака у ваздуху у области аудио-фреквенција отпада на **молекуларне губитке**. При згушњавању акустичка енергија прелази у унутрашњу енергију молекула кисеоника, а после се опет, при разређењу, враћа. Ови губици су највећи када се временска константа појаве поклапа са периодом звука. Водена пара делује каталитички и зато ови губици знатно зависе од влажности ваздуха.

За слабљење звука при простирању важи експоненцијални закон, где се код сферних таласа при простирању, у односу на равне, додаје слабљење интензитета звука, које је последица ширења звучних таласа. На основу ове констатације следи:

$$J = J_0 \frac{r_0^2}{r^2} e^{-m(r-r_0)}, \quad (2.21)$$

где је J_0 - интензитет звука на месту $x=0$, а m - тзв. енергетски коефицијент слабљења. Знајући интензитет звука на неком месту r_0 , може се, помоћу обрасца (2.21) наћи на било којој удаљености r .

Ако се уместо интензитета узме притисак, образац (2.21) гласи:

$$p = p_0 \frac{r_0}{r} e^{-\frac{m}{2}(r-r_0)} \quad (2.22)$$

2.2. Принцип рада пригушивача као акустички таласни трансформатори

Теоријске основе математичког моделовања акустичних уређаја у потпуности су засноване на принципима акустике [47] и могу се исказати следећим системом једначина:

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} &= -grad p \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 c^2 div \vec{v} &= 0 \end{aligned} \quad (2.23)$$

где су:

\vec{v} - вектор брзине честица гаса,

p - натпритисак барутних гасова,

$c = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}}$ - брзина звука (p_0 и ρ_0 су почетни притисак и густина, а γ је експонент адијабате).

Ако је s граница запремине у којој се тражи решење система (2.23) и ако се претпостави да је та граница апсолуно крута, онда је нормална компонента

брзине једнака нули $\left. \vec{v}_n \right|_s = 0$, односно $\left. \frac{\partial p}{\partial n} \right|_s = 0$. Уколико је осциловање хармонијско, односно

$$\begin{aligned} p &= p_m \exp(i\omega t) \\ \vec{v} &= \vec{v}_m \exp(i\omega t) \end{aligned}$$

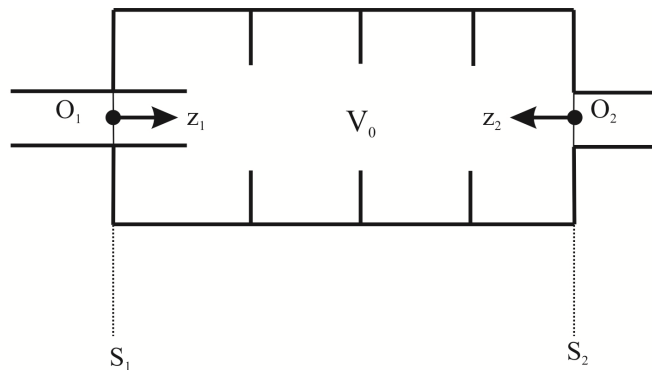
систем једначина (2.23) може се представити у следећем облику

$$\begin{aligned} i\omega\rho_0\vec{v}_m &= -\text{grad}p_m \\ i\omega p_m + \rho_0c^2\text{div}\vec{v}_m &= 0 \end{aligned}$$

Сваки реалан акустички систем, као што је нпр. пригушивач реактивног типа, добија на овај начин адекватан математички опис. Циљ је да се изврши разлагање алгоритма прорачуна математичког модела гасодинамичких процеса на део који се односи на процесе у самом акустичном уређају и на део који се одвија у атмосфери након напуштања акустичног уређаја.

2.2.1. Опис начина рада акустичких уређаја

Акустички уређај, пригушивач стрељачког оружја, се може разматрати као гасодинамички таласни трансформатор, у чијој запремини су постављени одређени прикључци и препреке. Таласни трансформатор у основи чини запремина V_0 са прикљученим акустичним преносницима, који се граниче са запремином V_0 својим попречним пресецима S_β ($\beta=1,2$). Запремина V_0 има енергетску везу са околином само преко акустичних преносника који се налазе испред, односно иза ње. Попречни пресеци S_1 и S_2 се називају улазним пресецима.



Слика 2.4 Трансформатор таласног проводника,
Формализација акустичког уређаја

Акустичко поље проводника таласног трансформатора се може представити као суперпозиција транслаторних и ротационих (вртложних) таласа

$$p_\beta(r, \alpha, z_\beta) = \sum_{k=1}^{\infty} c_{k(\beta)}^+ p_{k(\beta)}^+(r, \alpha, z_\beta) + c_{k(\beta)}^- p_{k(\beta)}^-(r, \alpha, z_\beta) \quad (2.24)$$

$$\vec{v}_\beta(r, \alpha, z_\beta) = \sum_{k=1}^{\infty} c_{k(\beta)}^+ \vec{v}_{k(\beta)}^{-+}(r, \alpha, z_\beta) + c_{k(\beta)}^- \vec{v}_{k(\beta)}^{--}(r, \alpha, z_\beta)$$

где су:

β - индекс улазног пресека,

$c_{k(\beta)}^+$ - амплитуда нормалних таласа (опадајућих),

$c_{k(\beta)}^-$ - амплитуда рефлектованих таласа.

На улазним пресецима S_β ($\beta = 1, 2$) акустичко поље таласног трансформатора, уколико се користи једначина (2.24), има следећи облик:

$$\begin{aligned} p_\beta(r, \alpha, 0) &= \sum_{k=1}^{\infty} (c_{k(\beta)}^+ + c_{k(\beta)}^-) p_{k(\beta)}(r, \alpha) \\ \vec{v}_\beta^{-t}(r, \alpha, 0) &= \sum_{k=1}^{\infty} (c_{k(\beta)}^+ + c_{k(\beta)}^-) \vec{v}_{k(\beta)}^{-t}(r, \alpha) \\ \vec{v}_\beta^{-z}(r, \alpha, 0) &= \sum_{k=1}^{\infty} (c_{k(\beta)}^+ - c_{k(\beta)}^-) \vec{v}_{k(\beta)}^{-z}(r, \alpha) \end{aligned} \quad (2.25)$$

где је $\beta = 1, 2$.

Индексима t и z су означене попречне и уздужне компоненте вектора брзине честица барутних гасова. Ако се уведу једнакости

$$\begin{aligned} a_{k(\beta)} &= c_{k(\beta)}^+ + c_{k(\beta)}^- \\ b_{k(\beta)} &= c_{k(\beta)}^+ - c_{k(\beta)}^- \end{aligned} \quad (2.26)$$

где су: $\beta = 1, 2$, $k=1, 2, \dots$

први и трећи израз из система (2.25) добијају облик

$$\begin{aligned} p_\beta(r, \alpha, 0) &= \sum_{k=1}^{\infty} a_{k(\beta)} p_{k(\beta)}(r, \alpha) \\ \vec{v}_\beta^{-z}(r, \alpha, 0) &= \sum_{k=1}^{\infty} b_{k(\beta)} \vec{v}_{k(\beta)}^{-z}(r, \alpha) \end{aligned} \quad (2.27)$$

где је, $\beta = 1, 2$.

Систем једначина $p_{k(\beta)}(r, \alpha)$, $\vec{v}_{k(\beta)}^{-z}(r, \alpha)$ представља решење граничних вредности једначине Хелмхолца, и они су нормални у односу на једначину стања у облику

$$\int_{S_\beta} p_{k(\beta)}(r, \alpha) \vec{v}_{n(\beta)}^{-z*}(r, \alpha) d\vec{S}_\beta = \delta_{kn} \quad (2.28)$$

где су:

$$d\vec{S}_\beta = \vec{z}_0 dS_\beta, \quad \vec{v}_{n(\beta)}^{-z*}(r, \alpha) = v_{n(\beta)}^{z*}(r, \alpha) \vec{z}_0, \quad * - \text{комплексна величина}$$

$$\delta_{kn} = \begin{cases} 0, & \dots, k \neq n \\ 1, & \dots, k = n \end{cases}$$

Било које акустичко поље на улазним попречним пресецима S_β таласног трансформатора се може развити у ред (2.27). Уколико се примени развој у ред

на свим улазним пресецима таласног трансформатора, онда се, заправо, добијају коефицијенти Фуријеровог реда $a_{k(\beta)}, b_{k(\beta)}$ једначине (2.27).

Обједињавањем свих коефицијената, добијају се вектори

$$\begin{aligned} a &= (a_{1(1)}, a_{2(1)}, \dots, a_{1(2)}, a_{2(2)}, \dots), \\ b &= (b_{1(1)}, b_{2(1)}, \dots, b_{1(2)}, b_{2(2)}, \dots). \end{aligned}$$

Уколико је средина унутар таласног трансформатора линеарна и нема извора унутар самог трансформатора, онда су вектори a и b међусобно повезани једначином:

$$a = Zb \quad (2.29)$$

где Z има матрични облик.

У акустици је широко распрострањена примена термина импеданса. Механичка импеданса система одређује зависност притиска и брзине. Ако се примени ова констатција, матрица Z у једначини (2.30) представља матрицу импедансе. Матрица импедансе је сложена и може се приказати као:

$$Z = \begin{pmatrix} Z^{11} & Z^{12} \\ Z^{21} & Z^{22} \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

односно

$$Z^{\beta\gamma} = \begin{pmatrix} Z^{\beta\gamma}_{11} & Z^{\beta\gamma}_{12} & \dots \\ Z^{\beta\gamma}_{21} & Z^{\beta\gamma}_{22} & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}, \beta, \gamma = 1, 2.$$

где елементи $Z^{\beta\gamma}$ - представљају бесконачне матрице.

Као што је наведено, на сваком улазном попречном пресеку таласног трансформатора, акустичко поље се може приказати у облику суперпозиције нормалних и рефлектованих таласа компонентама $p_k(r, \alpha)$ и $\vec{v}_k(r, \alpha)$ (2.24).

Збир свих коефицијената $c_{k(\beta)}^+$ и $c_{k(\beta)}^-$ (2.26) чини векторе

$$\begin{aligned} c^+ &= (c_{1(1)}^+, c_{2(1)}^+, \dots, c_{1(2)}^+, c_{2(2)}^+, \dots) \\ c^- &= (c_{1(1)}^-, c_{2(1)}^-, \dots, c_{1(2)}^-, c_{2(2)}^-, \dots) \end{aligned} \quad (2.31)$$

који су истог типа као и вектори a и b (2.7), где се на основу једначине (2.26) добија:

$$a = c^+ + c^-, \quad b = c^+ - c^- \quad (2.32)$$

У међусобној зависности важи релација

$$c^- = Rc^+ \quad (2.33)$$

при чему се матрица R назива матрицом расејања. Уколико је позната матрица R , може се одредити и амплитуда рефлектованих акустичких таласа (таласа

супротног смера) у облику вектора c^- , уз услов да су познате амплитуде нормалних таласа, које су одређене вектором c^+ .

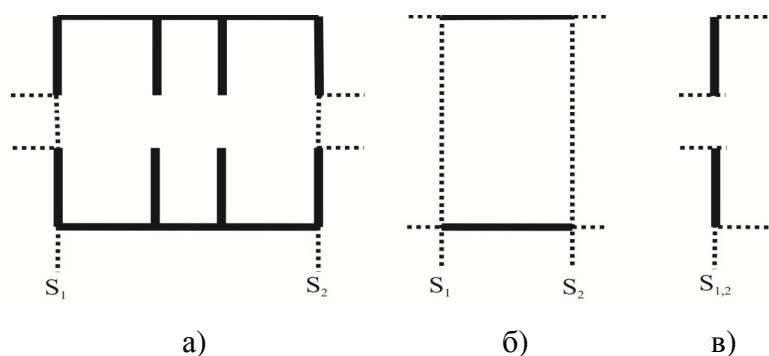
Матрица расејања има исту структуру као и матрица импеданси Z . Постоји узајамна веза између њих и гласи:

$$\begin{aligned} Z &= (I + R)(I - R)^{-1}, \\ R &= (Z + I)^{-1}(Z - I). \end{aligned} \tag{2.34}$$

2.2.2. Декомпозициони приступ описивања таласних процеса приликом образовања звука у акустичким системима

Код декомпозиционог приступа описивања таласног процеса приликом образовања звука, простор гасног трансформатора између улазних попречних пресека S_1 и S_2 приказаних на слици 2.2 се дели замишљеним пресецима на аутономне подпросторе-базичне елементе. Базични елементи се посматрају као акустички таласни трансформатори, за које се одређују елементи матрице импеданси Z и матрице расејања R . Елементи матрице расејања и импеданси таласног трансформатора у потпуности одређују коначне резултате рекомпозиције-међусобног обједињавања базичних елемената са виртуелним проводницима таласа (сматра се да су водови, прикључени на излазним пресецима базних елемената, током рекомпозиције бесконачно малих дужина). Рекомпозиција базних елемената у виртуелне проводнике се остварује из услова које одређује континуитет притиска и уздужне компоненте вектора брзине гасних честица за два суседна попречна пресека којима су спојени базични елементи.

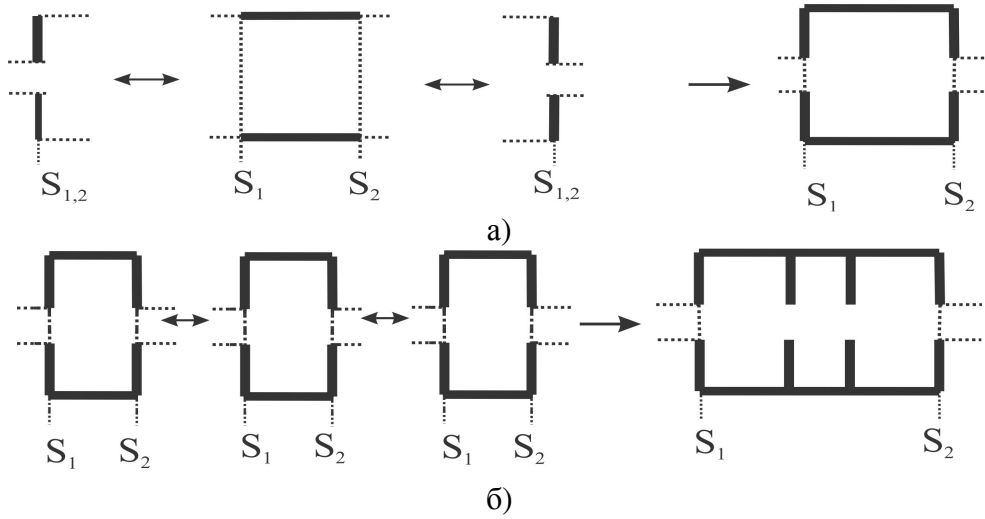
Декомпозициони приступ је приказан на примеру вишекоморног пригушивача на слици 2.5.



Слика 2.5 Базични елементи таласног вода: а- пригушивач, б- исечак цилиндричног проводника, в-спојница (мембрана) два цилиндрична исечка

Да би се поставио математички модел вишекоморног пригушивача, користе се базични елементи у облику исечка цилиндричног проводника таласа (слика 2.5б) и спојнице два цилиндрична вода различитих пречника (слика 2.5в).

Уколико се међусобно споје две спојнице и један исечак цилиндричног вода добија се једна комора пригушивача (слика 2.6а). Уколико се међусобно споје три коморе (слика 2.6б), онда се добија вишекоморни пригушивач



Слика 2.6 Реконпозиција базних елемената: а-композиција коморе од спојница и цилиндричног вода; б- композиција вишекорморног пригушивача спајањем комора

На сликама 2.5 и 2.6 виртуелни проводници су приказани испрекиданим линијама. Спојница два цилиндрична вода различитих пречника нема запремину, тј. матрица импеданси не постоји. За одређивање елемената матрице расејања и импеданси исечка водова и спојница користи се метода, која је развијена у електротехници. Матрица расејања исечка водова има следећу структуру

$$R = R^{\alpha\alpha} - (R^{\alpha\beta} R^{\alpha\gamma}) \begin{pmatrix} -R^{\beta\beta} & I \\ I & -R^{\gamma\gamma} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} R^{\beta\alpha} \\ R^{\gamma\alpha} \end{pmatrix}, \quad R = \begin{pmatrix} 0 & D \\ D & 0 \end{pmatrix}$$

где су:

0 - нула матрица,

D - дијагонална матрица са елементима $D_{kn} = \delta_{kn} \exp(i\Gamma_n l); k, n = 1, 2, \dots$,

Γ_n - коефицијент распрострањања таласа у проводнику,

l - дужина исечка проводника.

Матрица импеданси исечка проводника је облика

$$Z = \begin{pmatrix} Z^{11} & Z^{12} \\ Z^{21} & Z^{22} \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

где су:

$$Z_{kn}^{11} = Z_{kn}^{22} = -\delta_{kn} \operatorname{ctg} \Gamma_n l;$$

$$Z_{kn}^{12} = Z_{kn}^{21} = -\delta_{kn} \operatorname{cosec} \Gamma_n l;$$

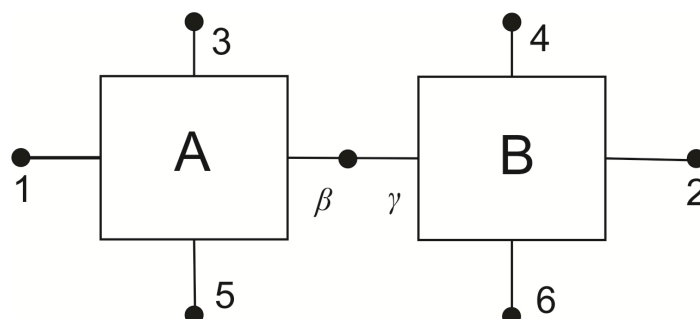
Матрица расејања спојница два проводника је следеће структуре

$$R = \begin{pmatrix} A & -I \\ I & A^T \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} -A & I \\ I & A^T \end{pmatrix}$$

где је A^T - транспонована матрица A , чији се елементи одређују на следећи начин

$$A_{kn} = \int_{S_2} p_{n(1)}(r, \alpha) v_{k(2)}^{-Z^*}(r, \alpha) \cdot d\vec{S}_2, k = 1, 2, \dots$$

На слици 2.7 је приказана рекомпозиција (спајање) два базна елемента A и B . Из елемената базних матрици импендаси Z_A и Z_B за базне елементе A и B може се добити сумарна матрица импеданси Z_C .



Слика 2.7 Декомпозициона шема рекомпозиције базних елемената

Ради појашњења метода, виртуели проводници, који су означени бројевима, остају неповезани, а виртуелни проводници означени словима су међусобно паралелно спојени.

У елементима сумарне матрице Z_C у којима се појављују индекси различитих базних елемената су нуле матрице. Уколико се скуп са индексима 1, 2, ... означити као α , онда се матрица (2.13) може написати у облику

$$Z_C = \begin{pmatrix} Z^{\beta\beta} & 0 & Z^{\beta\alpha} \\ 0 & Z^{\gamma\gamma} & Z^{\gamma\alpha} \\ Z^{\alpha\beta} & Z^{\alpha\gamma} & Z^{\alpha\alpha} \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

На основу (2.36) се може поставити систем матричних једначина:

$$\begin{aligned} a_\beta &= Z^{\beta\beta} b_\beta + Z^{\beta\alpha} b_\alpha, \\ a_\gamma &= Z^{\gamma\gamma} b_\gamma + Z^{\gamma\alpha} b_\alpha, \\ a_\alpha &= Z^{\alpha\beta} b_\beta + Z^{\alpha\gamma} b_\gamma + Z^{\alpha\alpha} b_\alpha \end{aligned} \quad (2.37)$$

где су $a_\beta, a_\gamma, a_\alpha, b_\beta, b_\gamma, b_\alpha$ - вектори, који се састоје од коефицијената Фуријеровог реда (2.27).

Уколико се у једначини (2.37) примени услов повезивања, $a_\beta = a_\gamma, b_\beta = b_\gamma$, који одговара условима континуитета притиска и уздужне компоненте вектора брзине честица гаса на граници спајања базичних елемената и искључе вектори $b_\beta, b_\gamma, a_\beta, a_\gamma$, следи

$$a_\alpha = (Z^{\alpha\alpha} + (Z^{\alpha\beta} + Z^{\alpha\gamma})(Z^{\beta\beta} - Z^{\gamma\gamma})^{-1}(Z^{\gamma\alpha} - Z^{\beta\alpha}))b_\alpha$$

Вишедимензионална сложена матрица инпендансе Z , као последица спајања два базична елемента A и B , добија облик:

$$Z = Z^{\alpha\alpha} + (Z^{\alpha\beta} + Z^{\alpha\gamma})(Z^{\beta\beta} - Z^{\gamma\gamma})^{-1}(Z^{\gamma\alpha} - Z^{\beta\alpha}) \quad (2.38)$$

Аналогно претходном поступку, добија се и матрица расејања R као последица спајања базних елемената A и B

$$R = R^{\alpha\alpha} - (R^{\alpha\beta} R^{\alpha\gamma}) \begin{pmatrix} -R^{\beta\beta} & I \\ I & -R^{\gamma\gamma} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} R^{\beta\alpha} \\ R^{\gamma\alpha} \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

2.2.3. Математички модел стварања звука у пригушивачима и слободном простору

Слободни простор се може представити у облику сферног акустичког проводника таласа, са улазним пресеком у облику површине сфере. Акустичко поље сферичног таласног вода се одређује на основу таласне једначине Хелмхолца, изражене у сферним координатама r, θ, α

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial p(r, \theta, \alpha)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial p(r, \theta, \alpha)}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial^2 p(r, \theta, \alpha)}{\partial \alpha^2} + k^2 p(r, \theta, \alpha) = 0 \quad (2.40)$$

Решења таласне једначине (2.18) имају следећи облик:

$$p_{nm}(r, \theta, \alpha) = \frac{1}{\sqrt{kr}} \left(A_{nm} H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(kr) + B_{nm} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr) \right) \cdot p_n^{(m)}(\cos \theta) (C_{nm} \cos m\alpha + D_{nm} \sin m\alpha) \quad (2.41)$$

$m, n=0, 1, 2, \dots$

где су:

$H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(kr)$ - функција Хенкела првог реда за полупцеле чланове реда,

$H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)$ - функција Хенкела другог реда за полупцеле чланове реда;

$p_n^{(m)}(\cos \theta)$ - придружене вредности функције Лежандра;

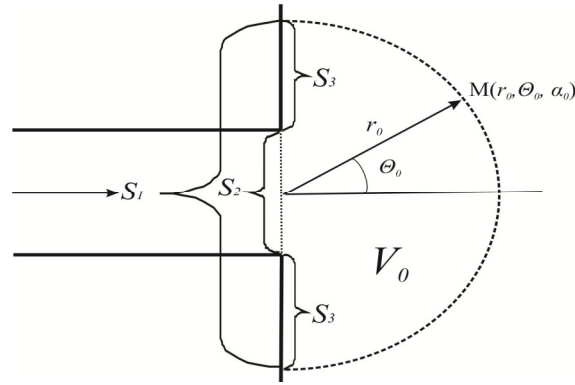
$A_{nm}, B_{nm}, C_{nm}, D_{nm}$ - произвољни коефицијенти чије се вредности одређују нормирањем (2.28).

Вектор брзине гасних честица \vec{v} се одређује из једначине (2.23), тако што се градијент функције прикаже у сферним координатама

$$\vec{v}_{nm}(r, \theta, \alpha) = \frac{i}{\omega \rho_0} \frac{\partial p(r, \theta, \alpha)}{\partial r} \vec{r}_0 + \frac{i}{\omega \rho_0 r} \frac{\partial p(r, \theta, \alpha)}{\partial \theta} \vec{\theta}_0 + \frac{i}{\omega \rho_0 r \sin \theta} \frac{\partial p(r, \theta, \alpha)}{\partial \alpha} \vec{\alpha}_0 \quad (2.42)$$

где су $\vec{r}_0, \vec{\theta}_0, \vec{\alpha}_0$ - јединични вектори сферног координатног система.

Интензитет формираног звука из пригушивача стрељачког оружја (цилиндра) се одређује у контролној запремини V_0 (слика 2.8), која је ограничена површином полусфере полупречника r_0 , апсолутно крутом равни S_3 и попречним пресеком S_2 .



Слика 2.8 Обрзовање звука у полусфери запремине V_0 применом пригушивача: S_2 - излазна површина пригушивача-цеви, S_1 - улазни пресек полусфере, S_3 - апсолутно крута површина, $M(r_0, \theta_0, \alpha_0)$ - референтна тачка у акустичком пољу

Акустичко поље у запремини V_0 се одређује као суперпозиција функцијама (2.19) и (2.20), где су функције одређене једним индексом (који се добија из мноштва комбинација два индекса)

$$p(r, \theta, \alpha) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n p_n(r, \theta, \alpha),$$

$$\vec{v}(r, \theta, \alpha) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \vec{v}_n(r, \theta, \alpha)$$
(2.43)

где су: A_n, B_n - коефицијенти.

Акустичко поље на улазном попречном пресеку S_2 се на основу једначине (2.27) може записати у облику Фуријеовог реда

$$p_2(r, \alpha, 0) = \sum_{n=1}^{\infty} a_{n(2)} p_{n(2)}(r, \alpha),$$

$$\vec{v}_2^z(r, \alpha, 0) = \sum_{n=1}^{\infty} b_{n(2)} \vec{v}_{n(2)}^z(r, \alpha)$$
(2.44)

где су $p_{n(2)}(r, \alpha)$ и $\vec{v}_{n(2)}^z(r, \alpha)$ - сопствене функције цилиндричног таласног проводника.

На пресеку S_2 су континуирани притисак и нормална компонента вектора брзине гасних честица

$$p_2(r, \alpha, 0) = p\left(r, \frac{\pi}{2}, \alpha\right),$$

$$\vec{v}_2^z(r, \alpha, 0) = \vec{v}^{-\theta}\left(r, \frac{\pi}{2}, \alpha\right)$$

На пресеку S_3 нормална компонента вектора брзине гасних честица једнак је нули. Из једначина (2.43) и (2.44), уколико се узму у обзир граничне вредности, следи:

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n p_n\left(r, \frac{\pi}{2}, \alpha\right) = \sum_{n=1}^{\infty} a_{n(2)} p_{n(2)}(r, \alpha), \text{ на } S_2$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} B_n v_n^{-\theta^*} \left(r, \frac{\pi}{2}, \alpha \right) = \begin{cases} 0, & \text{на } S_3 \\ \sum_{n=1}^{\infty} b_{n(2)} v_{n(2)}^{-\theta^*} (r, \alpha), & \text{на } S_2 \end{cases}$$

Множењем прве једначине са $v_{k(2)}^{-z^*}(r, \alpha)$ и друге једначине са $P_{k(1)}(r, \alpha)$ (сопствена функција цилиндричног проводника таласа полупречника r_0) и узимањем у обзир слагање по осама (2.28), долази се до следећег система алгебарских једначина:

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \int_{S_2} p_n \left(r, \frac{\pi}{2}, \alpha \right) v_{k(2)}^{-z^*} (r, \alpha) d\bar{S}_2 &= a_{k(1)}, \\ \sum_{n=1}^{\infty} B_n \int_{S_1} v_n^{-\theta^*} \left(r, \frac{\pi}{2}, \alpha \right) p_{k(1)} (r, \alpha) d\bar{S}_1 &= \sum_{n=1}^{\infty} b_{n(2)} \int_{S_1} v_{n(2)}^{-z^*} (r, \alpha) p_{k(1)} (r, \alpha) d\bar{S}_2, \quad k=1, 2, \dots \end{aligned} \quad (2.45)$$

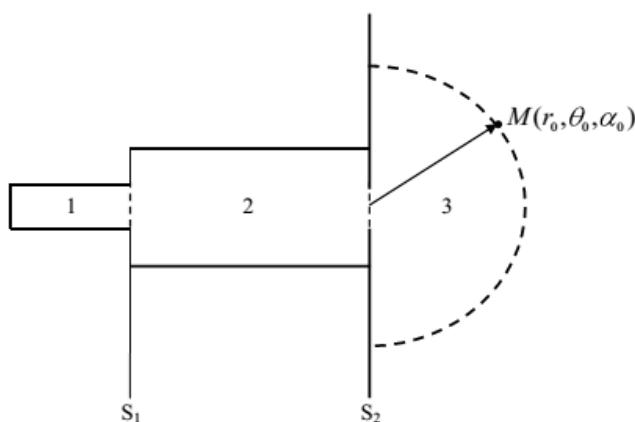
Ако се (2.45) напише у матричном облику, добија се:

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L^{-1} & 0 \\ 0 & M^{-1}N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

где су: L , M , N матрице

$$\begin{aligned} L_{kn} &= \int_{S_2} p_n \left(r, \frac{\pi}{2}, \alpha \right) v_{k(2)}^{-z^*} (r, \alpha) d\bar{S}_2, \\ M_{kn} &= \int_{S_2} v_n^{-\theta^*} \left(r, \frac{\pi}{2}, \alpha \right) P_{k(1)} (r, \alpha) d\bar{S}_1, \\ N_{kn} &= \int_{S_2} v_n^{-z^*} (r, \alpha) P_{k(1)} (r, \alpha) d\bar{S}_2. \end{aligned}$$

На слици 2.9 је приказана блок шема функционисања акустичког система (пригушивача) са извором акустичног поља и образовањем звука у полупростору.



Слика 2.9 Шема рада акустичког уређаја (пригушивача):

1-извор акустичног поља (цев оружја), 2-акустички уређај (пригушивач), 3-полусфера, M -тачка посматрања акустичког поља на површини сфере

Веза потпуног акустичког поља на попречном пресеку S_1 уређаја 2 са акустичким пољем на пресеку S_2 се у потпуности остварује преносном матрицом

$$\begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^{11} & T^{12} \\ T^{21} & T^{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

где су: a_1, a_2, b_1, b_2 - вектори са компонентама који одговарају коефицијенима Фуријеовог реда (2.5) и представљају притисак и векторе брзина гасних честица у пресецима S_1 и S_2 . Између матрица преноса и матрица расејања постоји следећа корелација

$$\begin{aligned} T^{11} &= (R^{21})^{-1}, \quad T^{12} = -(R^{21})^{-1} R^{22}, \\ T^{21} &= R^{11} (R^{21})^{-1}, \quad T^{22} = R^{12} - R^{11} (R^{21})^{-1} R^{22} \end{aligned}$$

Уколико се (2.25) имплементира у (2.24), следи

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L^{-1} T^{11} & L^{-1} T^{12} \\ M^{-1} N T^{21} & M^{-1} N T^{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

Матрични израз (2.26) је тачан ако је извор акустичког поља хармоник. У реалним условима пуцња, пригушивач 2 на слици 2.6 се кроз попречни пресек S_1 пуни импулсно у временском интервалу τ ($0 \leq t \leq \tau$). Функције притиска $p_1(t, r, \alpha)$ и вектора брзине $\vec{v}_1(t, r, \alpha)$ на пресеку S_1 се могу развити у временском домену Фуријеовим редом за период $T = \tau$:

$$\begin{aligned} p_1(t, r, \alpha) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} p_1(n\omega, r, \alpha) \exp(in\omega t), \\ \vec{v}_1(t, r, \alpha) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{v}_1(n\omega, r, \alpha) \exp(in\omega t) \end{aligned} \quad (2.49)$$

где су:

$$\omega = \frac{2\pi}{\tau} \text{ ,,}$$

$$p_1(n\omega, r, \alpha) = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau p_1(t, r, \alpha) \exp(-in\omega t) dt,$$

$$\vec{v}_1(n\omega, r, \alpha)(t, r, \alpha) = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \vec{v}_1(t, r, \alpha) \exp(-in\omega t) dt,$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

За било који временски хармоник акустичког поља $p_1(n\omega, r, \alpha)$, $\vec{v}_1(n\omega, r, \alpha)$ на попречном пресеку S_l , уколико се примени (2.48), одређује се акустичко поље $p(n\omega, r_0, \theta_0, \alpha_0)$, $\vec{v}(n\omega, r_0, \theta_0, \alpha_0)$ у тачци M на површини сфере полу-пречника r_0 .

$$\begin{aligned}
p(t, r_0, \theta_0, \alpha_0) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} p(n\omega, r_0, \theta_0, \alpha_0) \exp(in\omega t), \\
\vec{v}(t, r_0, \theta_0, \alpha_0) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{v}(n\omega, r_0, \theta_0, \alpha_0) \exp(in\omega t)
\end{aligned}
\tag{2.50}$$

2.2.4. Примена математичког модела

Да би се одредило акустичко поље у посматраној тачци M (слика 2.9), неопходно је познавање функција $p_1(t, r, \alpha)$, $\vec{v}_1(t, r, \alpha)$, на попречном пресеку S_1 , који представља границу између цеви и пригушивача. Из унутрашње балистике је познато да се ове функције мењају по експоненцијалном закону:

$$\begin{aligned}
p_1(t, r, \alpha) &= p_1(r, \alpha) \exp(-\alpha t), \\
\vec{v}_1(t, r, \alpha) &= \vec{v}_1(r, \alpha) \exp(-\beta t).
\end{aligned}
\tag{2.51}$$

Претпоставка је да натпритисак и вектор брзине гасних честица не зависе од променљивих r и α , па се у том случају (2.51) добија облик

$$p_1(t, r, \alpha) = p_1 \exp(-\alpha t), \quad \vec{v}_1(t, r, \alpha) = \vec{v}_1 \exp(-\beta t)$$

Уколико се ове величине прошире до периодичне функције са периодом $T = \tau$ (у физичком смислу пуцањ је бесконачни ред) и уколико се напишу у облику временског Фуријеовог реда (2.49), добија се:

$$\begin{aligned}
p_1 \exp(-\alpha t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} p_1(n\omega) \exp(in\omega t), \\
\vec{v}_1 \exp(-\beta t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{v}_1(n\omega) \exp(in\omega t)
\end{aligned}$$

где су:

$$\begin{aligned}
p_1(n\omega) &= \frac{P_1}{\tau(\alpha + in\omega)} (1 - \exp(-(\alpha + in\omega)\tau)), \\
\vec{v}_1(n\omega) &= \frac{\vec{v}_1}{\tau(\beta + in\omega)} (1 - \exp(-(\beta + in\omega)\tau)), \\
n &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots
\end{aligned}$$

Временски хармоници натпритиска $p_1(n\omega)$ и брзине честица $\vec{v}_1(n\omega)$ могу се изразити просторним Фуријеовим редом:

$$\begin{aligned}
p_1(n\omega) &= \sum_{k=0}^{\infty} a_{k(1)}(n\omega) p_{k(1)}(r, \alpha), \\
\vec{v}_1(n\omega) &= \sum_{k=0}^{\infty} b_{k(1)}(n\omega) \vec{v}_{k(1)}(r, \alpha), \\
n &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots
\end{aligned}
\tag{2.52}$$

где су: $p_{k(1)}(r, \alpha)$, $\vec{v}_{k(1)}(r, \alpha)$ - сопствене функције акустичког цилиндричног таласног проводника (цеви).

Коришћењем нормирања (2.28), коефицијенти Фуријеовог реда (2.52) се одређују на следећи начин:

$$\begin{aligned}
 a_{k(1)}(n\omega) &= iA_{0m} \frac{2\pi\Gamma_{0m}(n\omega)RJ_1(\chi_{0m}R)}{\omega\rho_0\tau(\alpha + in\omega)\chi_{0m}} (1 - \exp(-(\alpha + in\omega)\tau)) p_1, \\
 b_{k(1)}(n\omega) &= A_{0m} \frac{2\pi RJ_1(\chi_{0m}R)}{\tau(\beta - in\omega)\chi_{0m}} (1 - \exp(-(\beta - in\omega)\tau)) \vec{v}_1^z, \\
 n &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots, k = 1, 2, \dots
 \end{aligned} \tag{2.53}$$

где су:

$$k = 0, m;$$

$J_1(\chi_{0m}R)$ - Беселова функција првог реда;

$\chi_{0m} = a_{0m}/R$, a_{0m} - корен функције $J_1(x) = 0$,

Γ_{0m} - константа распростирања таласа у цилиндричном акустичком таласном воду,

R - радијус таласног проводника,

$$A_{0m} = \sqrt{\frac{2\omega\rho_0}{i\Gamma_{0m}(n\omega)R^2(J_0^2(\chi_{0m}R) + J_1^2(\chi_{0m}R))}} - \text{коефицијенти нормирања.}$$

Коефицијенти $a_{k(1)}(n\omega)$, $b_{k(1)}(n\omega)$ представљају компоненте вектора a_1 , b_1 , које се користе у матричном изразу (2.48) за проналажење вектора A , B , а чији су коефицијенти типа реда (2.43). Нестационарно акустичко поље се одређује по временском хармонику, који се састоји од редова (2.20).

Улазни параметри за математички модел су притисак барутних гасова p_1 и брзина гасних честица v_1^z у цеви на бесконачно малој удаљености од пресека уста цеви S_1 .

3. ЕЛЕКТРОАКУСТИЧКЕ И ЕЛЕКТРОМЕХАНИЧКЕ АНАЛОГИЈЕ

Карактеристике ударног таласа истичућих барутних гасова у поље око оружја се могу математички описати као акустички процес простирања звучних таласа. Пригушивач у акустичком смислу представља трансформатор од извора до излазног пресека. Промена карактеристика таласа у посматраној тачци M (слика 2.9) зависе од примарног извора и промена унутар таласног трансформатора, што је објашњено у 2. поглављу.

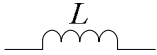
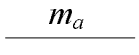





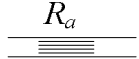
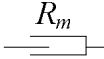
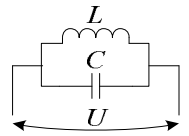
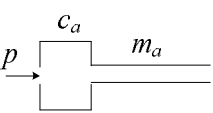
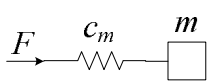
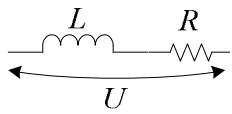
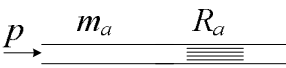
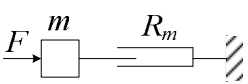
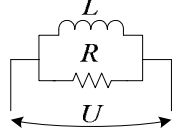
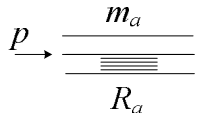
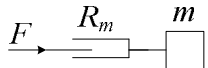
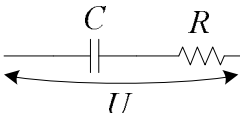
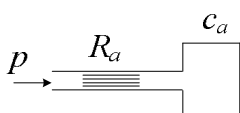
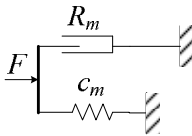
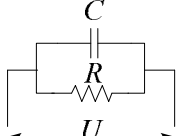
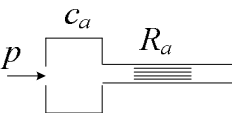
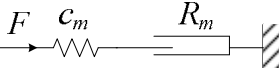
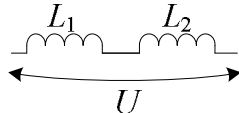
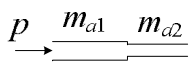
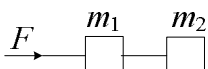
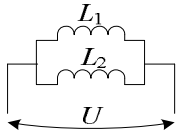
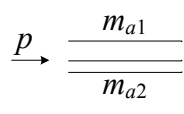
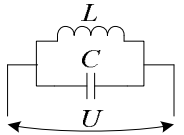
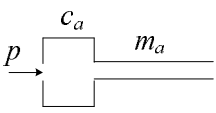

Постоје одређене аналогije између система у електротехници, акустици и механици [47, 48, 49, 50, 51, 52]. На почетку развоја електротехнике су се појаве, ради бољег разумевања, позивале на аналогije из механике. Сви електрични системи су путем аналогije моделовани одређеним механичким склоповима и као такви су презентовани. Излазне механичке величине (сила, крутост, брзина и сл.) су мерене и превођене у адекватне електричне. Сви електрични мерни уређаји су представљали одговарајући механички склоп, првенствено опружни механизми, клизачи и пригушнице. Технолошким развојем, нарочито у последњих 60-70 година, је дошло до најдетаљније разраде осцилаторних електричних кола и њихових компоненти. Првенствено се напредак односио у развоју проводничких и полупроводничких елемената, њиховом смањивању и квалитету израде. Готово сви савремени склопови, како електрични тако и механички, односно акустички, су незамисливи без електронских компоненти. Електронске компоненте су заступљене у готово свим савременим уређајима и као такве се свакодневно користе. Примена електронских компоненти поједностављује употребу мерних уређаја и има велику практичну примену, првенствено због могућности трајног регистровања мерених величина у виду електронског записа. Електронским компонентама се лако и једноставно управља, временски ограничава и регулише. Највећа предност у односу на класичне механичке склопове јесте што су они знатно поузданији и далеко мањих димензија, а у комерцијалном смислу економичнији, имајући у виду цену коштања. Време одзива је јако кратко па ове компоненте пружају могућност управљања свим процесима, од спорих до екстремно брзих. Осим самосталне употребе најчешћа примена електронских компоненти је у комбинацији са механичким склоповима, као што су давачи, сензори и актуатори, са задатком управљања и регулисања рада механичких склопова и уређаја.

Већина давача, сензора и актуатора су конципирана и израђена као електронске компоненте, или су комбинација механичких и електронских склопова. Раде на принципу регистровања одређене индуктивности, капацитивности или отпорности. Због малих габарита углавном се за управљање користе у комбинацији са адекватним појачивачима и као такви су везани у сабирне системе-аквизиције и системе за управљање. У свим пољима технике, од аутоиндустрије, медицине, процесне технике, прехранбене индустрије, савремених борбених система и сл., њихова примена је огромна.

Поред практичне примене, електронске компоненте су погодне и за израду савремених система за симулацију одређених процеса, било да су у механици, акустици или електротехници. Неопходно је добро познавање процеса, појава и одговарајућих аналогija и еквивалентних веза да би се правилно коципирани и креирали одговарајући симулациони модели.

У табели 3.1 је дат преглед еквивалентних веза у електротехници, акустици и механици:

Табела 3.1. Еквивалентне везе у електротехници, акустици и механици

Електроакустичке и електромеханичке аналогије			
Р. бр.	У електротехници	У акустици	У механици
1.	Напон (U)	Звучни притисак (p)	Сила (F)
2.	Струја (I)	Проток (q)	Брзина (v)
3.			
4.			
5.			
6.			
7.			
8.			
9.			
10.			
11.			
12.			
13.			

где су :

- L - електрична индуктивност,
- C - капацитативност,
- R - отпорност,
- U - напон,
- I - јачина електричне струје,
- p - звучни притисак,
- q - проток,
- m_a - акустичка индуктивност,
- C_a - акустичка капацитативност,
- R_a - акустичка отпорност,
- F - сила,
- m - маса,
- C_m - еластичност,
- R_m - механичка отпорност.

Важно је напоменути да су аналогије између електричних, механичких и акустичких система само формалне природе и постављају се на основу сличности диференцијалних једначина, којима се описују појаве у ова три система, као што је приказано на слици 3.1.



Слика 3.1 Еквивалентни механички и електрични систем

Диференцијална једначина за механички систем на слици 3.1а се може приказати у облику:

$$m \frac{dv}{dt} + R_m v + k \int v dt = F \tag{3.1}$$

док се диференцијална једначина за електрично коло на слици 3.1б може приказати у облику:

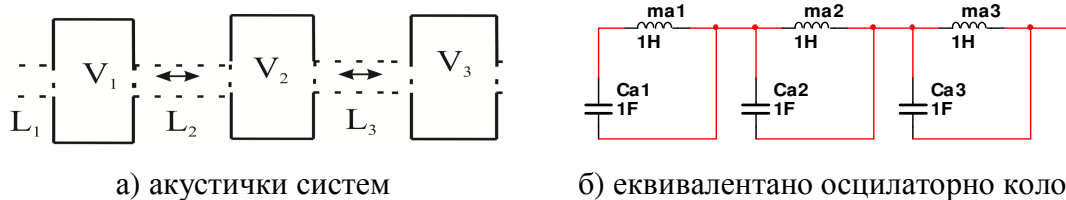
$$L \frac{dI}{dt} + RI + \frac{1}{C} \int Idt = U \tag{3.2}$$

Уколико се упореде једначине 3.1 и 3.2, види се аналогија између променљивих величина и то у овом случају напона U и силе F , односно јачине струје I и брзине v , као и између осталих компоненти у колу, а самим тим између импедансе у електричном и адмитације у механичком систему.

Слично горе наведеном примеру се може поставити аналогија између акустичких уређаја за пригушење звука и адекватних осцилаторних електричних кола, коришћењем декомпозитног приступа, односно рашчлањивањем акустичког система на саставне компоненте. Један од примера је дат на слици 3.2.

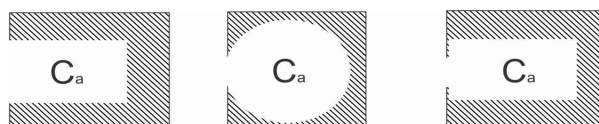
Коморе приказане на слици 3.2а, са својим запреминама представљају акустичку капацитативност, која се добија следећим изразом:

$$C_a = \frac{V}{\rho c^2} \tag{3.3}$$



Слика 3.2 Еквивалентни акустички и електрични систем

Капацитативност коморе не зависи од њеног облика већ искључиво зависи од запремине, што се може видети на слици 3.3.

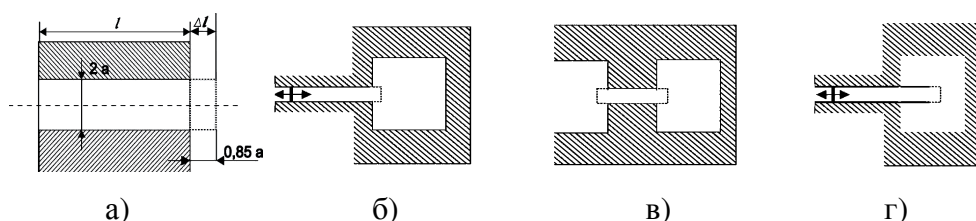


Слика 3.3 Аналогна акустичка капацитативност за различите облике комора

Водови (спојеви) између комора приказаних на слици 3.3а имају своју индуктивност, односно представља масу стуба ваздуха који треба потиснути. Акустичка индуктивност се добија следећим изразом:

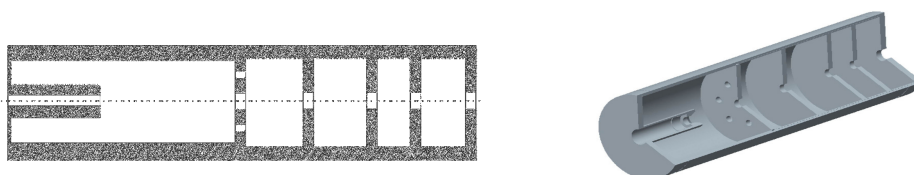
$$m_a = \frac{\rho l'}{S} \tag{3.4}$$

где је l' - дужина ваздушног стуба, односно збир дужине самог вода l и кориговане дужине Δl , која зависи од полупречника споја. Сам принцип корекције је приказан на слици 3.4. У зависноости од положаја споја у акустичком систему, корекција се врши према моделу б), в) и г) на слици 3.4:



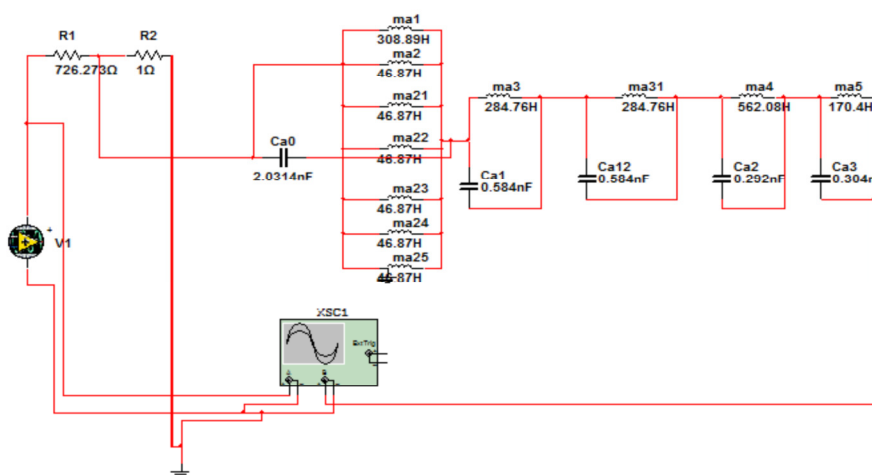
Слика 3.4 Корекција дужине ваздушног стуба акустичке индуктивности

Коришћењем наведених електроакустичких аналогнија и наведене корекције дужина ваздушног стуба за прорачун акустичке индуктивности, могу се креирати аналогна електрична кола за акустичке трансформаторе, односно у овом случају пригушиваче. На слици 3.5 је приказан пресек петокорног пригушивача, који је једноставне конструкције. Овакав тип пригушивача се најчеће примењује у пракси.



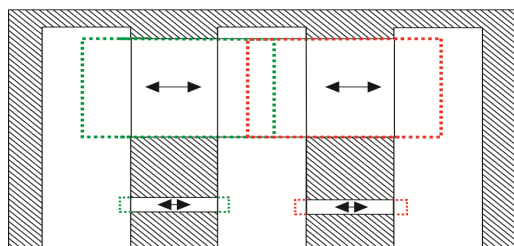
Слика 3.5 Пресек петокорног експанзионог пригушивача

Уколико се за овај тип пригушивача примени све наведено, може се креирати адекватно осцилаторно коло проказано на слици 3.6. Према правилима из електротехнике, индуктивности су повезане редно, а капацитивности су у паралелној вези. Референтна величина у акустици је звучни притисак, а као аналогна величина у електричном колу се генерише сигнал везан за промену напона. Сигнал генератором се пропушта сигнал промене притиска барутних гасова на устима цеви, односно према аналогји је то напонски сигнал.



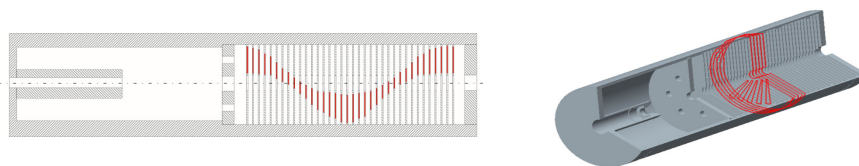
Слика 3.6 Аналогно електрично осцилаторно коло за петокорни пригушивач

Уколико су растојања између вода истог попречног пресека мања у односу на њихову корекцију по попречном пресеку, сматра се да је тај ваздушни стуб јединствен, односно узима се његова целокупна дужина, што је и приказано на слици 3.7.



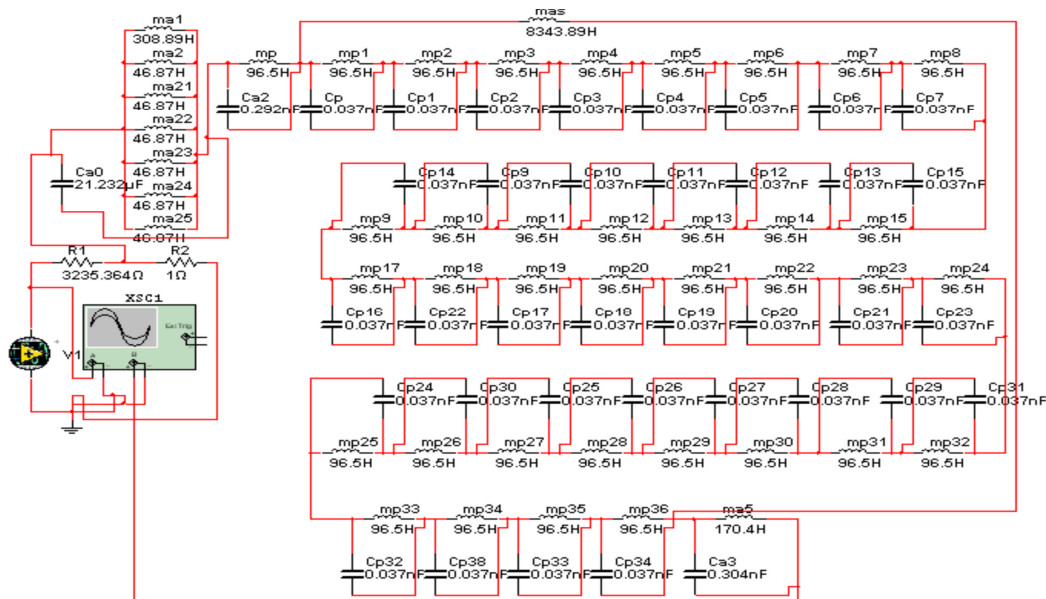
Слика 3.7 Приказ корекције вода акустичке индуктивности

Пример акустичких уређаја-пригушивача, за које се може применити корекција приказана на слици 3.7 су пригушивачи са продуженим током барутних гасова (слика 3.8).



Слика 3.8 Пресек пригушивача са продуженим током барутних гасова

Коришћењем корекција приказане на слици 3.7 се за пригушивач са продуженим током барутних гасова приказаног на слици 3.8 може креирати одговарајуће електрично осцилаторно коло, приказано на слици 3.9.



Слика 3.9 Аналогно електрично осцилаторно коло за пригушивач са продуженим током барутних гасова

На основу конструктивних података модела пригушивача се према једначини 3.3 одређују капацитативности комора, а према једначини 3.4 индуктивности за елементе у одговарајућем електричном осцилаторном колу. Добијене вредности након пропуштања улазног напонског сигнала, представља према већ наведеним принципима аналогија, притисак на излазном пресеку пригушивача.

Задњи пресек пригушивача у акустичком смислу представља тачкасти извор звука. Коришћењем једначина за интензитет звука (2.11) и једначина за притисак (2.12) одређеним трансформацијама се може доћи до израза за одређивање притиска у удаљеној тачци:

$$p = \frac{1}{r} P_0 \sqrt{\frac{S_0}{4\pi}}. \quad (3.5)$$

Ако се усвоји да је коефицијент a једнак подкореној величини у једначини 3.5, долази се до израза:

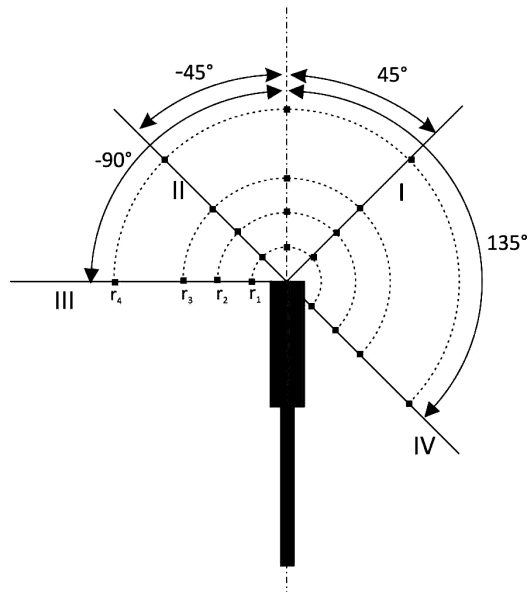
$$p = \frac{1}{r} P_0 \cdot a. \quad (3.6)$$

Применом функција слабљења по правцу (2.13), могуће је одредити натпритисак у било којој тачки поља око пригушивача.

Провера симулираних вредности се може извршити у одговарајућим тачкама акустичког поља, приказаним на слици 3.10, екперименталним мерењем.

Примена електроакустичких аналогија и креирање одговарајућих електричних осцилаторних кола, који су погодни за симулирање процеса опаљења, пружају велике могућности и флексибилност. Могу се применити за разне врсте оружја, а као добра основа може послужити комерцијални софтвер

Simulink. Као улаз је потребно генерисати карактеристике истицање гасова на устима цеви након опаљења.



Слика 3.10 Распоред карактеристичних тачака у акустичком пољу

4. НУМЕРИЧКЕ МЕТОДЕ ПРОРАЧУНА НЕСТАЦИОНАРНИХ ГАСОДИНАМИЧКИХ ПРОЦЕСА

Струјање флуида се може, у општем случају, описати парцијалним диференцијалним једначинама, која се у већини случајева не могу решити аналитички. Нумерички приступ CFD се бави проучавањем решавања тих једначина нумеричким методама помоћу рачунара [73].

Једначине, које описују динамику протока флуида, су познате од раније, али су решиве само за ограничен број специфичних случајева. Ти специфични познати случајеви су од велике помоћи при разумевању проблематике протока али су ретко употребљиве за директну примену у инжењерској анализи и моделовању. Због тога су инжењери, традиционално, били принуђени да користите неке друге методе при решавању таквих једначина. Најчешће се користе упрошћене једначине, које су засноване на комбинацији апроксимација и димензијске анализе, али су за решавање неопходни емпиријски подаци, као улаз за систем једначина. Због сложености једначина и немогућности добијања емпиријских података експериментима у већини случајева, почео је развој нумеричких метода. Технолошким развојем је омогућена примена рачунара у решавању нумеричких метода, а самим тим и могућност примене у проучавању протока флуида, која је овом применом далеко ефикаснија. Решавање једначина динамике флуида помоћу рачунара је постала свакодневна пракса за већину истраживача у овом подручју и све више се примењује. Ово подручје је познато као рачунска динамика флуида - CFD.

Да би се користиле нумеричке методе решавања, потребно је користити методе дискретизације, које апроксимирају диференцијалне једначине у систем алгебарских једначина, које се у том облику могу решити нумерички помоћу рачунара. Апроксимације су примењиве у малом просторном и временском домену, тако да нумеричка решења дају резултате у дискретним локацијама у времену и простору [53].

Као што тачност експерименталних података зависи од квалитета мерне опреме и примењених аквизицијских алата, тако и тачност нумеричких решења зависи од квалитета коришћене дискретизације.

Унутар великог опсега CFD су активности које покривају процесе од аутоматизације добро постављених инжењерских дизајнерских метода до коришћења детаљних решења Навије-Стоксових једначина, као замену за експериментално проучавање природе комплексних струјања. Услед овако велике примене CFD проналази место у многим подручјима науке и практичне примене.

Напомиње се и да CFD има одређена ограничења. Рачунарски ресурси значајно условљавају сложеност примењеног математичког модела и број елемената мреже у нумеричком домену. Са друге стране, велики проблем ствара дефинисање и математичко моделовање сложених динамичких појава протока и ширења флуида, као што су турбуленције, сагоревање, комплексност флуида, интеракције и сл.

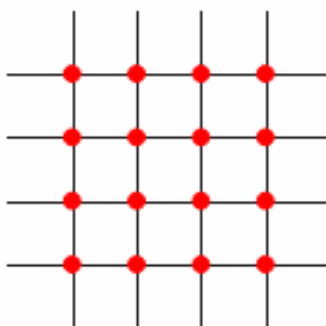
У овој тези је коришћен мањи део CFD-а, а то су нумеричке методе решавања постављених диференцијалних једначина. У даљем тексту ће прво бити наведене основне компоненте и својства нумеричких метода, а затим ће бити објашњена метода која је коришћена за решавање постављеног модела.

4.1. Дискретизација простора

Математички модел за решавање протока флуида представља систем диференцијалних једначина. Након поставке модела потребно га је прилагодити решавању помоћу рачунара, односно потребно је изабрати одговарајућу методу за дискретизацију времена и простора. Међу најзаступљенијим методама у CFD спадају метода коначних разлика (*finite difference method* - FDM), метода коначних запремина (*finite volume method* - FVM), метода коначних елемената (*finite element method* - FEM) и ретко применљива метода карактеристика.

4.1.1. Метода коначних разлика

Метода коначних разлика је најстарија метода за нумеричко решавање диференцијалних једначина, коју је представио Ојлер у XVIII веку. То је уједно и најједноставнија метода ако се користи једноставна геометрија. У принципу, метода коначних разлика се може применити на било који тип мрежа.



Слика 4.1 Подела простора за методу коначних разлика

Најчешће се користе структурисане мреже, где су странице ћелија паралелне са осам координатног система. По правилу су полазне једначине одржања (енергије, масе и количине кретања) у диференцијалном облику, које је потребно дискретизовати.

Домен решења преставаља мрежа приказана на слици 4.1. У сваком чвору је скуп података који је дефинисан за 2D простор координатама (i, j) , за 3D простор (i, j, k) . У сваком чвору-пресеку се може апроксимирати полазна диференцијална једначина, тако што се парцијални изводи у једначинама замене апроксимацијским изразима у датом пресеку. То резултира једном алгебарском једначином по чвору мреже, у којој су непознате вредности променљиве тог и одређеног броја суседних чворова. Наравно, број једначина и број непознатих величина морају бити једнаки. У граничним чворовима-тачкама су познате вредности променљивих и њих није потребно прорачунавати. Када се користе гранични услови који садрже изводе (Нојманово правило), они се морају дискретизовати и додати систему једначина. За израчунавање вредности у чворовима-тачкама, неопходне су апроксимације извода. Најчешће се користе апроксимације функција резвијањем у Тејлоров ред и апроксимација полиномом. Уколико је потребно, ова метода се примењују за одређивање вредности променљивих на локацијама изван тачака мреже интерполацијом.

Ако се, на пример, узме изведена компонента u брзине у смеру x осе, за компоненту брзине v у смеру y осе извођење је идентично. Уколико се са $u_{i,j}$

означи x компонента брзине у тачци (i, j) , онда се брзина $u_{i+1,j}$ у тачки $(i+1, j)$ може представити Тејлоровим редом око тачке (i, j) :

$$u_{i+1,j} = u_{i,j} + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right) \Delta x + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_{i,j} \frac{(\Delta x)^2}{2} + \left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^3}\right)_{i,j} \frac{(\Delta x)^3}{6} + \dots \quad (4.1)$$

Ова једначина представља математички егзактан израз за $u_{i+1,j}$, уколико је број чланова полинома бесконачан и конвергира, односно $\Delta t \rightarrow 0$. Може се написати:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,j} = \underbrace{\frac{u_{i+1,j} - u_{i,j}}{\Delta x}}_{(1)} - \underbrace{\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_{i,j} \frac{(\Delta x)^2}{2} + \left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^3}\right)_{i,j} \frac{(\Delta x)^3}{6} + \dots}_{(2)} \quad (4.2)$$

У претходном изразу ознака (1) представља апроксимацију првог извода коначним разликама:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,j} \approx \frac{u_{i+1,j} - u_{i,j}}{\Delta x} \quad (4.3)$$

Остатак (2) у (4.2) представља грешку, који се занемарује у апроксимацији. У једначини (4.2), израз најнижег реда за грешку укључује и разлику Δx . На основу тога следи да је израз за коначне разлике (4.3) тачности првог реда, а тачнији израз гласи:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,j} = \frac{u_{i+1,j} - u_{i,j}}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (4.4)$$

Приказане једначине представљају вредности коначних разлика првог реда, односно прве парцијалне изводе. Уколико се упореди са Ојлеровим једначинама, онда је први извод довољан за прорачун. Уколико се користе Навије-Стоксове једначине за вискозно струјање, неопходно је апроксимирати и други парцијални извод:

$$u_{i+1,j} + u_{i-1,j} = 2u_{i,j} + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_{i,j} (\Delta x)^2 + \left(\frac{\partial^4 u}{\partial x^4}\right)_{i,j} \frac{(\Delta x)^4}{12} + \dots \quad (4.5)$$

Из (4.5) се може доћи до израза за други извод као

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_{i,j} = \frac{u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j}}{(\Delta x)^2} + O(\Delta x)^2 \quad (4.6)$$

Претходно приказано представља основу апроксимације функција у алгебарске нумеричке изразе методом коначних разлика и начин примене за произвољну тачку нумеричке шеме.

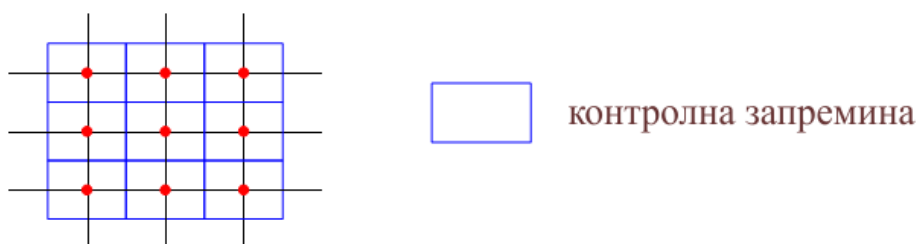
Уколико је полазна једначина нелинеарна (као што су Навије-Стоксове и Ојлорове једначине), апроксимације ће садржати неке нелинеарне елементе. Нумеричка метода решавања ће тада захтевати додатну линеаризацију.

Предности методе коначних разлика су једноставност и ефективност на структурним мрежама. Уз то је посебно лако постићи шеме вишег реда интеграције. Недостатак методе огледа се у томе што се не поштују закони одржања (енергије, масе и количине кретања), зато је неопходно увести

допунске једначине ограничења. Осим тога, битни недостатак је ограничење на једноставну геометрију, посебно ако се ради о комплексним струјањима.

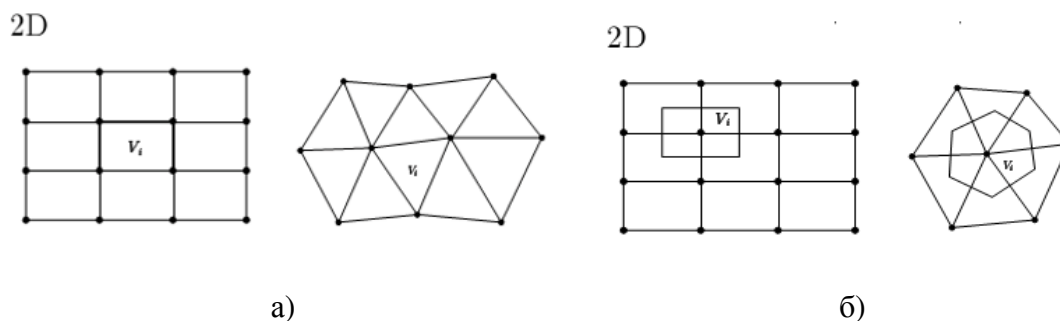
4.1.2. Метода коначних запремина

Метода коначних запремина дели простор на контролне запремине у чијим средиштима се налазе чворови у којима се рачуна вредност променљивих. Метода коначних запремина најчешће креће од интегралног облика закона одржања (енергије, масе и количине кретања). Домен решења је подељен у коначан број контролних запремина или ћелија. Једначине одржања (енергије, масе и количине кретања) се примењују на сваку од ћелија. У центру сваке ћелије се налази чвор у којем се израчунавају вредности променљивих (у неким случајевима неке од вредности се постављају на странице ћелија (слика 4.2)). Остале вредности се добијају интерполацијом. Површински и запремински интеграл се апроксимирају одговарајућим квадратним формулама. Као резултат се добијају алгебарске једначине за сваку ћелију у којима се појављују неке вредности суседних ћелија. Ова метода подржава било какав тип мреже и одговарајућа је за комплексне геометрије. За разлику од методе коначних разлика, подржава и законе одржања (енергије, масе и количине кретања).



Слика 4.2 Подела простора за методу коначних запремина

Најчешћи приступ је дефинисање ћелија одговарајућом мрежом и одређивањем вредности у центру ћелије. Могуће је дефинисати (за структурисане мреже) прво чворне локације и онда конструисати ћелије око њих, тако да странице ћелија леже на једнакој удаљености од суседних чворова. Предност првог приступа огледа се у томе што вредност у чвору представља средњу вредност ћелије с већом тачношћу (другог реда) од другог приступа, с обзиром да је чвор постављен на центру ћелије. Предност другог приступа је у томе што су апроксимације извода на страницама ћелија тачније кад су странице постављене на половини између два чвора. Прва варијанта је чешће коришћена у пракси.



Слика 4.3 Приступ поделе простора за методу коначних запремина

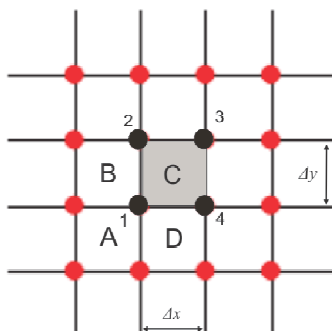
Код првог приступа, приказаног на слици 4.3а, вредности променљивих се рачунају у чворовима, а код другог приступа, приказаног на слици 4.3б, се рачунају у једној тачци унутар сваког елемента. Код другог приступа се израчунате вредности променљивих не добијају експлицитно, односно узима се средња вредност унутар елемента. Као илустрација се наводе Ојлерове једначине за дводимензионално струјање, дате у облику:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} \quad (4.7)$$

где је:

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho Eu + pu \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 \\ \rho Ev + pv \end{bmatrix}.$$

На слици 4.4 је приказана контролна запремина C .



Слика 4.4 Шема коначних запремина са средњим вредностима у ћелији

У интервалу Δt , променљива U_c ће мењати своју вредност на мрежи приказаној на слици 4.4 према законитости:

$$\Delta U_c = \frac{\Delta t}{\Delta \Omega} \left[(F_{12}\Delta y_{12} - G_{12}\Delta x_{12}) - (F_{34}\Delta y_{34} - G_{34}\Delta x_{34}) + (G_{14}\Delta x_{14} - F_{14}\Delta y_{14}) - (G_{23}\Delta x_{23} - F_{23}\Delta y_{23}) \right] \quad (4.8)$$

где је:

$$\Delta \Omega = \frac{1}{2} \left[(x_3 - x_1)(y_4 - y_2) - (x_4 - x_2)(y_3 - y_1) \right], \quad \begin{aligned} \Delta y_{12} &= y_2 - y_1 \\ \Delta x_{12} &= x_2 - x_1 \end{aligned}$$

Вредност флукса кроз страницу 12 се може одредити на више начина. Један од њих је узимање средње вредности флукса за две суседне ћелије, за које је страница 12 заједничка:

$$F_{12} = \frac{1}{2} (F_B + F_C) \quad (4.9)$$

Флуксеви F_B и F_C се одређују преко функција:

$$\begin{aligned} F_B &= F(U_B) \\ F_C &= F(U_C) \end{aligned} \quad (4.10)$$

Флукс се може одредити на други начин, на основу средње вредности променљиве U у ћелијама B и C :

$$F_{12} = F\left(\frac{U_B + U_C}{2}\right) \quad (4.11)$$

Приметна је разлика овог приступа у односу на поставку дату једначином (4.9), пошто је флукс F нелинеарна функција променљиве U .

Трећа опција је одређивање вредности флукаса у тачкама 1 и 2 према изразу:

$$F_{12} = \frac{1}{2}(F_1 + F_2) \quad (4.12)$$

Вредности флукаса у тачкама 1 и 2 се могу одредити преко средње вредности променљиве U или усвајањем средње вредности флукаса у ћелијама за које је чвор 1 заједнички. Средња вредност променљиве U за чвор 1 се одређује изразом:

$$U_1 = \frac{1}{4}(U_C + U_B + U_A + U_D) \quad (4.13)$$

где је:

$$F_1 = F(U_1) \quad (4.14)$$

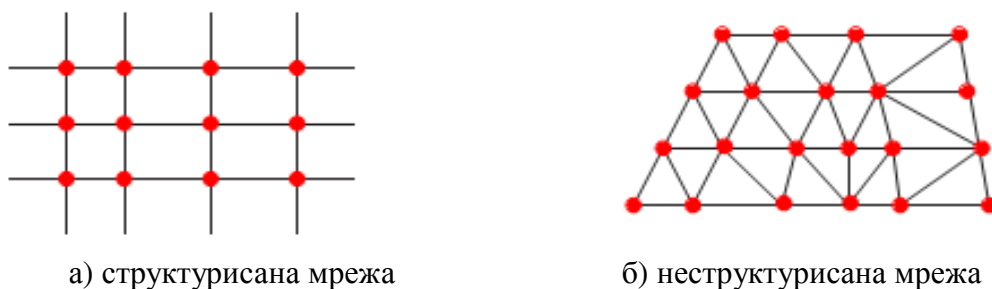
Средња вредност флукаса у чвору 1, као средња вредност флукаса у ћелијама, се добија изразом:

$$F_1 = \frac{1}{4}(F_C + F_B + F_A + F_D) \quad (4.15)$$

Уколико се примени систем Навије-Стоксових једначина, просторна и временска дискретизација дају систем алгебарских једначина. Пошто се ради о експлицитној шеми, временски корак се одређује из услова стабилности. Стабилност нумеричких шема се повећава са повећањем реда шеме и најчешће се користе шеме четвртог и петог реда.

4.1.3. Метода коначних елемената

Метода коначни елемената је слична протходно наведеним методама у многим аспектима. Домен је подељен на скуп дискретних запремина или коначних елемената који су генерално неструктурисани (у 2Д простору најчешће су то троуглови или четвороуглови, док су у 3Д простору то тетраедри или хексаедри). Најважнија карактеристика ове методе је да су једначине множене са тежинским функцијама пре интеграције по целом домену. У најједноставнијим облицима, решење је представљено линеарним обликом функција за сваки елемент који обезбеђује континуитет решења по границама елемента. Таква функција се може формирати на основу вредности у тачкама-чворовима елемената. Тежинске функције су углавном истог облика (слика 4.5). Оваква метода дискретизације простора се врло ретко користи за описивање флуида и најчешће се примењује за прорачун оптерећења, преноса топлоте, напонских стања и слично, код крутих елемената. Због тога није неопходно посебно описивати принципе рада ове методе.



Слика 4.5 Подела простора за методу коначних елемената

4.1.4. Метода карактеристика

Метода карактеристика је нумеричка метода погодна за решавање квази-линеарних парцијалних диференцијалних једначина хиперболичког типа. Поступак интеграције подразумева превођење парцијалних диференцијалних једначина у диференцијалне једначине са тоталним диференцијалом, уз истовремено одређивање фамилија кривих у просторно-временској равни дуж којих важи изведена трансформација, односно карактеристика. Тотални диференцијали се затим апроксимирају коначним разликама и добија се систем од две диференцијалне једначине са две непознате. Њиховим решавањем по зависно променљивим дуж карактеристичних праваца добија се партикуларни интеграл.

Просторна дискретизација се врши на основу фамилије кривих у просторно-временском координатном систему, дуж којих важе једначине са тоталним диференцијалима. Овај услов се користи при дискретизацији диференцијалних једначина, а формулише се помоћу Courant-овог критеријума стабилности који повезује просторни и временски корак интеграције [81,82]. Поступак решавања једначина је експлицитан јер се вредности параметара у новом временском тренутку одређују на основу вредности из претходног временског тренутка [82]. Ова метода је применљива у динамици флуида, углавном се примењује код одређивање карактеристика протока течности.

4.2. Математичка интерпретација физичких појава струјања

Физичке процесе струјања истичућих барутних гасова на устима цеви и стујање кроз коморе пригушивача је могуће описати основним законитостима динамике флуида, односно системом диференцијалних једначина Навије-Стокса. У овој дисертацији је примењена метода коначних запремина, за коју важи следећа математичка интерпретација.

- Основне струјне једначине за вискозне флуиде

За описивање струјања вискозних флуида користи се систем једначина Навије-Стокса у следећим облицима [73]:

Једначина континуитета

Неконзервативна (отворена) форма

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot V = 0 \quad (4.16)$$

Конзервативна (затворена) форма

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0 \quad (4.17)$$

Једначина одржања кретања

Неконзервативна (отворена) форма

x компонента

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho f_x \quad (4.18)$$

y компонента

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \rho f_y \quad (4.19)$$

z компонента

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho f_z \quad (4.20)$$

Конзервативна (затворена) форма

x компонента

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u V) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho f_x \quad (4.21)$$

y компонента

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v V) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \rho f_y \quad (4.22)$$

z компонента

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho w V) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho f_z \quad (4.23)$$

Једначина одржања енергије

Неконзервативна (отворена) форма

$$\begin{aligned}
\rho \frac{D}{Dt} \left(e + \frac{v^2}{2} \right) &= \rho \dot{q} + \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \\
& - \frac{\partial (up)}{\partial x} - \frac{\partial (up)}{\partial x} - \frac{\partial (up)}{\partial x} + \frac{\partial (u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial (u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial (u\tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial (v\tau_{xx})}{\partial x} + \\
& + \frac{\partial (v\tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial (w\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial (w\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial (w\tau_{zx})}{\partial z} + \rho fV
\end{aligned} \tag{4.24}$$

Конзервативна (затворена) форма

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \nabla \cdot \left[\rho \left(e + \frac{v^2}{2} \right) V \right] &= \rho \dot{q} + \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \\
\frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \frac{\partial (up)}{\partial x} - \frac{\partial (up)}{\partial x} - \frac{\partial (up)}{\partial x} &+ \frac{\partial (u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial (u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial (u\tau_{zx})}{\partial z} + \\
\frac{\partial (v\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial (v\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial (v\tau_{zx})}{\partial z} &+ \frac{\partial (w\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial (w\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial (w\tau_{zx})}{\partial z} + \rho fV
\end{aligned} \tag{4.25}$$

4.2.2. Прилагођене форме основних струјних једначина за CFD [73]

Уколико се усвоји да је:

масени флуks

$$\rho V \tag{4.26}$$

флуks кретања од x компоненте

$$\rho u V \tag{4.27}$$

флуks кретања од y компоненте

$$\rho v V \tag{4.28}$$

флуks кретања од z компоненте

$$\rho w V \tag{4.29}$$

флуks унутрашње енергије

$$\rho e V \tag{4.30}$$

флуks укупне (тоталне енергије)

$$\rho \left(e + \frac{v^2}{2} \right) V \tag{4.31}$$

онда се добија:

$$\boxed{\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = J} \quad (4.32)$$

Претходна једначина представља комплетан систем основних једначина у затвореном (конзервативном) облику, где су U , F , G , H и J колоне вектора

$$U = \left\{ \begin{array}{l} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho \left(e + \frac{v^2}{2} \right) \end{array} \right\} \quad (4.33)$$

$$F = \left\{ \begin{array}{l} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho uv - \tau_{xy} \\ \rho wu - \tau_{xz} \\ \rho \left(e + \frac{v^2}{2} \right) u + pu - k \frac{\partial T}{\partial x} - u\tau_{xx} - v\tau_{xy} - w\tau_{xz} \end{array} \right\} \quad (4.34)$$

$$G = \left\{ \begin{array}{l} \rho v \\ \rho uv - \tau_{yx} \\ \rho v^2 + p - \tau_{yy} \\ \rho wv - \tau_{yz} \\ \rho \left(e + \frac{v^2}{2} \right) v + pv - k \frac{\partial T}{\partial y} - u\tau_{yx} - v\tau_{yy} - w\tau_{yz} \end{array} \right\} \quad (4.35)$$

$$G = \left\{ \begin{array}{l} \rho w \\ \rho uw - \tau_{zx} \\ \rho vw - \tau_{zy} \\ \rho w^2 + p - \tau_{zz} \\ \rho \left(e + \frac{v^2}{2} \right) w + pw - k \frac{\partial T}{\partial z} - u\tau_{zx} - v\tau_{zy} - w\tau_{zz} \end{array} \right\} \quad (4.36)$$

$$J = \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ \rho f_x \\ \rho f_y \\ \rho f_z \\ \rho(uf_x + vf_y + wf_z) + \rho \dot{q} \end{array} \right\} \rho v V \quad (4.37)$$

Колоне вектора F , G и H у једначини (4.32) представљају векторе флукса, а колона вектора J представља извор односно понор. Колона вектора U се назива вектор решења. Први елементи свих колона вектора представљају једначину континуитета. Други елементи колона вектора представљају систем једначина одржања кретања. Највећи елементи колона вектора представљају систем главних једначина одржања енергије.

Уколико се трансформише једначина (4.32) у зависности промене по времену, добија се облик погодан за описивање нестационарних промена-струјања, који ће бити примењен у овој тези:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = J - \frac{\partial F}{\partial x} - \frac{\partial G}{\partial y} - \frac{\partial H}{\partial z} \quad (4.38)$$

Променљива U у једначини (4.38) представља вектор решења, пошто се елементи у колони вектора U (ρ , ρu , ρv , ...) одређују нумерички у зависности од времена. Променљиве са десне стране једначине (4.38) су одређене на основу познатих вредности за претходни временски интервал. Вредности које зависе од ρ и представљају производе ρu , ρv , ρw и $\rho(e + V^2/2)$ се називају променљиве флукса. Саме променљиве u , v , w и e представљају примитивне променљиве. Уколико су нам познате полазне вредности примитивних променљивих и променљиве ρ , могу се одредити остале вредности примитивних променљивих изразима:

$$\rho = \rho \quad (4.39)$$

$$u = \frac{\rho u}{\rho} \quad (4.40)$$

$$v = \frac{\rho v}{\rho} \quad (4.41)$$

$$w = \frac{\rho w}{\rho} \quad (4.42)$$

$$e = \frac{\rho(e + V^2/2)}{\rho} - \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \quad (4.43)$$

4.2.2. Вишефазна струјања флуида

За правилну математичку интерпретацију појаве струјања барутних гасова у околну средину се мора узети у обзир да је то вишефазно струјање, односно да је једна фаза баруних гасова, а друга фаза је атмосферски гас у окружењу оружја. Пракса је да се узимају две фазе струјања за два идеална гаса, који међусобно не реагују, због кратког временског интервала процеса истицања гасова [54, 70-72]. За вишефазна струјања се користе углавном два основна скаларна модела преносних једначина, од којих је први за независне фазе, а други за мешавину. За неодређену скаларну вредност k у фази l , уврштена у ϕ_l^k преносна једначина, која унутар запремине фазе l гласи:

$$\frac{\partial \alpha_l \rho_l \phi_l^k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \bar{u}_l \phi_l^k - \alpha_l \Gamma_l^k \nabla \phi_l^k) = S_l^k \quad k = 1, \dots, N \quad (4.44)$$

где су:

α_l - запремина фракције, ρ_l - густина, \bar{u}_l - брзина фазе l , Γ_l^k - коефицијент дифузије и S_l^k основни израз, који се морају унапред задати. У овом случају ϕ_l^k се односи само на једну фазу (фазу l) и утиче само на променљиве у фази l . Масени флуks за фазу l се дефинише једначином

$$F_l = \int_s \alpha_l \rho_l \bar{u}_l d\bar{S}. \quad (4.45)$$

Уколико се ради о мешавини онда је неопходно вредности скаларне функције ϕ_l^k одредити за мешавину, дефинисањем свих израза горе наведих.

4.2.3. Усредњене вредности Рејнолдсовог броја Навије-Стоксових једначина (RANS)

Усредњавање Рејнолдсовог броја, представља решење променљиве у тренутним (тачаним) Навије-Стоксовим једначинама, које се декомпозицијом разлажу на усредњене вредности (заједничке вредности или по времену усредњене) и променљиве компоненте [70-72]. За компоненте брзине:

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \quad (4.46)$$

где су \bar{u}_i - усредњена вредност брзине, а u_i' - релативна или флукутирајућа брзина компоненти ($i'=1, 2, 3$).

Исто важи и за притисак и друге скаларне величине:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (4.47)$$

где ϕ представља скалар, као што су притисак, енергија, или густина фазе. Заменом израза по овом моделу за променљиве протока у тренутне једначине континуитета и кретања за усредњене вредности по времену (или друге заједничке променљиве) и елиминисањем опадајућих средњих вредности (мисли се на брзину \bar{u}), добијају се усредњене преносне једначине. Оне могу бити интерпретиране тензором у Декартовом систему:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (4.48)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i u_j) = & -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \right] + \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{\rho u_i u_j}) \end{aligned} \quad (4.49)$$

Једначине (4.48) и (4.49) се називају Усредњене вредности Рејнолдсовог броја Навије-Стоксових једначина (**RANS**). Оне имају исти општи облик као тренутне Навије-Стоксове једначине за одређивање компоненти брзине и решавање осталих променљивих. Додатне услове представљају ефекте турбуленције. Рејнолдсови напони $\overline{\rho u_i u_j}$ се морају моделовати да би се добило коначно решење за једначину (4.49).

За токове променљиве густине, једначине (4.48) и (4.49) се могу тумачити као усредњене Фавре Навије-Стоксове једначине [55, 70], са брзинама представљају усредњену вредност масеног протока. Као такве се могу применити на токове променљиве густине.

4.2.3.1. Филтриране Навије-Стоксове једначине

Основне једначине за LES су добијене филтрирањем временски зависне Навије-Стоксове једначине у сваком Фуријеовом (таласном) или физичком простору. Овај процес ефикасно филтрира и вртлоге чије су вредности мање од ширине филтера или размака мреже, која се користи у прорачуну [70,71]. Добијене једначине регулишу динамику великих вртлога. Филтрирање променљивих се врши по моделу

$$\overline{\phi}(x) = \int_D \phi(x') G(x, x') dx' \quad (4.50)$$

где је D - домен флуида, а G - функција филтера која одређује обим решених вртлога.

У методи коначних запремина сама дискретизација имплицитно даје функцију филтрирања:

$$\overline{\phi}(x) = \frac{1}{V} \int_v \phi(x') dx', x' \in v \quad (4.51)$$

где је V - запремина рачунске ћелије. Филтер функција $G(x, x')$ је у имплицитном облику:

$$G(x, x') = \begin{cases} 1/V, & x' \in v \\ 0, & x' \notin v \end{cases} \quad (4.52)$$

LES је примењив и за стишљиве и за нестишљиве протоке флуида, а као пример се може узети нестишљив проток.

Филтрирањем једначина континуитета и кретања, добија се

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{u}_i) = 0 \quad (4.53)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij}) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (4.54)$$

где је σ_{ij} - напонски тензор међумолукуларне вискозности, дефинисан као:

$$\sigma_{ij} \equiv \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \quad (4.55)$$

а τ_{ij} представља напон мреже хелија, који се дефинише:

$$\tau_{ij} \equiv \overline{\rho u_i u_j} - \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (4.56)$$

Филтрирањем једначине енергије, добија се:

$$\frac{\partial \rho \bar{h}_s}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i \bar{h}_s}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} - \bar{u}_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\underbrace{\rho (\bar{u}_i \bar{h}_s - \bar{u}_i \bar{h}_s)}_{\text{flux mрежне entalpije}} \right] \quad (4.57)$$

где су h_s - енталпија, а λ - коефицијент топлоте. Флуks мрежне енталпије у једначини (4.57) се процењује коришћењем хипотезе градијента:

$$\rho (\bar{u}_i \bar{h}_s - \bar{u}_i \bar{h}_s) = - \frac{\mu_{SGS} c_p}{Pr_{SGS}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (4.58)$$

где је μ_{SGS} - међумрежна вискозност, а Pr_{SGS} - међумрежни Прантлов број, који износи 0.85.

4.2.4. Модел вискозности турбулентног струјања

4.2.4.1. Остварив (Realizable) k - ε модел турбулене вискозности

Остварив k - ε модел [56, 70, 71], који је примењен у овој дисертацији, се разликује од стандардног k - ε модела у два сегмента:

- Остварив k - ε модел садржи алтернативну формулацију за турбулентну вискозност.
- Модификована функција дисипације ε је изведена као средња вредност квадрата брзине вртложења тачније једначине преноса.

Термин "остварив" значи да модел задовољава одређена математичка ограничења према Рејнолдсовом услову, у складу са физиком турбулентних токова. Ни стандардни k - ε модел нити RNG модел нису оствариви.

Коришћењем стандардног k - ε модела, нормални напон, који је по дефиницији позитивна величина, постаје негативан, то јест, "неостварив", када је напон довољно велики да задовољи следећи услов

$$\frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial U}{\partial x} > \frac{1}{3C_\mu} \approx 3.7. \quad (4.59)$$

Слично се може уочити и за неједнакост Шварца [57, 70, 71] за смицајне напоне $\overline{u_\alpha^2 u_\beta^2} \leq \overline{u_\alpha^2} \overline{u_\beta^2}$.

Остварив k - ε модел и РНГ k - ε модел су показали значајна побољшања у односу на стандардни модел k - ε где карактеристике протока укључују велику закривљеност, вртлоге и ротацију. Пошто је модел још увек релативно нов, није јасно у којој мери остварив k - ε модел доследно превазилази РНГ модел. Међутим, почетне студије су показале да остварив k - ε модел даје најбоље перформансе од свих k - ε верзија модела за сепаратне токове и токове са комплексним секундарним карактеристикама протока.

Једна од слабости стандардног модела k - ε или других традиционалних модела k - ε лежи у моделовању једначине дисипације ε .

Остварив k - ε модел предложио је Ши са својим сарадницима [56, 70, 71], где су разматрани недостатци традиционалних k - ε модела усвајањем следећег:

- Нова једначина вискозности вртлога укључује променљиву, коју је првобитно предложио Рејнолдс.
- Нови модел једначина дисипације, на основу средњег квадрата динамичке једначине флукуације врлога.

Једно од ограничење остваривог k - ε модела је да производи нефизичку импулсну вискозности у ситуацијама када прорачунски домен садржи и ротирајуће и стационарне зоне флуида (на пример, више референтни оквири, ротирајућа клизна мрежа и слично). То је због чињенице да остварив k - ε модел обухвата ефекте средње ротације у дефиницији турбулентне вискозности. Овај додатни ефекат ротација је тестиран на појединачним системима референтног оквира и показао је боље понашање, у односу на стандардни k - ε модел. Међутим, због природе ове модификације, његову примену на више референтних система треба узети са резервом.

4.2.4.2. Преносне једначине за оствариви k - ε модел

Модификоване преносне једначине за k и ε применом остваривог k - ε модела [70, 71, 72] имају следећи облик

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (4.60)$$

и

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon u_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \\ &+ \rho C_1 S_\varepsilon + \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon \end{aligned} \quad (4.61)$$

где су: $C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right]$, $\eta = S \frac{k}{\varepsilon}$, $S = \sqrt{2S_{ij}}$

У овим једначинама, G_k представља генерисану кинетичку енергију турбуленција због средњих брзина градијената, G_b представља генерисану кинетичку енергију турбуленција због потиска, Y_M повећање променљиве дилатације стишљивог флуида турбуленције на укупној дисипацији, C_2 и $C_{1\varepsilon}$ су константе, σ_k и σ_ε су Прантлови бројеви за k и ε , док су S_k и S_ε дефинисани услови извора.

Извршене су детаљне потврде овог модела за широк спектар токова [56, 59, 70, 71], укључујући токове ротирајућег хомогеног смицања, слободних токова укључујући и граничне слојеве авиона, токове кроз канале и граничног слоја зида канала, одвојених токове и слично. За све ове случајеве су потврђене боље перформансе модела у односу на стандардни k - ε модел.

4.2.4.3. Моделовање турбулентне вискозности

Према k - ε моделу [70, 71], вртложна вискозност се одређује изразом

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (4.62)$$

Разлика између остваривог k - ε модела, стандардног и РНГ k - ε модела је у томе што вредност C_μ није константна, већ се одређује релацијом

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (4.63)$$

где је

$$U^* \equiv \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}} \quad (4.64)$$

и

$$\begin{aligned} \tilde{\Omega}_{ij} &= \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk} \omega_k \\ \Omega_{ij} &= \overline{\Omega_{ij}} - 2\varepsilon_{ijk} \omega_k \end{aligned}$$

где је $\overline{\Omega_{ij}}$ - средња брзина ротације тензора посматрана у односу на референтни систему са угаоном брзином ω_k . Константе овог модела A_0 и A_s имају следеће вредности

$$A_0 = 4.04, \quad A_s = \sqrt{6} \cos \phi \quad (4.65)$$

где су

$$\phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6}W), \quad W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}^3}, \quad \tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (4.66)$$

Може се видети да је C_μ у функцији средњих деформација и ротације поља, угаоне брзине ротације система, као и турбуленције поља (k и ε). У једначини

(4.62) C_μ може да има стандардне вредности 0,09 за инертни подслој у равнотежном граничном слоју.

4.2.4.4. Константе модела

Константе модела C_2 , σ_k и σ_ε дефинисане су како би се осигурало да модел функционише стабилно за одређене стандардне токове. Константе модел су:

$$C_{1\varepsilon} = 1.44, C_2 = 1.9, \sigma_k = 1, \sigma_\varepsilon = 1.2.$$

4.2.4.5. Моделовање турбулентних производа k - ε модела

Величина σ_k представља производ турбуленције кинетичке енергије, по узору на стандардне важи за РНГ и оствариве k - ε моделе. Из тачне преносне једначине, тај термин може се дефинисати изразом

$$\sigma_k = -\overline{\rho u_i u_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (4.67)$$

да би се σ_k проценио на начин који је у складу са хипотезом Бусинеска,

$$\sigma_k = \mu_t S^2 \quad (4.68)$$

где је S - средња вредност нивоа тензорског напрезања, дефинисана као

$$S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (4.69)$$

4.2.4.6. Ефекти стишљивости на турбуленције k - ε модела

За токове са високим Маховим бројем, стишљивост утиче на турбуленције кроз такозване "дилатације расипања", које су обично занемарене у моделовању нестишљивих протока [60]. Занемаривање дилатације расипања смањује ниво ширења, са повећањем Маховог број за стишљива мешања и друге слободне смицајне слојеве. Код k - ε модела углавном се уврштавају вредности једначина дилатационог расипања. Овај термин се моделује према предлогу Саркара [61]:

$$Y_M = 2\rho\varepsilon M_t^2 \quad (4.70)$$

где је M_t - турбулентни Махов број, дефинисан изразом

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \quad (4.71)$$

док је $a(\equiv \sqrt{\gamma RT})$ - брзина звука.

Модификација на основу стишљивости се увек примењује када се у симулационим моделима реални гасови апроксимирају идеалним гасовима, што је и био случај у овој дисертацији.

4.2.4.7. Моделовање топлотне проводљивости и масеног протока применом k - ε модела

Турбулентни пренос топлоте се моделује на основу концепта Рејнолдсових аналогичности за турбулентни пренос импулса [70-72]. На основу једначина одржања енергије следи

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i} [u_i (\rho R + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i (\tau_{ij})_{eff} \right) + S_h \quad (4.72)$$

где је E - укупна енергија, k_{eff} - топлотна проводљивост и $(\tau_{ij})_{eff}$ - напонски тензор, дефинисан као

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}$$

Тензор $(\tau_{ij})_{eff}$ представља вискозно загревање и увек се рачуна на основу густине. Не рачуна се у зависности од притиска, али он може бити укључен. Додатни услови се могу појавити у једначини енергије, у зависности од физичких модела који се користе. За стандардне и оствариве k - ε моделе, ефективна топлотна проводљивост се рачуна изразом

$$k_{eff} = k + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t}$$

где је k -топлотна проводљивост. Подразумевана вредност турбулентног Прантловог броја је 0.85.

4.2.5. Модел временске дискретизације вишефазног стујања флуида

У овој дисертацији је примењен преносни модел за две фазе (барутне гасове и атмосферу у околној средини) базиран на запремини фракција (*VOF-volume of fraction*).

4.2.5.1. Стабилност прорачуна VOF модела

VOF формулација се обично користи за израчунавање временски зависних решење [70-72]. Стабилност прорачуна VOF се огледа у томе да је решење независно од формулација. VOF се ослања на чињеницу да два или више флуида (или фаза) нису интерпенетрирајући. У свакој контролној запремини, запремину фракција посматрамо као јединствену. Вредности за све променљиве представљају запремиски усредњену вредност, у сваком делу мреже где је позната локација сваке од фаза. За ћелије испуњене једном врстом флуида, вредности се односе само на њих, док се вредности унутар ћелија у граничном делу одређују на основу запреминског удела флуида двеју фаза у њој.

Другим речима, ако је q^{th} запремински удео флуида у ћелији означен као α_q , онда су могућа следећа три услова:

- $\alpha_q = 0$: ћелија је празна (флуидом q^{th}),
- $\alpha_q = 1$: ћелија је пуна (флуидом q^{th}),
- $0 < \alpha_q < 1$: ћелија садржи удео флуида q^{th} и удео једног или више флуида.

На основу локалне вредности α_q , одговарајуће особине и променљиве ће бити додељене свакој контролној запремини у домену.

4.2.5.2. Једначина запремине фракција

Праћење површине S између фаза је приступ решења једначине континуитета за запремине фракције (или смешу више фракција) од фаза [70-72]. За фазу q^{th} , ова једначина има следећи облик:

$$\frac{1}{\rho_q} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_q \rho_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \bar{v}_q) \right] = S \alpha_q + \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}) \quad (4.73)$$

где је \dot{m}_{qp} - трансфер масе из фазе q у фазу p , а \dot{m}_{pq} - трансфер масе од фазе p до фазе q . По дефиницији извор на десној страни једначине (4.73), $S \alpha_q$ једнак је нули, али се могу одредити вредности константи дефинисаних извора маса за сваку фазу.

Једначина запремине фракције се не може одредити за примарну фазу, већ се одређује на основу одређених ограничења, према изразу:

$$\sum_{q=1}^n \alpha_q = 1 \quad (4.74)$$

Једначину запремина фракција је могуће решити имплицитно или експлицитно временском дискретизацијом.

4.2.5.3. Имплицитна шема

Имплицитна шема временске дискретизације се користи за добијање флуксева на граници свих ћелија, укључујући и оне у близини границе улаза. Коришћењем стандардних шема интерполације коначних разлика, као што су модели **QUICK**, **Upwind** првог и другог реда и модификована **HRIC** шема дискретизације [70,71], добија се

$$\frac{\alpha_q^{n+1} \rho_q^{n+1} - \alpha_q^n \rho_q^n}{\Delta t} V + \sum_f (\rho_q^{n+1} U_f^{n+1} \alpha_{q,f}^{n+1}) = \left[S \alpha_q + \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}) \right] V. \quad (4.75)$$

Пошто ова једначина захтева тренутну вредност запремине фракције (а не из претходног корака, као и за експлицитне шеме), вредности стандардног скалара се добијају итеративним поступком за сваку следећу запремину фракције у сваком временском кораку.

Имплицитна шема се може користити и за нестационарне и за стационарне прорачуне.

4.2.5.4. Експлицитна шема

Експлицитни приступ шеме стандардне интерполације коначних разлика се примењује на вредности запремине фракција које су израчунате у претходном временском кораку [70,71]

$$\frac{\alpha_q^{n+1} \rho_q^{n+1} - \alpha_q^n \rho_q^n}{\Delta t} V + \sum_f (\rho_q^n U_f^n \alpha_{q,f}^n) = \left[\sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}) + S \alpha_q \right] V \quad (4.76)$$

где су :

$n+1$ - индекс новог (текућег) временског корака

n - индекс претходног временског корака

$\alpha_{q,f}$ - површина запреминске фракције q^{th} , добијене методама

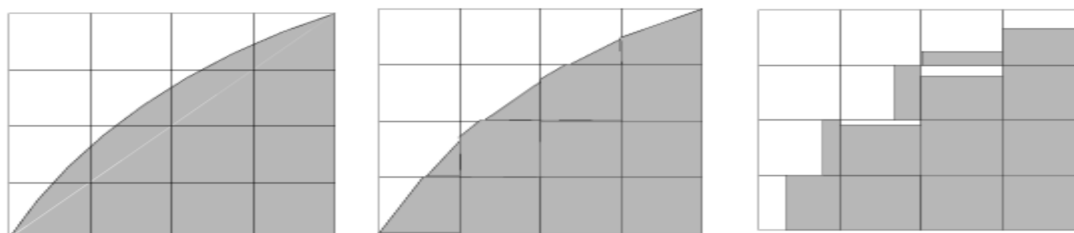
QUICK, Upwind првог и другог реда, модификованом HRIC, компресивном или CICSAM шемом

V - запремина ћелије.

Ова формулација не захтева итеративна решења једначине преноса за сваки временски интервал, као што је потребно за имплицитну шему. За експлицитне шеме, временски зависна решења морају се израчунати. Површински флуks се може интерполирати коришћењем реконструкције улазне површине или применом шеме дискретизације коначних запремина (интерполација у близини улазне површине).

4.2.5.5. Гранична интерполација

Модел контролне запремине захтева да се конвективни и дифузиони флуksеви на граници контролне запремине рачунају у корелацији са изворима унутар исте [70, 71].



а) граница две фазе

б) граница приказана шемом геометријске реконструкције

в) граница приказана шемом довор-акцептор

Слика 4.6 Прорачун граничним интерполацијама

Код шема геометријских реконструкција и довор-акцептор, примењује се посебан модел интерполације за ћелије у близини граница двеју фаза, што је приказано на слици 4.6: а- приказан је стварни облик границе фаза, б - приказ

применом методе геометријских реконструкција и в - применом методе донор-акцептор шема.

Експлицитном и имплицитном шемом се граничне ћелије третирају и у њима се врши интерполација, као да су у потпуности испуњене једном или другом фазом (користећи један од модела шема QUICK, Upwind првог или другог реда, модификованом HRIC, компресивни или CICSAM модел шеме), пре примене посебног третмана за исте.

Шема геометријске реконструкције се првенствено користи за неструктурисане мреже [62]. Овом шемом се граница између фаза интерпретира линеарним нагибом унутар сваке ћелије.

Донатор-акцептор шема се користи само за сруктурисане четворостране или хексаедарне мреже. Шема се користи за одређивање количине флуида у граничном слоју [63]. Ова шема идентификује једну ћелију као донора једне фазе и другу (суседну) ћелију, као акцептора исте количине, а користи се за спречавање нумеричке дифузије у граничном слоју. Оријентација граничног слоја може бити хоризонтално или вертикално, у зависности од нагиба правца фазе унутар ћелије.

4.2.5.6. Особине материјала

Особине које се појављују у преносним једначина одређују присуство компоненти фаза у свакој контролној запремини [70,71]. Код двофазних система, на пример, ако заступљене фазе означимо са 1 и 2, преко запремиског удела друге фракције се може одредити густина унутар ћелије изразом

$$\rho = \alpha_2 \rho_2 + (1 - \alpha_2) \rho_1 \quad (4.77)$$

Генерално, за фазни систем n -тог реда, усредњена вредност густине VOF моделом се добија изразом:

$$\rho = \sum \alpha_q \rho_q \quad (4.78)$$

И све остале особине, као што је на пример вискозност, се рачунају по овом моделу.

4.2.6. Просторна дискретизација

За трансформисање општих скаларних преносних једначина у алгебарске једначине које су погодне за нумеричко решавање [70,71], користи се модел базиран на коначним запреминама. Овом техником се врши интегрисање преносних једначина у сваком центру запремине. На тај начин добијају се дискретне вредности за сваку контролну запремину, водећи рачуна при томе о законима одржања. Дискретизација основних једначина може се илустровати најлакше за нестационарне преносне једначине у затвореном облику за скаларну вредност ϕ . За произвољну контролну запремину V у интегралном облику важи једначина:

$$\int_V \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \oint \rho \phi \vec{v} \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV \quad (4.79)$$

где су:

ρ - густина,

\vec{v} - вектор брзине (за 2D $u\hat{i} + v\hat{j}$),

$d\vec{A}$ - површински вектор,

Γ_ϕ - коефицијент дифузије за скалар ϕ ,

$\nabla\phi$ - градијент од ϕ (за 2D $\phi = (\partial\phi/\partial x)\hat{i} + (\partial\phi/\partial y)\hat{j}$),

S_ϕ - извор ϕ по јединици запремине.

Једначина (4.79) се користи за било коју контролну запремину или ћелију, рачунског домена. За 2D триангуларну ћелију, приказану на слици 4.7 контролна запремина илуструје пример преносне скаларне једначине. Дискретизована једначина (4.79) има следећи облик

$$\frac{\partial\rho\phi}{\partial t}V + \sum_f^{N_{faces}} \rho_f \vec{v}_f \phi_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_\phi \vec{v}_f \nabla\phi_f \cdot \vec{A}_f + S_\phi V \quad (4.80)$$

где су:

N_{faces} - број површина, који ограничавају ћелију

ϕ_f - вредност ϕ кроз површину f

$\rho_f \vec{v}_f \phi_f \cdot \vec{A}_f$ - масени флукс

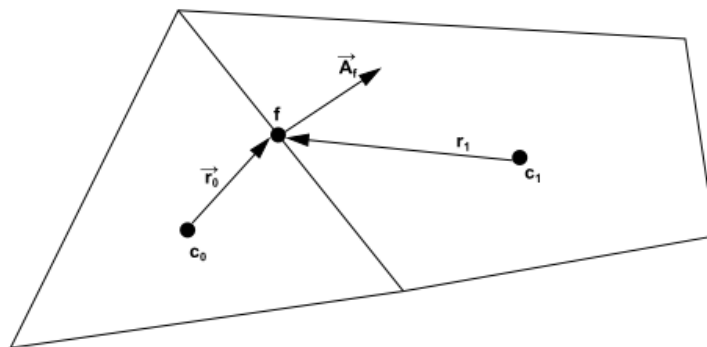
\vec{A}_f - вредност површине f , (за 2D $|\vec{A}| = |A_x\hat{i} + A_y\hat{j}|$)

$\nabla\phi_f$ - градијент ϕ површине f

V - запремина ћелије,

при чему је $\frac{\partial\rho\phi}{\partial t}V$ временска дискретизација.

Решење једначине има исти општи облик као горе наведени и лако је применљив за вишедимензионалне неструкурисане мреже базиране на произвољном полиедру.



Слика 4.7 Илустрација дискретизације преносне једначине скалара у контролној запремини

Подразумева се да су дискретне вредности скаларне функције у центру ћелија (c_0 и c_1 илуструју дискретизацију промене једначине скалара на слици

4.7). Међутим, површинске вредности ϕ_f неопходне су за решење једначине (4.79) и морају бити интерполиране од вредности у центрима ћелија. Ове вредности се добијају коришћењем upwind шеме.

Upwinding омогућава да се вредности ϕ_f добијају изводом из количника навише односно “upwind,” нормално у односу на правац брзине v_n у једначини (4.79). Постоје више модела upwind шема: првог реда, другог реда, закон о одржању енергије и QUICK.

Изрази дифузије у једначини (4.79) представља централне-разлике и увек је тачности другог реда.

4.2.6.1. Upwind шема првог реда

Уколико је за прорачун довољна тачност првог реда, површинске вредности ћелија свих променљивих се одређују на основу познатих централних вредности, које представљају усредњене вредности унутар ћелија [70,71]. У овом случају су површинске вредности у корелацији са вредностима унутар ћелија. Површинске вредности ϕ_f се одређују на основу централне вредности ћелија ϕ шемом навише, односно upwind. Овај модел је применљив за солвере на бази притиска и густине, што је и био случај у овој дисертацији.

4.2.6.2. Шема на основу одржања енергије

Оваква дискретизација ϕ примењује интерполацију номиналне вредности површинске променљиве, коришћењем тачног решења за једнодимензионалне конвективно-дифузивне једначине [70, 71]

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (4.81)$$

где су Γ и ρu константе на интервалу ∂x . Једначина (4.81) се може интегралити, при чему се добија:

$$\frac{\phi(x) - \phi_0}{\phi_L - \phi_0} = \frac{\exp\left(Pe \frac{x}{L}\right) - 1}{\exp(Pe) - 1} \quad (4.82)$$

где су

$$\phi_0 = \phi|_{x=0}$$

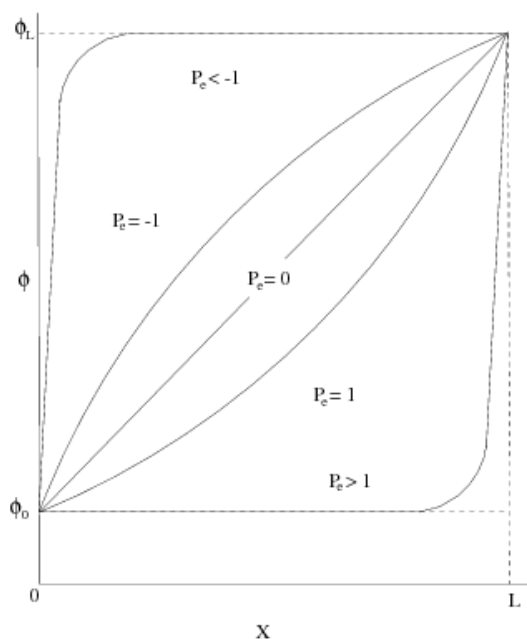
$$\phi_L = \phi|_{x=L}$$

а Pe - Паклетов број:

$$Pe = \frac{\rho u L}{\Gamma} \quad (4.83)$$

Вредности $\phi(x)$ за вредности између $x=0$ и $x=L$ су приказане на слици 4.8. Са дијаграма се може уочити да је вредност Pe у функцији ϕ за $x=L/2$ приближна вредности изнад ње. На основу овога, за моделе где доминирају конвективни токови, дозвољено је да се интерполација може постићи усвајањем

номиналних вредности као вредности у следећој ћелији изнад, тј. upwind [64]. Ово је стандардна шема првог реда за софтвере типа ANSYS FLUENT, који је касније коришћен у овој тези.



Слика 4.8 Функција промене $\phi(x)$ у границама од $x = 0$ до $x = L$

4.2.6.3. Upwind шема другог реда

Када је потребна тачност другог реда, вредности на површинама ћелија се рачунају на основу мултидимензионалне линеарне реконструкције [65, 70, 71]. Овим приступом се прецизност вишег реда постиже развијањем централне вредности у Тејлоров ред око тежишта унутар ћелије. Уколико је изабран модел upwind другог реда, номиналне вредности се добијају следећим изразом:

$$\phi_{f,sou} = \phi + \nabla \phi \cdot \vec{r} \quad (4.84)$$

где су: ϕ - вредности у центру ћелије и $\nabla \phi$ - нагиб функције у ћелији изнад и \vec{r} - померање вектора тежишта следеће ћелије (ћелије изнад) у односу на површину ћелије. Ова формулација захтева одређивање градијента $\nabla \phi$ у свакој ћелији. Градијент $\nabla \phi$ је ограничен, тако да се уводе нови максимуми или минимуми. Овај модел дискретизације је применљив за солвере на бази притиска и густине.

4.2.6.4. Шема централних разлика

Шема централних разлика, тачности другог реда, је применљива за импулсне једначине LES турбулентног модела [70, 71]. Ова шема омогућава већу прецизност LES прорачуна. Шема централних разлика врши прорачун номиналних вредности променљиве ϕ_f према изразу:

$$\phi_{f,CD} = \frac{1}{2}(\phi_0 + \phi_1) + \frac{1}{2}(\nabla\phi_0 \cdot \vec{r}_0 + \nabla\phi_1 \cdot \vec{r}_1) \quad (4.85)$$

где се индекси 0 и 1 односе на ћелије са заједничком површином; f , $\nabla\phi_{r,0}$ и $\nabla\phi_{r,1}$ су реконструисани градијенти у ћелијама 0 и 1, а \vec{r} представља вектор усмерен од тежишта ћелије ка тежишту на површини ћелије.

Познато је да шеме централних разлика могу да дају неограничена решења, од којих су већина без физичког смисла, што може довести до проблема стабилности за нумеричке процедуре. Ови проблеми стабилности могу да се избегну ако се користе диференцијалне корекције за шеме централних разлика. Овом приступом, површинске вредности се рачунају на следећи начин:

$$\phi_f = \underbrace{\phi_{f,UP}}_{\text{impliciti deo}} + \underbrace{(\phi_{f,CD} - \phi_{f,UP})}_{\text{expliciti deo}} \quad (4.86)$$

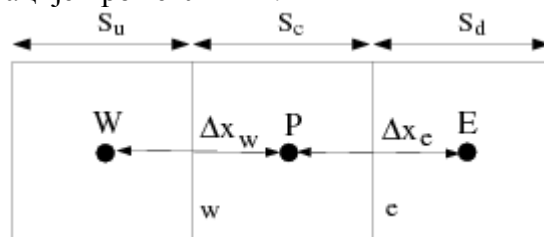
где се UP односи на **upwind**. Као што је наведено, upwind део се третира имплицитно, а део између централне разлике и upwind вредности се третира експлицитно. Под условом да нумеричко решење конвергира, овај приступ даје разлике другог реда.

Поред стандардне шеме централних разлика, примењује се и модел дискретизације шеме ограничених централних разлика [66], да би се избегле евентуалне осцилације добијених нумеричких решења. Овакав модел је применљив само за солвере на бази притиска.

4.2.6.5. QUICK шема дискретизације

За структурисане четворостране и хексаедарне мреже, где се могу идентификовати јединствене преносне површине и ћелије, може се применити дискретизација убрзаном QUICK шемом за прорачуне вредности вишег реда на основу познатих вредности површинске променљиве ϕ [70, 71].

QUICK шема [67] је базирана на основу усредњених вредности upwind и централне интерполације променљивих.



Слика 4.9 Једнодимензионална контролна запремина

За површину e на слици 4.9, уколико је проток s лева на десно, вредност променљиве се може изразити као:

$$\phi_e = \theta \left[\frac{S_d}{S_c + S_d} \phi_P + \frac{S_c}{S_c + S_d} \phi_E \right] + (1 - \theta) \left[\frac{S_u + 2S_c}{S_u + S_c} \phi_P - \frac{S_c}{S_u + S_c} \phi_W \right] \quad (4.87)$$

Вредност $\theta = 1$ у једначини резултује централном интерполацијом другог реда, док се за $\theta = 0$ добија помоћу `upwind` другог реда. Уобичајено је да се за QUICK шему задаје вредност $\theta = 1/8$.

QUICK шема дискретизације се начелно користи за структурисане мреже са усклађеним правцем струјања за солвере на бази притиска, али се уз одређене модификације може применити и за неструктурисане или хибридне мреже за солвере базиране на густини, решавањем допунских скаларних једначина.

4.2.6.6. MUSCL шема трећег реда

Ова конвекционална шема трећег реда је базирана на оригиналном MUSCL моделу (Monotone Upstream-Centered Schemes for Conservation Laws) [68, 70, 71], комбиновањем шеме централне разике и `upwind` шема другог реда

$$\phi_f = \theta \phi_{f,CD} + (1 - \theta) \phi_{f,SOU} \quad (4.88)$$

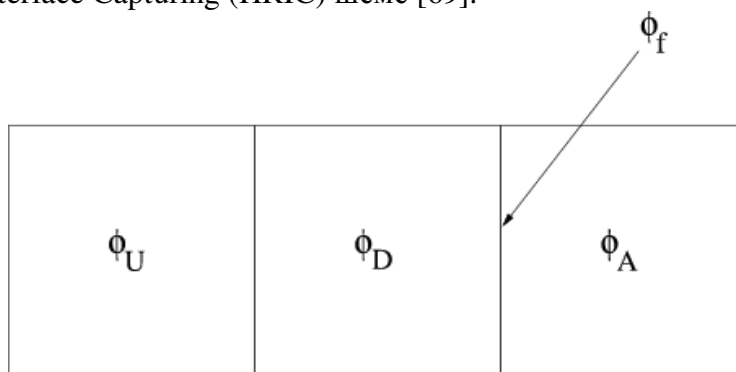
где су $\phi_{f,CD}$ дефинисани у једначини (4.85), а $\phi_{f,SOU}$ су добијене моделом `upwind` другог реда.

За разлику од QUICK шеме која се примењује за структурисане мреже, MUSCL шема је применљива за све типове мрежа. У поређењу са `upwind` шемом другог реда, MUSCL шема трећег реда има потенцијал да побољша тачност просторне дискретизације умањењем нумеричке дисперзије за комплексне тродимензионалне токове и да се примени за све типове преносних једначина.

За MUSCL модел не постоје лимити градијента, па је као такав погодан за моделовање дисконтинуитета, као што су тродимензионални ударни таласи. Применљив је за солвере на бази притиска и густине.

4.2.6.7. Модификована HRIC шема

За симулације коришћењем VOF мултифазне моделе, `upwind` шеме нису погодне за праћење површина због природе расипања [70, 71]. Централне диференцијалне шеме, генерално су у стању да задрже границе површина, неограничене су и често дају физички неприхватљиве резултате. У циљу превазилажења ових недостатака, користи се модификована верзија High Resolution Interface Capturing (HRIC) шеме [69].



Слика 4.10 Распоред ћелија за модификовану HRIC шему

Нормализована вредност запреминске фракције ћелије $\tilde{\phi}_c$ се рачуна и користи се за одређивање нормализоване номиналне површинске вредности $\tilde{\phi}_f$, према изразу:

$$\tilde{\phi}_c = \frac{\phi_D - \phi_U}{\phi_A - \phi_U} \quad (4.89)$$

где су: A - акцептор ћелија, D - донатор ћелија и U - upwind ћелија.

Следи:

$$\tilde{\phi}_f = \begin{cases} \tilde{\phi}_c & \tilde{\phi}_c < 0 \text{ ili } \tilde{\phi}_c > 1 \\ 2\tilde{\phi}_c & 0 \leq \tilde{\phi}_c \leq 0.5 \\ 1 & 0.5 \leq \tilde{\phi}_c \leq 1 \end{cases} \quad (4.90)$$

Ако upwind ћелија није доступна (нпр. за неструктурисане мреже), екстраполирана вредност се узима као ϕ_U . Директна примена вредности $\tilde{\phi}_f$ ствара искривљења или набораност површина, уколико је проток паралелан са међупростором. Пренос у мрежи у овом случају се врши на основу нагиба угла између граничних површина [66]:

$$\tilde{\phi}_f^{UQ} = \begin{cases} \tilde{\phi}_c & \tilde{\phi}_c < 0 \text{ ili } \tilde{\phi}_c > 1 \\ \text{MIN} \left(\tilde{\phi}_f, \frac{6\tilde{\phi}_c + 3}{8} \right) & 0 \leq \tilde{\phi}_c \leq 1 \end{cases} \quad (4.91)$$

То доводи до исправљања облика површине запремине фракције $\tilde{\phi}_f^*$:

$$\tilde{\phi}_f^* = \tilde{\phi}_f \sqrt{\cos \theta} + (1 - \sqrt{\cos \theta}) \phi_f^{UQ} \quad (4.92)$$

где је

$$\cos \theta = \frac{\nabla \phi \cdot \vec{d}}{|\nabla \phi| |\vec{d}|} \quad (4.93)$$

и \vec{d} - вектор повезивање центара покретних ћелија површине f .

Површина запремине фракција сада се добија из нормализованих вредности према изразу:

$$\phi_f = \tilde{\phi}_f^* (\phi_A - \phi_U) + \phi_U. \quad (4.94)$$

Модификована HRIC шема обезбеђује већу тачност VOF прорачуна у односу на QUICK и шеме другог реда и мање је рачунски захтевна у односу на реконструисане шеме.

4.2.6.8. Модел релаксације шема вишег ред

Шеме вишег реда се могу интерпретирати као шеме првог реда са додатним условима вишег реда. Релаксација вишег реда може бити примењена са овим додатним условима [70, 71].

Под-релаксацију високих редова прати стандардна форма за било коју генеричку вредност φ

$$\varphi_{new} = \varphi_{old} + f(\varphi_{intermediate} - \varphi_{old}) \quad (4.95)$$

где је f фактор под-релаксације. Подразумевана вредност f за стационарне случајеве је 0.25, а за нестационарне је 0.75. Исти фактор се примењује за решавање свих једначина.

5. МОДЕЛОВАЊЕ СИМУЛАЦИОНОГ ПРОЦЕСА УДАРНОГ ТАЛАСА ПРИМЕНОМ ЕЛЕКТРО-АКУСТИЧКИХ АНАЛОГИЈА И ДЕКОМПОЗИТНОГ ПРИСТУПА

5.1. Креирање симулационог модела

Као што је наведено у 3. поглављу, све појаве у току процеса опаљења се могу описати преко акустичких процеса. Пригушивач представља акустички таласни трансформатор, који се путем декомпозиционог приступа може разложити на основне акустичке елементе. Уколико се примене наведене паралелне везе из електро-акустичких аналогија, акустички разложени трансформатор се може поставити као адекватно осцилаторно електрично коло (слике 3.10 и 3.13). Акустички таласни трансформатор има улогу да редукује акустички притисак, односно притисак истичућих барутних гасова на устима цеви оружја. Применом аналогија (табела 3.1) у адекватном електричном осцилаторном колу, које представља пригушивач пуцња, путем сигнал генератора се пропушта одговарајући напон струје, који представља звучни притисак. Сама вредност сигнала-напона се одређује унутрашње балистичким прорачуном за трећу фазу, односно за период истицања барутних гасова.

Као веома практична платформа за графичко симулационо окружење искоришћен је комерцијални пакет *National Instruments MULTISIM 11.0*. Ова платформа је добра основа за симулацију сигнала осцилаторних електричних кола, где се визуелно могу видети све везе и конекције у електричном колу, а улазни сигнал се једноставно генерише виртуелним сигналгенератором. Пропуштањем сигнала кроз електрично коло добија се нови ослабљени сигнал, чије се вредности имплицитно бележе у новом фајлу. Путем виртуелног осцилоскопа вредности сигнала се могу одмах приказати графички.

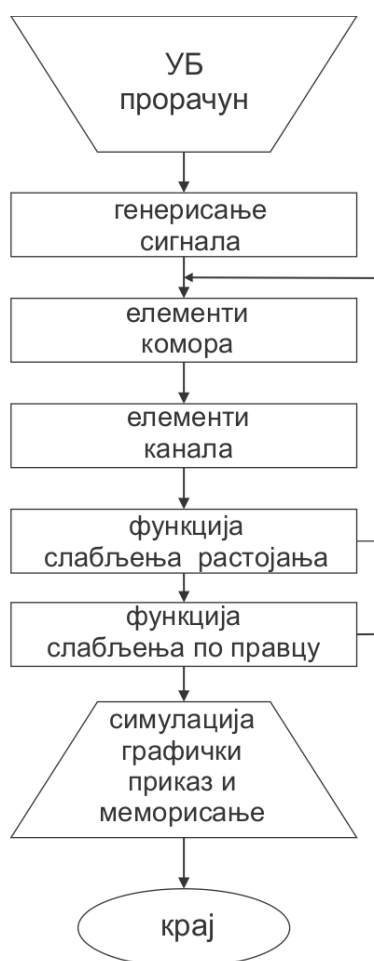
Оваквом трансформацијом улазног сигнала на устима цеви, добија се сигнал на излазу пригушивача. Вредност сигнала у референтној тачци поља се добија применом функције одстојања (2.12) и усмерености (2.13) у односу на правац кретања пројектила. Ове вредности су касније упоређене са измереним на реалном моделу. Напред наведене функције слабљења је могуће једноставно имплементирати у осцилаторно коло, придржавајући се основних законитости електротехнике, тако што се врши слабљење улазног сигнала преко два редно везана отпорника.

Овакав приступ симулације је веома једноставан и применљив за било коју врсту пригушивача, као и за било коју врсту оружја. Неопходно је пре креирања самог виртуелног осцилаторног кола извршити адекватне припреме:

- одредити вредности елемената кола на основу димензија елемената пригушивача,
- адекватним УБ прорачуном дефинисати улазни сигнал и
- дефинисати положај тачке за коју се врши симулација.

Неопходно је тачно одредити удаљеност тачке од самог извора звука, односно уста цеви, да би се узео степ функције за време које је неопходно да честице гасне струје пређу тај пут.

Сам симулациони модел је базиран на алгоритму, приказан на слици 5.1.



Слика 5.1 Алгоритам симулационог модела

5.1.1. Унутрашњебалистички прорачун класичном методом

Као полазни подаци за симулациони модел креиран према алгоритму, приказаном на слици 5.1, узма се промена притиска истичућих барутних гасова на устима цеви. Прорачун промене притиска на устима цеви се може добити на основу унутрашње балистичког прорачуна за конкретно оружје. У овом случају је извршен УБ прорачун за аутоматску пушку М21 са каласичном муницијом калибра 5,56 x 44 mm и барутом SB 511. За овај модел је коришћен УБ прорачун класичном методом Дроздова, са корекцијама за позајмицу барутних гасова према теорији Орлова [74-76]. Овом теоријом се решава систем једначина:

$$pS_c (X_\psi + X) = f_b m_b \psi - \frac{k-1}{2} \phi m v^2 \quad (5.1)$$

-Једначина биланса енергије,

$$\phi m \frac{dv}{dt} = pS_c \quad (5.2)$$

-Једначина кретања пројектила,

$$v = \frac{dX}{dt} \quad (5.3)$$

-Једначина брзине пројектила,

$$u_z = u_{z0} p \quad (5.4)$$

или:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{u_{z0}}{r_0} p = \frac{p}{I_k} \quad (5.5)$$

-Једначина брзина сагоревања барута,

$$\psi = ky(1 + \lambda y + \mu y^2) \quad (5.6)$$

или:

$$\psi = k_1 y(1 + \lambda_1 y) \quad (5.7)$$

-Једначина релативне сагореле масе барута,

$$\sigma = 1 + 2\lambda y + 3\mu y^2 \quad (5.8)$$

или:

$$\sigma = 1 + 2\lambda_1 y \quad (5.9)$$

-Једначина релативне сагоревајуће површине барутног зрна:

$$X_\psi = \frac{W_\psi}{S_c} = \frac{1}{S_c} \left[W_0 - \frac{m_b}{\rho_b} (1 - \psi) - \alpha m_b \psi \right] \quad (5.10)$$

-Једначина сведене дужине слободне запремине.

Суштина методе је да се унутрашње-балистички параметри изразе у функцији једне независне променљиве. За независно променљиву се бира величина за коју су познати почетни и гранични услови. За први период је независна променљива релативна сагорела дебљина барута, а за други период пут пројектила. Решавањем система једначина по периодама дефинише се законитост кретања пројектила и развој гасодинамичких карактеристика у процесу опаљења. Изузетак представља прорачун времена који се изводи

јединствено за цео процес опаљења. Полазни подаци за УБ прорачун су приказани у табели 5.1:

Поред наведених полазних података, за тачнији прорачун се мора узети у обзир и корекција притиска барутних гасова искоришћених за рад аутоматике преко позајмице. Ова корекција, базирана на моделу Орлова, узима у обзир конструктивне параметре канала за позајмицу, његов положај, запремину барутне коморе, попречни пресек клипа и његову геометрију, као и масу трзајућих делова и крутост повратне опруге.

Табела 5.1. Полазни подаци за унутрашње-балистички прорачун

Ред. бр.	Ознака	Назив	Вредност	Јединица мере
Карактеристике цеви				
1.	S_c	Попречни пресек цеви	0,000002	m^2
2.	W_0	Запремина барутне коморе	0,000025	m^3
3.	X_u	Дужина водишта пројектила	0,43	m
Карактеристике пројектила				
1.	m	Маса пројектила	0,004	kg
2.	p_0	Притисак форсирања	$0.110 \cdot 10^8$	Pa
3.	φ	Коефицијент фиктивности	1,0600	-
Карактеристике барута				
1.	m_b	Маса барута	0,002	kg
2.	f_b	Специфичан рад барутних гасова	953111	J/kg
3.	α	Коволумен барутних гасова	0,00100	m^3/kg
4.	u_{z0}	Јединична брзина сагоравања	$0,805 \cdot 10^{-9}$	$m/Pa \cdot s$
5.	ρ_b	Запреминска маса барута	1600	kg/m^3
6.	θ	Однос специфичних топлота уамњен за 1	0,270	-
7.	$2r_0$	Полупречник барутног зрна	0,00014	m
8.	k_1	Коефицијент облика барутног зрна	1,25127	-
9.	λ_1	Коефицијент облика барутног зрна	-0,20031	-

Тачност УБ прорачуна се најчешће проверава експерименталним испитивањима. Као референтне вредности се упоређују почетна брзина пројектила и развој притиска унутар цеви, у зависности од времена. У овом случају је извршено мерење почетне брзине пројектила, што је детаљно описано у 7. поглављу ове тезе. Према УБ прорачуну, који је приказан у Прилогу бр.1, почетна брзна пројектила је 916,36 m/s, док је средња просечна измерена брзина износила 915,44 m/s, што говори да је тачност ове методе изузетно велика а сама метода поуздана.

На основу комплетног УБ прорачуна, узимајући у обзир корекцију за позајмицу, долази се до функције промене притиска на устима цеви у току истицања барутних гасова, приказано у табели 5.2. На основу праксе, сматра се да је истицање завршено када притисак барутних гасова падне на вредности испод 1,8 bar.

Ови подаци су улаз за симулациони модел, конципиран на електро-акустичким аналогијама према алгоритму на слици 5.1.

Табела 5.2. Промена притиска у току истицања барутних гасова

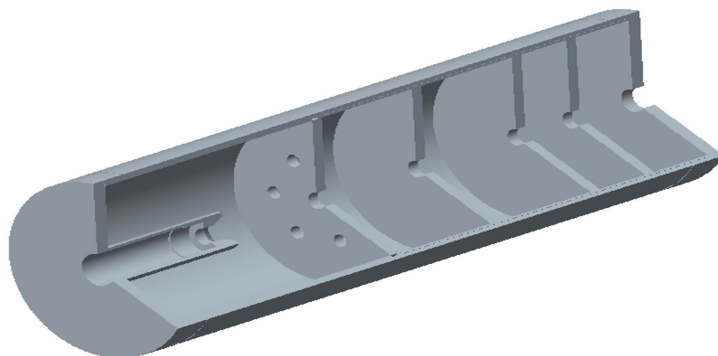
Време истицања [s]	Притисак [Pa]
0	40187084
0,001004	37818024
0,001197	28054626
0,001428	19832598
0,001621	14996466
0,001775	12063490
0,001968	9255851
0,0022	6801773
0,002393	5302349
0,002586	4160709
0,002817	3135794
0,002971	2609149
0,003164	2083786
0,00328	1825471
0,003473	1470098
0,003627	1240668
0,00382	1007801
0,003974	856169
0,004167	701021
0,004322	599197
0,00463	441123
0,004785	379874
0,004977	316163
0,00517	264060
0,005325	229188
0,00544	206376
0,005518	192567
0,005556	186048

5.1.2. Генерисање улазног сигнала

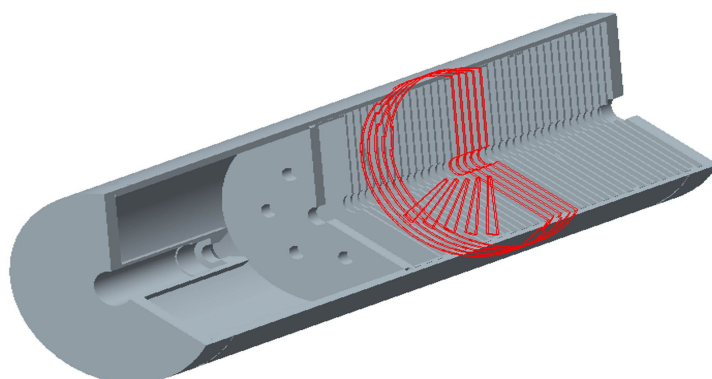
Улазни сигнал за осцилаторно коло се генерише виртуелним сигналом генератором, где је за овај случај према електро-акустичким аналогијама акустички притисак, односно његова промена приказана у табели 5.2, представљена напоном. Сам сигнал се преко виртуелног сигнала генератора учитава као електронски запис из датотеке. Неопходно је да подаци буду меморисани у екстензији lvm (LabViewMeasurement).

5.1.3. Елементи комора

Да би се могла уопште извршити компаративна анализа симулираних резултата са реалним, направљена су два реална модела пригушивача. У циљу економичности и расположивости доступних алата, урађено је једно кућиште за пригушивач са модуларним садржајем. Садржај комора унутар кућишта се састојао од једне експанзионе коморе, а онда су дата два различита модула са различитим принципима рада (слика 5.2).



а) пригушивач тип 1



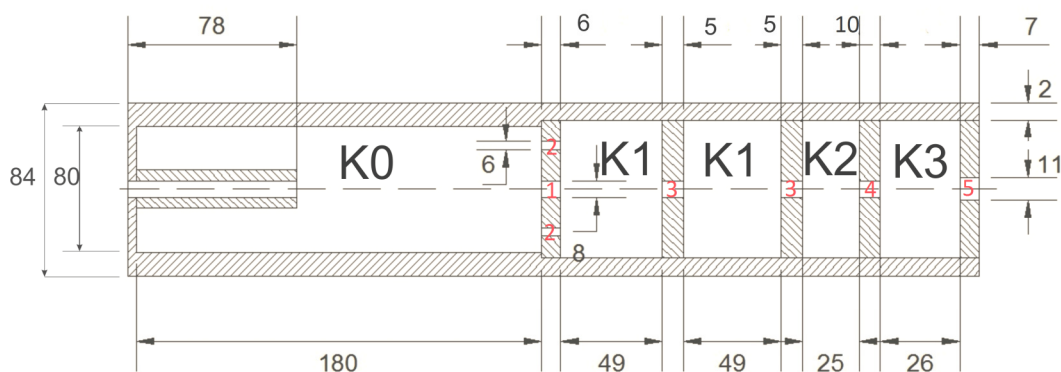
б) пригушивач тип 2

Слика 5.2 Модели пригушивача

На основу физичких модела, запремина комора, одређена је акустичка капацитативност према изразу (3.5)

$$C_a = \frac{V}{\rho c^2} \quad (3.5)$$

За одређивање акустичке капацитативности је, осим запремине комора, неопходно одредити и густину и брзину звука средине којом је комора испуњена, у овом случају ваздуха. Сама испитивања и мерења су реализована на надморској висини од 100 m и температури од 23°C, тако да густина ваздуха износи $\rho = 1,213 \text{ kg/m}^3$, а брзина звука $c = 343 \text{ m/s}$.



Слика 5.3 Пресек пригушивача тип 1

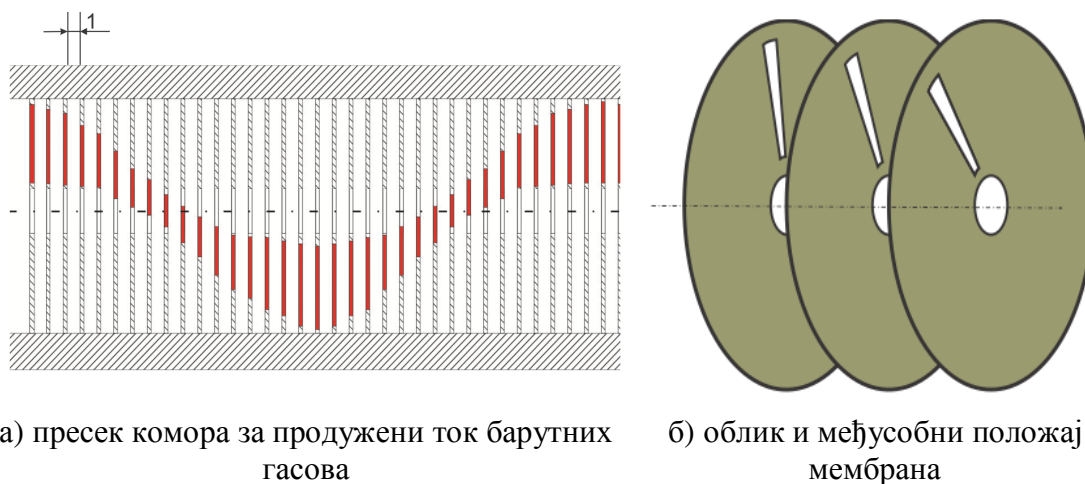
На слици 5.3 је приказан пресек пригушивача тип 1, а са ознакама K0 до K3 су означене коморе. Пошто су исте по димензијама, друга и трећа комора су означене истом ознаком. Уколико се примени једначина (3.5), узимајући у обзир запремине комора, густину ваздуха и брзину звука за наведене услове, једноставно се за коморе одређује акустичка капацитивности, а вредности су дате у табели 5.3.

Табела 5.3. Акустичка капацитивност комора пригушивача тип 1

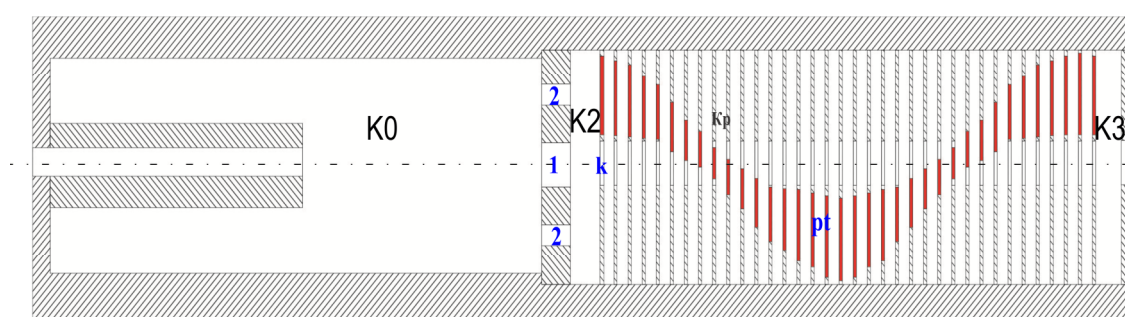
Ознака коморе	Акустичка капацитивност [m ⁴ s ² /kg]
K0	$2,1232 \cdot 10^{-5}$
K1	$5,8355 \cdot 10^{-10}$
K2	$2,9178 \cdot 10^{-10}$
K3	$3,0394 \cdot 10^{-10}$

Слично овој методологији се одређују акустичке капацитивности и за коморе пригушивача тип 2. Пригушивач тип 2 је базиран на принципу продуженог тока барутних гасова. Продужени ток је моделован помоћу 36 перфорираних мембрана, међусобно удаљених 1 mm једна од друге, приказано на слици 5.4 а. Мембране су перфорирание са радијалним отвором од 7° и закрнуте су једна у односу на другу за 10° стварајући спирални отвор за продужени ток барутних гасова. Облик и међусобни положај мембрана је приказан на слици 5.4 б.

На слици 5.5 је приказан пресек пригушивача тип 2, са свим елементима комора.



а) пресек комора за продужени ток барутних гасова б) облик и међусобни положај мембрана
 Слика 5.4 Пресек пригушивача тип 2 и међусобни положај мембрана



Слика 5.5 Пресек пригушивача тип 2

Кр представља комору између две мембране с продуженим током барутних гасова, док су коморе К0, К2 и К3 идентичне као код пригушивача тип 1, што је и приказано на слици 5.5. Вредности капацитивности барутних комора за пригушивач тип 2 су приказане у табели 5.4.

Табела 5.4. Акустичка капацитивност комора пригушивача тип 2

Ознака коморе	Акустичка капацитивност [m ⁴ s ² /kg]
К0	2,1232 · 10 ⁻⁵
К2	2,9178 · 10 ⁻¹⁰
Кр	3,6892 · 10 ⁻¹¹
К3	3,0394 · 10 ⁻¹⁰

5.1.4. Елементи канала

На основу физичких модела, попречног пресека и дужине спојног канала комора, одређена је акустичка индуктивност према изразу (3.6), узимајући у обзир све корекције дужина канала описаних у поглављу 2.

$$m_a = \frac{\rho l'}{S} \quad (3.6)$$

На основу димензија канала, приказаних бројевима од 1 до 5 црвеном бојом на слици 5.3 и једначине (3.6), могу се одредити индуктивности спојних канала за пригушивач тип 1 (табели 5.5).

Табела 5.5. Акустичка индуктивност спојних канала пригушивача тип 1

Ознака спојног канала	Акустичка индуктивност [kg/m ⁴]
1	308,8909
2	46,8691
3	284,7588
4	562,0798
5	170,3993

На основу слике 5.5 и распореда мембрана могу се одредити и индуктивности за пригушивач типа 2, приказане у табели 5.6.

Табела 5.6. Акустичка индуктивност спојних канала пригушивача тип 2

Ознака спојног канала	Акустичка индуктивност [kg/m ⁴]
1	308,8909
2	46,8691
к	96,5284
рт	8343,8905
5	170,3993

Индуктивност продуженог тока је одређена на основу попречног пресека перфорације и дужине коју са корекцијама има спирала.

Све наведене вредности акустичке индуктивности и капацитативности се преводе у електричне вредности индуктивности и капацитативности и повезују се у одговарајуће електрично осцилаторно коло. Следећи аналогје из табеле 3.1, повезивање тих елемената се врши, у зависности од положаја у акустичком таласном трансформатору, редном или паралелном везом.

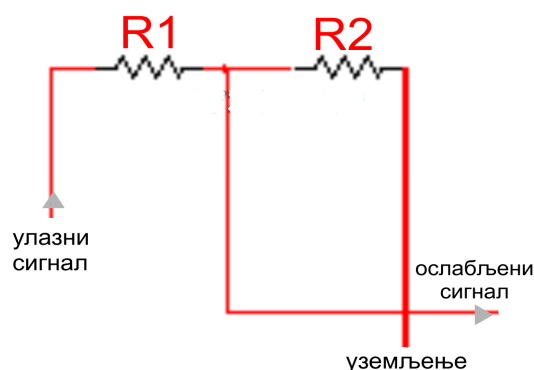
5.1.5. Функција слабљења и фактор усмерености референтне тачке

Напред наведени елементи су се односили на компоненте таласног трансформатора, односно пригушивача. Реално није могуће мерним уређајима измерити вредности притиска на излазу из пригушивача. Прва и највећа препрека је што је то простор кроз који треба да прође пројектил великом брзином, а друга је немогућност физичког распореда мерних сонди. Да би се одредиле вредности притиска у референтним тачкама, које су дефинисане на слици 3.14, неопходно је симулирани сигнал редуковати фактором усмерености и функцијом слабљења за удаљеност, према једначинама (2.13) и (2.22).

$$\Gamma(\vartheta) = \frac{P_{\vartheta}}{P_0} \tag{2.13}$$

$$p = p_0 \frac{r_0}{r} e^{-\frac{m}{2}(r-r_0)} \tag{2.22}$$

Излазни пресек пригушивача представља тачкасти извор звука, а симулиране вредности се добијају за произвољну тачку удаљену од извора звука на радијусу r и под углом θ . Применом основних законитости електротехнике за осцилаторна електрична кола, слабљење сигнала се врши везом два отпорника, као што је приказано на слици 5.6. Слабљење сигнала се у електричном осцилаторном колу врши пре увођења у трансформатор сигнала.



Слика 5.6 Слабљење сигнала

Вредности отпониости R1 и R2 се одређују у зависности од удаљености посматране тачке и за различита растојања су приказани у табели 5.7.

Табела 5.7. Вредности отпорности за слабљење сигнала

Удаљеност тачке r [m]	Отпорност R1 [Ω]	Отпорност R2 [Ω]
0,2	71,7273	1
0,4	144,4969	1
0,6	217,1977	1
1	322,6364	1

Применом пригушивача фактор усмереност се повећава, односно много се сужава поље распрострањања гасова. У табели 5.8 су дати коефицијенти усмерености за правце са и без пригушења. Ове вредности се одређују углавном емпиријском методом.

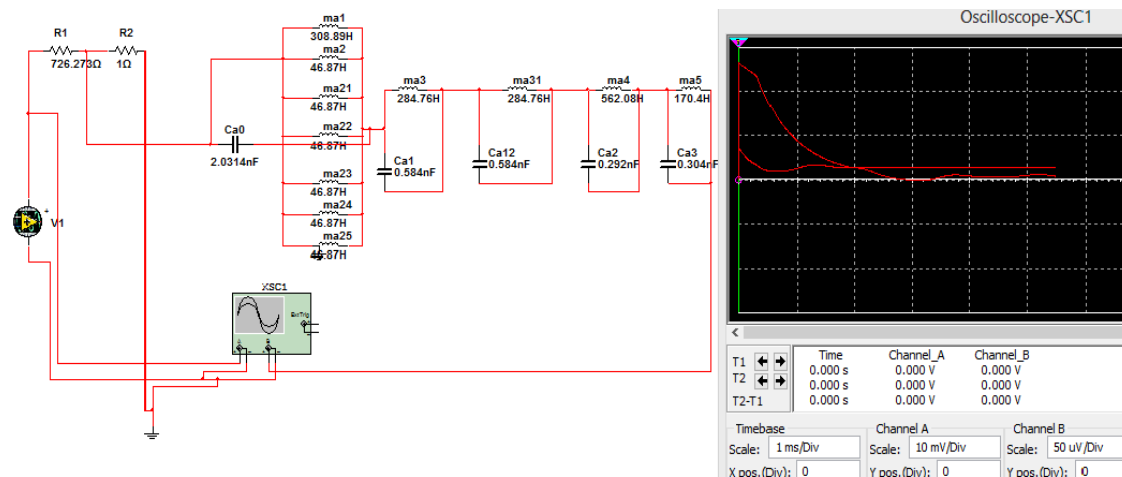
Табела 5.8. Вредности слабљења сигнала према углу усмерености

Угао усмерености тачке θ	Коефицијент слабљења за АП 5,56 mm M21	Коефицијент слабљења за АП 5,56 mm M21 са пригушивачем
45°	0,93	0,7568
-45°	0,93	0,7568
-90°	0,4588	0,279
135°	0,30575	0,2239

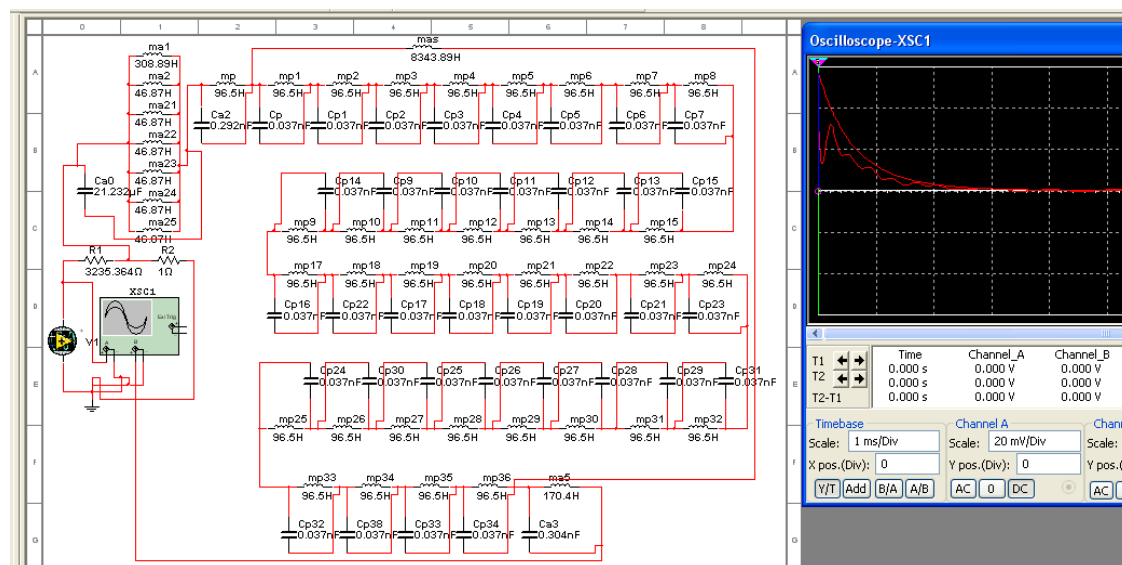
5.1.6. Симулациони модели и графички приказ

За примену симулационог модела вредности улазног сигнала, елемената акустичког таласног трансформатора (пригушивача) и функција слабљења је неопходно прилагодити и повезети у одговарајуће осцилаторно коло [77,78].

Применом аналогија из 3. поглавља, за пригушиваче тип 1 и тип 2 су креирна адекватна електрична осцилаторна кола приказана на сликама 5.7 и 5.8.



Слика 5.7 Симулациони модел пригушивача тип 1 у Multisim 11.0



Слика 5.8 Симулациони модел пригушивача тип 2 у Multisim 11.0

Као што може да се види на сликама 5.7 и 5.8, осим приказа осцилаторних кола са свим елементима, генерисање улазног сигнала и функцијама слабљења, може се видети и графичко окружење излазног сигнала на виртуелном осцилоскопу. Виртуелни осцилоскоп има два канала, тако да истовремено приказује и основни улазни сагнал и ослабљени редуковани сигнал, који је пропуштен кроз осцилаторно електрично коло.

Меморисање резултата се врши за сваку симулацију, креирањем новог фајла у екстензији lvm.

5.2. Резултати симулација

Симулиране су вредности натпритиска ударног таласа након опаљења АП 5,56 mm M21 без пригушивача, применом пригушивача тип 1 и применом пригушивача тип 2. Код прве симулације без пригушивача извршено је само слабљење сигнала за функцију по дистанци и фактор усмерености, које су приказане у табелама 5.6 и 5.7, као и за време које је неопходно да талас пређе пут до карактеристичне тачке.

Код симулације применом пригушивача тип 1 и тип 2, улазни сигнал је пропуштан кроз осцилаторна кола приказана на сликама 5.7 и 5.8. Ради лакшег приказа, разматране су само максималне вредности натпритиска у карактеристичним референтним тачкама. Ове вредности су касније упоређиване са реалним вредностима натпритиска и извршена је компаративна анализа.

Резултати симулација максималних натпритисака по правцу и растојању су приказани у табелама 5.9, 5.10 и 5.11.

Табела 5.9. Вредности максималних натпритисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, без примене пригушивача

Вредности максималног натпритиска у карактеристичној тачки [bar]				
Удаљеност тачке r [m]	Угао усмерености тачке θ			
	45°	-45°	-90°	135°
0,2	0,46276	0,46276	0,22830	0,15214
0,4	0,23138	0,23138	0,11415	0,07607
0,6	0,15428	0,15428	0,07611	0,05072
1,0	0,09255	0,09255	0,04566	0,03043

Табела 5.10. Вредности максималних натпритисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, применом пригушивача тип 1

Вредности максималног натпритиска у карактеристичној тачки [bar]				
Удаљеност тачке r [m]	Угао усмерености тачке θ			
	45°	-45°	-90°	135°
0,2	0,04089	0,04089	0,015074	0,012097
0,4	0,020441	0,020441	0,007536	0,006048
0,6	0,01363	0,01363	0,005025	0,004032
1,0	0,009188	0,009188	0,003387	0,002718

Табела 5.11. Вредности максималних натпритисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, применом пригушивача тип 1

Вредности максималног натпритиска у карактеристичној тачки [bar]				
Удаљеност тачке r [m]	Угао усмерености тачке θ			
	45°	-45°	-90°	135°
0,2	0,04657	0,04657	0,01717	0,01378
0,4	0,02327	0,02327	0,00858	0,00688
0,6	0,01544	0,01544	0,00569	0,00457
1,0	0,01037	0,01037	0,00382	0,00307

Претпоставља се да вредности максималних натпритисака у тачкама са истим еквидистанцама по правцима 45° и -45° неће бити исте код мерених сигнала, због вртложења гасних струја услед стабилизације пројектила. Из литературе се може уочити да постоји разлика, али је она минимална. Зато се у овом симулационом моделу није разматрао утицај вртложења гасних струја услед стабилизације пројектила и због тога су вредности идентичне. Уколико би се уочила већа разлика, корекција би могла да се уведе преко функције слабљења по дистанци, односно могуће је овај модел модификовати, на основу измерених вредности натпритисака.

6. МОДЕЛОВАЊЕ СИМУЛАЦИОНОГ ПРОЦЕСА УДАРНОГ ТАЛАСА ПРИМЕНОМ CFD НЕСТАЦИОНАРНИХ ГАСОДИНАМИЧКИХ ПРОЦЕСА

6.1. Креирање симулационог модела

Као што је наведено у 4. поглављу, струјање флуида (барутних гасова) након напуштања цеви у току процеса опаљења се може описати системом парцијалних диференцијалних једначина. Као погодан начин за нумеричко решавање система диференцијалних једначина се користи неки од CFD софтвера. Ansys Fluent 12.0 је погодан софтверски алат за примену симулација гасодинамичких процеса ступања барутних гасова из цеви оружја, који се крећу великим брзинама и имају високу температуру, у поље око цеви, стварајући ударни талас. Потребно је истаћи да се применом Ansys Fluent може рачунски одредити промена ударног таласа истичућих барутних гасова у временском домену за било коју тачку нумеричког домена. Теоријски гледано Ansys Fluent нема никаквих ограничења, уколико се правилно математички опише физички процес, на основу модела који су већ имплементирани или се могу дефинисати према потреби. Пракса је показала да су ограничења техничке природе, односно зависе од расположивих процесорских капацитета рачунара на коме се спроводе прорачуни. Управо због ових ограничења су у овој дисертацији разматрани само осносиметричини 2D модели, односно креирани су симулациони модели за истицање барутних гасова из цеви оружја без гасних уређаја на устима, као и случај примене осносиметричног модела пригушивача тип1, приказаног на слици 5.2.a.

Симулациони модели на основи CFD софтвера, као што је Ansys Fluent, су доста захтевни и састоје се из следећих фаза:

- Дискретизација простора
- Предпроцесинг (припрема за прорачун)
- Процесинг (нумерички прорачун)
- Постпроцесинг (обрада добијених резултата)

Под дискретизацијом простора се подразумева креирање просторне мреже. Ова фаза је веома битна и значајно утиче на комплетан процес прорачуна. Уколико се не изврши довољно добра просторна дискретизација, нумеричким методама могу да се акумулирају грешке у прорачуну, односно није могуће покренути прорачун уколико су остатци прорачуна у нумеричкој мрежи већи од дефинисаних. Просторном дискретизацијом морају бити дефинисане све тачке и површине, њихови међусобни односи, као и величина простора у мрежи у којој се врши нумерички прорачун. Иако Ansys Fluent има модул за просторну дискретизацију, односно креирање мреже, погодније је користити Ansys Gambit 2.4, што је и био случај у овој дисертацији.

Предпроцесинг обухвата дефинисање параметара за креирану мрежу, дефинисање функција промене и дефинисање полазних и граничних услова. У овој фази је неопходно дефинисати: математички модел промене, карактеристике свих елемената унутар креиране нумеричке мреже, карактеристике флуида, улазне и граничне параметре, функцију промене улаза-излаза, критеријум стабилности, временску дискретизацију за нестационарне

процесе и друге параметре за стабилан рад нумеричког прорачуна. Уколико нису правилно дефинисани сви параметри у овој фази, не може се очекивати да ће резултати прорачуна дати добар опис физичких процеса, који се желе виртуелно симулирати.

Фаза прорачуна обухвата процесорско време промене параметара према математичком моделу, који је дефинисан у претходној фази. У зависности од капацитета процесора и задатих улазних и граничних вредности, зависи и време прорачуна.

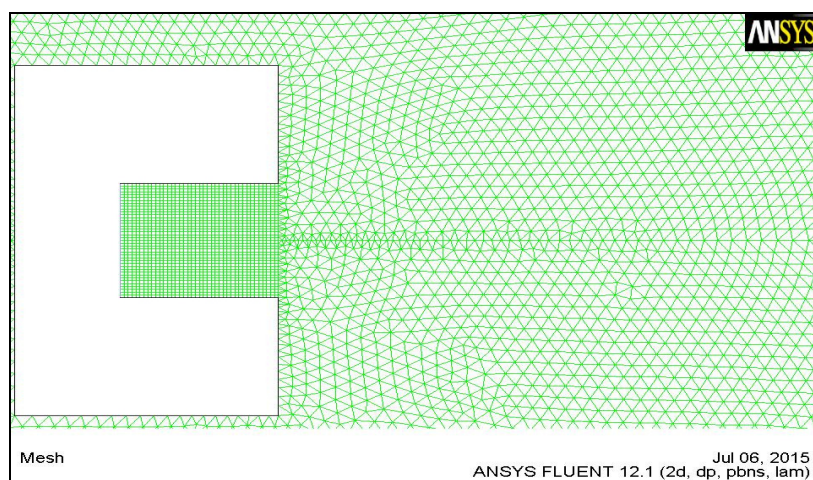
Постпроцесинг је последња фаза и обухвата обраду добијених резултата и њихову интерпретацију. Излазни резултати се првенствено предствљају графичком визуелизацијом, али се могу приказати и табеларно или само нумерички. Веома је битно да се излазни параметри исправно обраде, будући да представљају финални производ више фаза.

Симулациони модел је могуће реализовати само уколико су све фазе правилно спроведене, водећи рачуна о процесорским капацитетима који су на располагању. Процесорски капацитети се могу увећавати мрежним повезивањем више процесора, што у овом случају није било могуће спровести у дело.

6.1.1. Просторна дискретизација применом Ansys Gambit 2.4

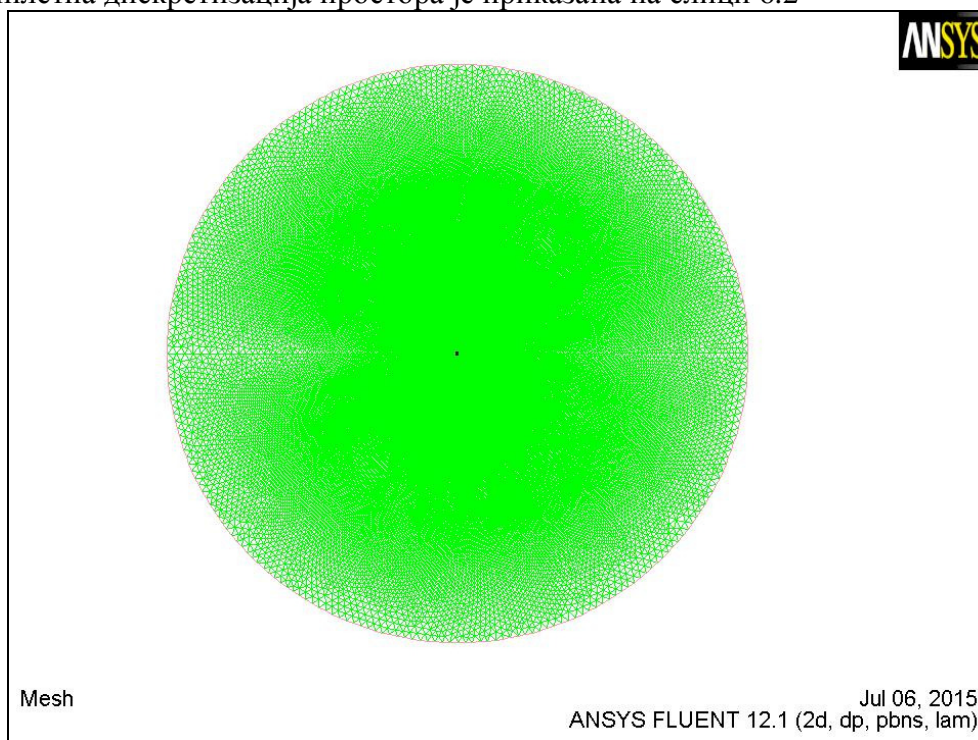
За дискретизацију простора физичких процеса, као што је простирање ударног таласа, углавном се узима сфера или део сфере, као простор око извора. За креирање мреже узет је, по узору на литературу [54, 74], за 2D модел кружни простор пречника 4500,00 mm, док је калибар цеви 5,56 mm. Све остале димензије за пригушивач тип 1 су већ наведене на слици 5.3. Гранична површина уласка флуида је померена за 4 mm унутар цеви да се не би избегао утицај ивице цеви на турбуланције, односно вртложење флуида за оба симулациона модела.

За дискретизацију се углавном узима неструктурисана или хибридна мрежа. Пошто су креирана два симулациона модела, креиране су две просторне дискретизације. У првом случају је креирана хибридна мрежа приказана на слици 6.1, која се састоји од дела сруктурисане мреже унутар цеви и неструктурисане мреже околног простора.



Слика 6.1 Хибридна мрежа дискретизације дела простора око цеви оружја

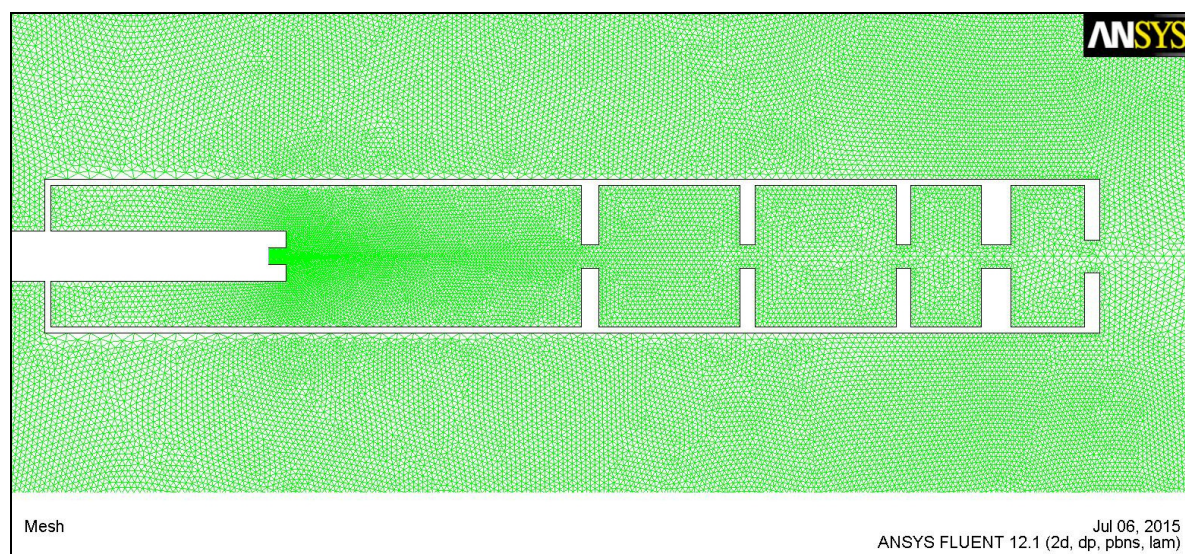
Комплетна дискретизација простора је приказана на слици 6.2



Слика 6.2 Мрежа дискретизације простора око цеви оружја

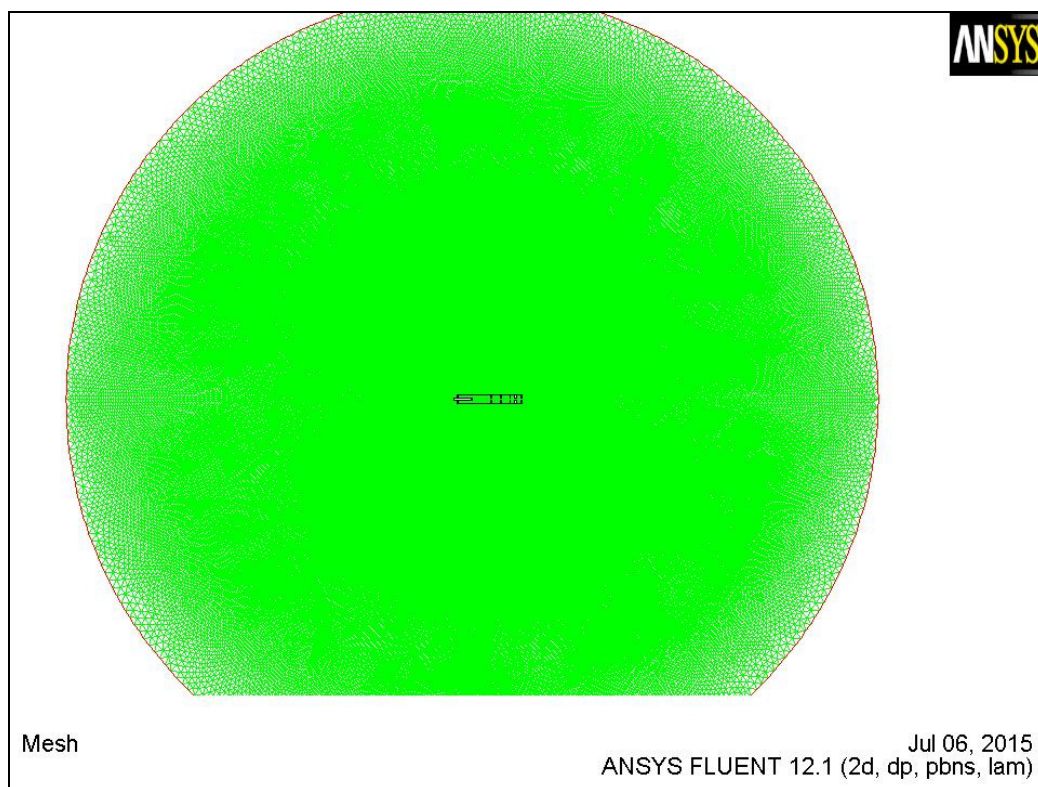
Дискретизација овог простора је извршена помоћу 359.044 ћелија, при чему у себи има 198.562 чвора и 593.606 страница.

У другом случају је креирана неструктурисана мрежа приказана на слици 6.3, која дефинише простор око цеви са постављеним пригушивачем тип 1 на излазном пресеку.



Слика 6.3 Неструктурисана мрежа дискретизације дела простора око цеви оружја и пригушивача тип 1

Дискретизација комплетног простора модела са применом пригушивача тип 1 је приказана на слици 6.4.



Слика 6.4 Мрежа дискретизације око цеви оружја и пригушивача тип 1

Дискретизација овог простора је извршена помоћу 903.288 ћелија и у себи има 452.651 чвор и 1.354.329 страница.

За оба модела просторне дискретизације је мрежа у појединим сегментима "прегруба", односно пренос функције би произвео превелике грешке, па се зато код предпроцесинга активира аутоматска адаптација, односно поправка мреже по градијенту притиска.

6.1.2. Предпроцесинг применом Ansys Fluent 12.1

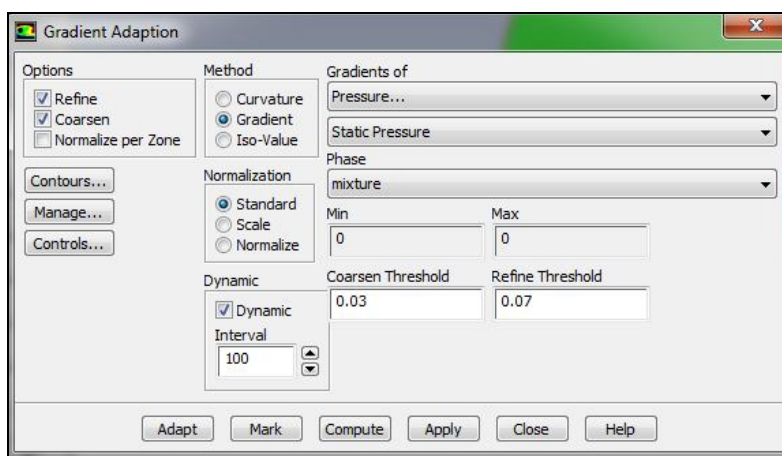
Као што је већ наведено, ово је најбитнија фаза прорачуна гасодинамичких процеса. Састоји се из више корака: дефинисања просторне дискретизације, модела, почетних и граничних услова, функција промена, контроле прорачуна, праћења параметара, иницијализације и временске дискретизације.

У циљу поређења прорачунских вредности са експерименталним, неопходно је дефинисање карактеристичних тачака у којима се прати промена притиска. У овом случају је дефинисано 12 тачака на четири различитих еквидистанци, које се налазе на три различита правца, што је већ дефинисано у 5. поглављу.

6.1.2.1. Дефинисање просторне дискретизације и аутоматска адаптација мреже

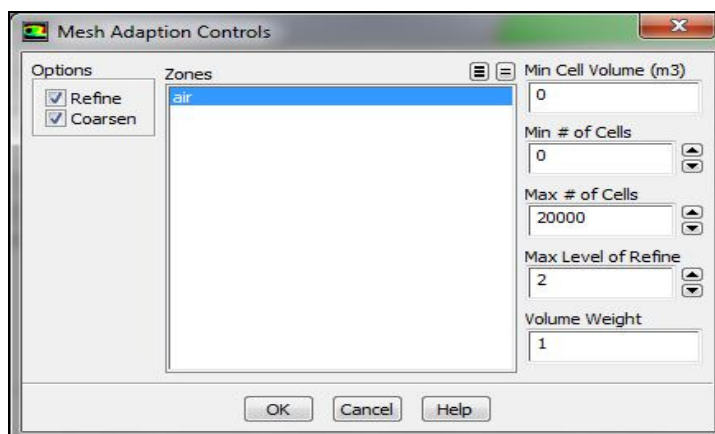
Први корак фазе предпроцесинга јесте учитавање креиране мреже. Креирана мрежа у софтверском пакету Ansys Gambit 2.4 се учитава, као фолдер са екстензијом MSH. Учитавањем мреже, неопходно је на почетку дефинисати јединице мера за које се врши симулација. У овом случају је дефинисано скалирање у mm. Поред скалирања мреже неопходно је извршити проверу мреже и квалитет исте.

Као што је већ наведено, креиране мреже су недовољне тачности и потребно их је адаптирати према градијенту притиска, да би се могла испоштовати тачност нумеричког прорачуна у подручју максималног притиска ударног таласа. Процес аутоматске адаптације је приказан на слици 6.5.



Слика 6.5 Аутоматска адаптација мреже по градијенту притиска

Адаптација се врши уситњавањем-поделом постојећих ћелија, са унапред дефинисаним максималним димензијама. У циљу правилне адаптације мора се дефинисати и контрола којом се не би вршила бесконачна поправка већ би се ограничио број ћелија у којима се врши редефинисање броја ћелија (слика 6.6).

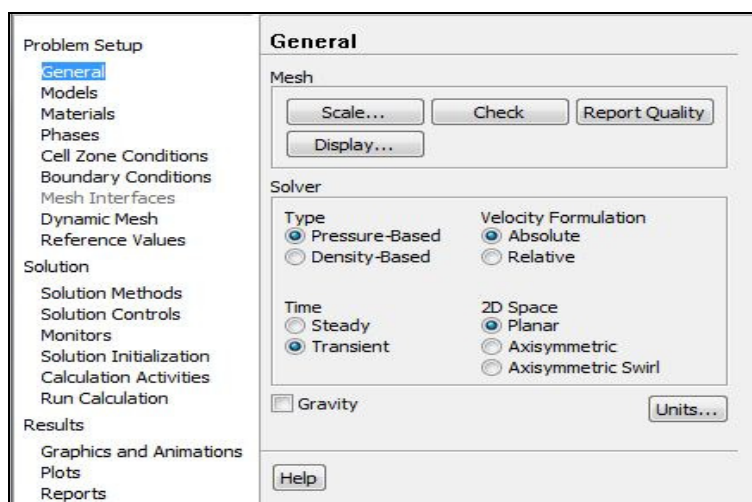


Слика 6.6 Дефинисање броја адаптираних-уситњених ћелија

Поред максималног броја, може бити дефинисан и минимални број адаптираних хелија које су у подручју великог градијента притиска новоформиране.

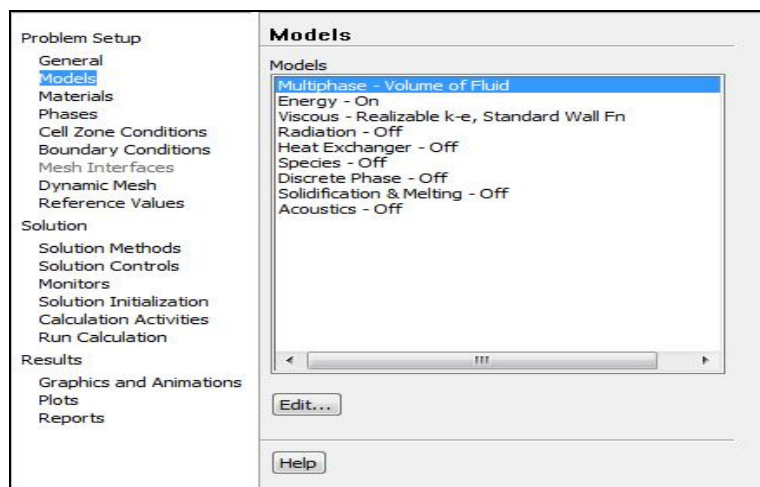
6.1.2.2. Дефинисање модела

У овом сегменту је битно на почетку дефинисати основни модел. Као што се види на слици 6.7, модел је нестационаран (transient), а систем једначина Навије-Стокса је дефинисан на бази притиска према RANS моделу, који је дат у поглављу 4. Дефинисано је још да се брзина рачуна апсолутно у 2D моделу мреже.



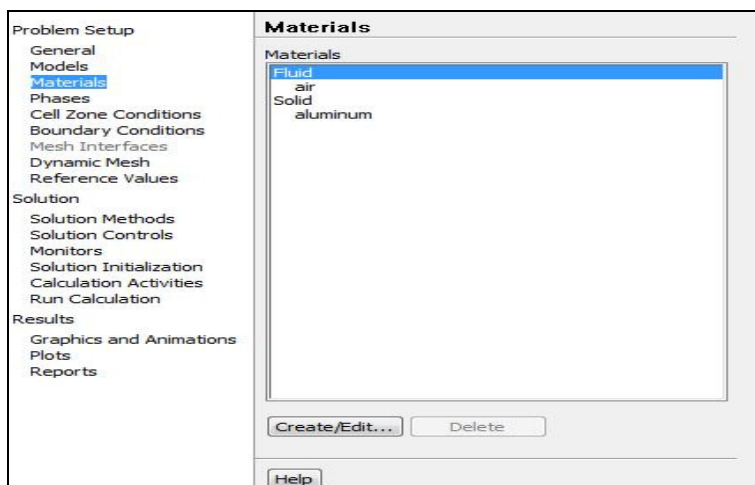
Слика 6.7 Дефинисање основног модела

Поред основног модела неопходно је дефинисати и остале једначине. Пошто се из физичког модела зна да се ради о вишефазном (двофазном) струјању, односно ширењу барутних гасова у околну атмосферу, примењује се модел VOF, са једначином одржања енергије. Примарна фаза су барутни гасови, а секундарна је ваздух. Дефинисан је и модел вискозности, у овом случају оствариви $k-\epsilon$ модел, што је приказано на слици 6.8



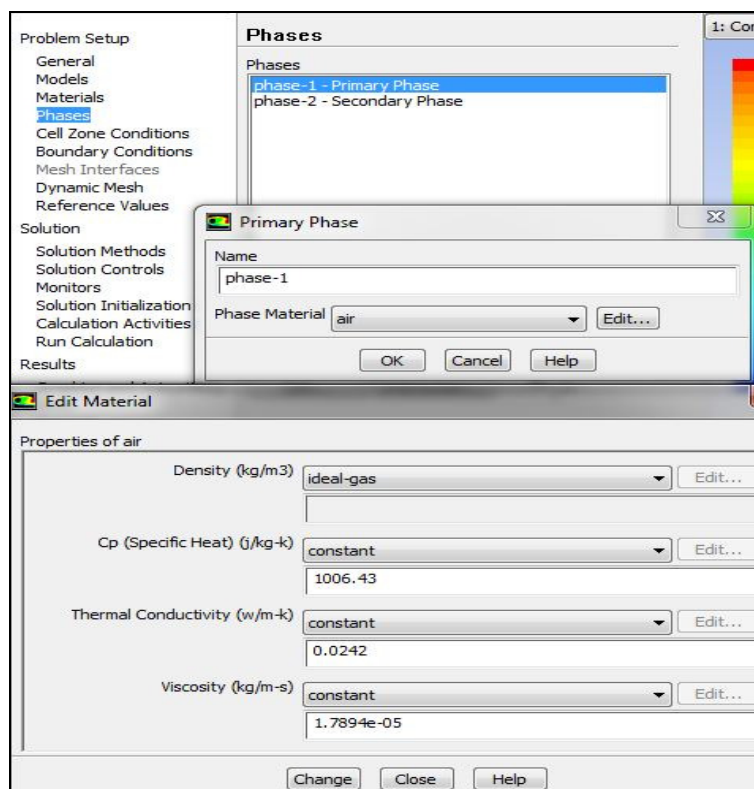
Слика 6.8 Дефинисање модела промене

При дефинисању материјала (слика 6.9), изабрани су алуминијум за солид, пошто је модел пригушивача направљен од легуре алуминијума, и ваздух као средина у којој се шире барутни гасови.

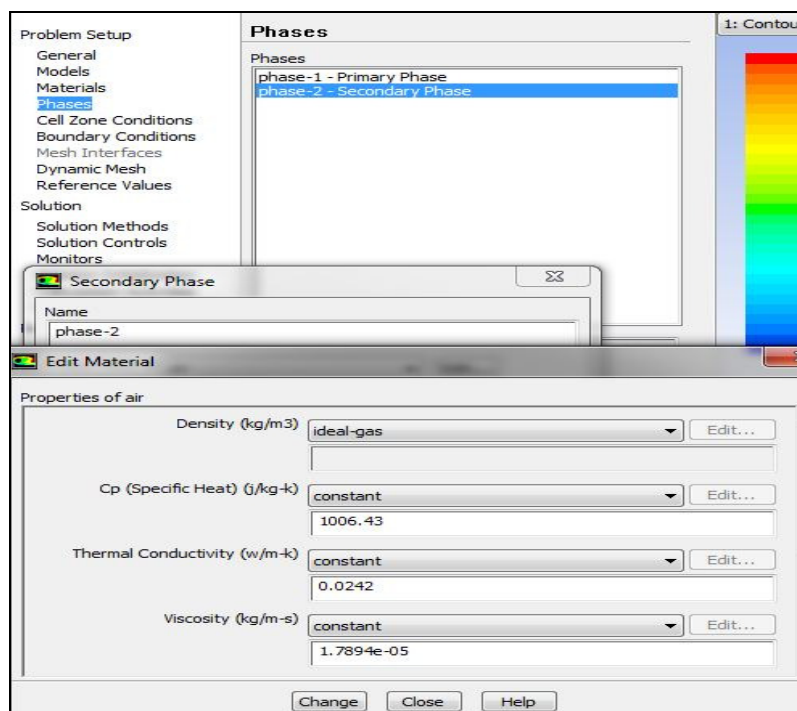


Слика 6.9 Дефинисање материјала

Процес ширења ударног таласа има импулсни карактер, односно веома кратко време трајања, на основу тога се сматра да нема интеракције између фаза. Као и у литератури [54, 74], због импулсне природе процеса, овде су за фазе узети идеални гасови без међусобне интеракције, а дефинисање параметара је приказано на сликама 6.10а и 6.10б.



а) Дефинисање параметара примарне фазе

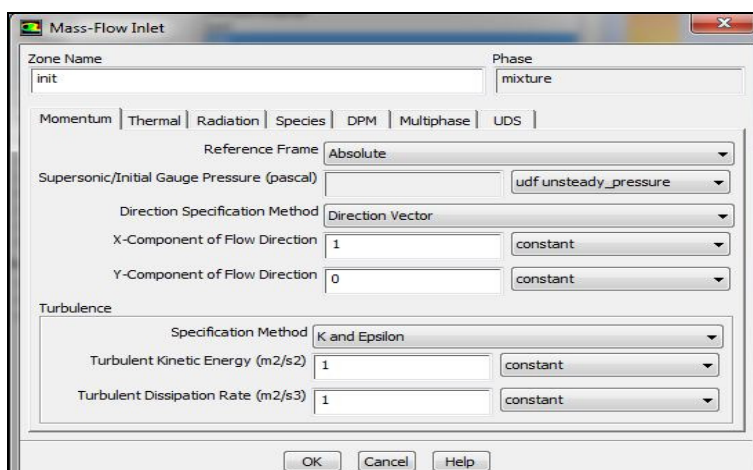


б) Дефинисање параметара секундарне фазе

Слика 6.10 Дефинисање параметара фаза

6.1.2.3. Дефинисање почетних и граничних услова

Почетни услови барутних гасова су дефинисани на слици 6.11. Промена иницијалног притиска барутних гасова, базираног на масеном протоку, је дефинисана функцијом промене, коришћењем опције udf (user define function).



Слика 6.11 Дефинисање почетних услова барутних гасова

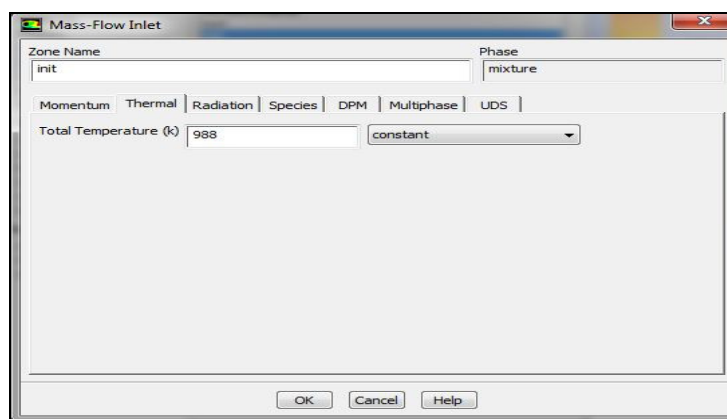
Промена притиска је дефинисана функцијом промене у програмском пакету C++, (слика 6.12), на основу УБ прорачуна истицања барутних гасова, што је раније приказано у табели 5.2.

```
**
unsteady.c
UDF for specifying a transient pressure profile boundary
condition
*****
***/
#include "udf.h"

DEFINE_PROFILE(unsteady_pressure, thread, position)
{
    face_t f;
    real t = CURRENT_TIME;
    begin_f_loop(f, thread)
    {
        F_PROFILE(f, thread, position) = 4500000*exp(-1290
*t);
    }
    end_f_loop(f, thread)
}
```

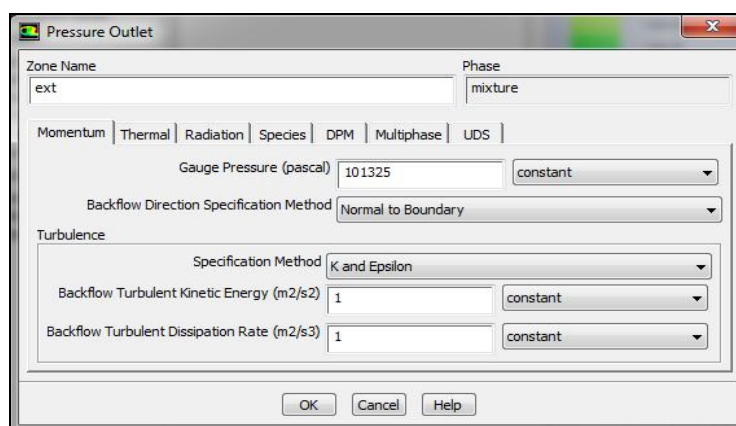
Слика 6.12 Дефинисање промене притиска барутних гасова на устима цеви

Због кратког временског интервала узета је константна температура барутних гасова, а дефинисање је приказано на слици 6.13.

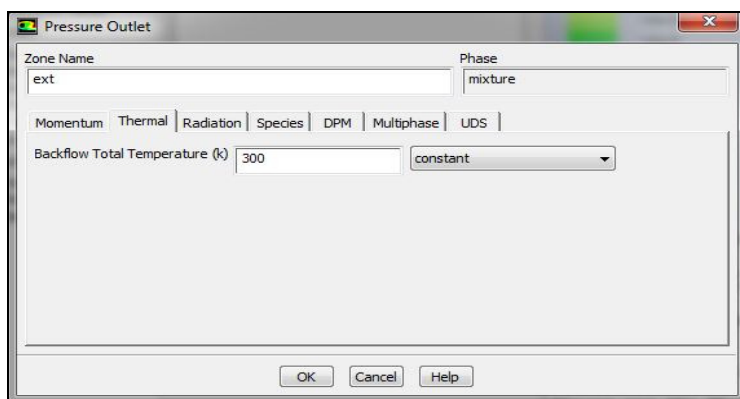


Слика 6.13 Дефинисање температуре барутних гасова

Дефинисање граничних услова спољњег окружења дефинисано је на бази излазног притиска, а приказано је на сликама 6.14 и 6.15. Узете су стандардне вредности атмосферског притиска при собној температури.

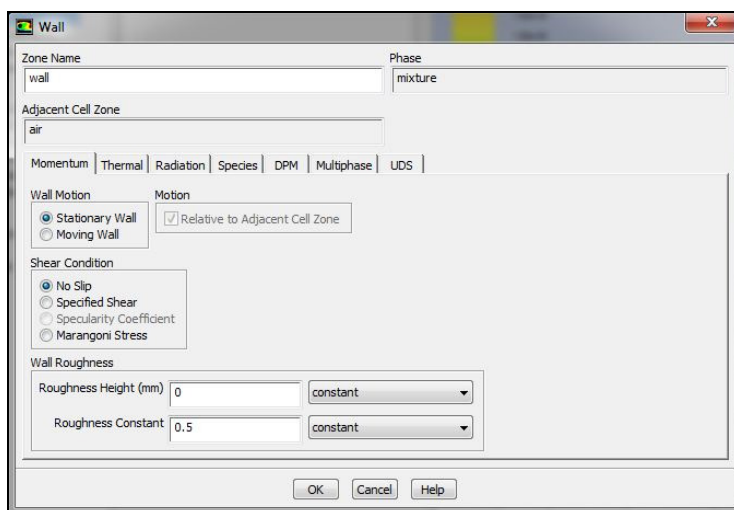


Слика 6.14 Дефинисање граничних услова



Слика 6.15 Дефинисање температуре граничног слоја

Поред почетних и граничних услова дефинисане су и особине солида, односно зида цеви и пригушивача, што је представљено на слици 6.16.

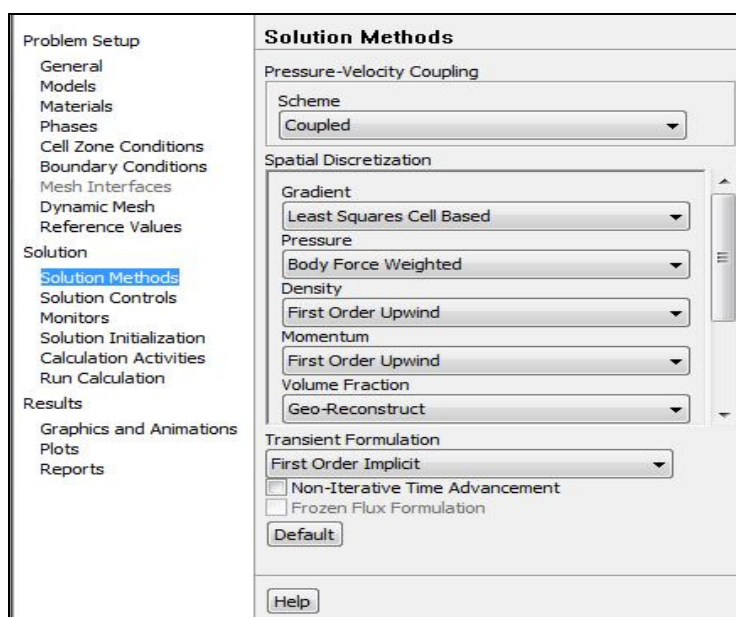


Слика 6.16 Дефинисање параметара зида

6.1.2.4. Дефинисање функције промена унутар нумеричке мреже

За добијање вредности унутар ћелија се врши прорачун заједно за притисак и брзину, односно одређивање њихових вредности је у узајамној вези унутар нумеричке мреже. Вредности притиска се одређују на основу одређених вредности запреминских сила. Густина и количина кретања се одређују на основу *upwind* шеме промене првог реда, док се запремина фаза одређује по моделу геометријске реконструкције унутар ћелија (слика 4.6.б).

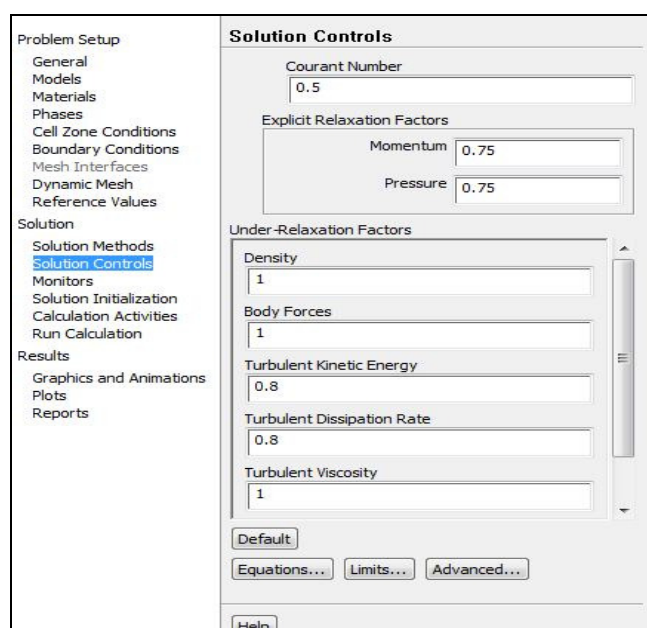
Сви ови модели промене су математички описани у поглављу 4. и применљиви су код 2D модела, као у овом случају. Дефинисање одређивања вредности у свакој ћелији према функцијама промене је дато на слици 6.17.



Слика 6.17 Дефинисање функција промене у нумеричкој мрежи

6.1.2.5. Контрола нумеричког прорачуна

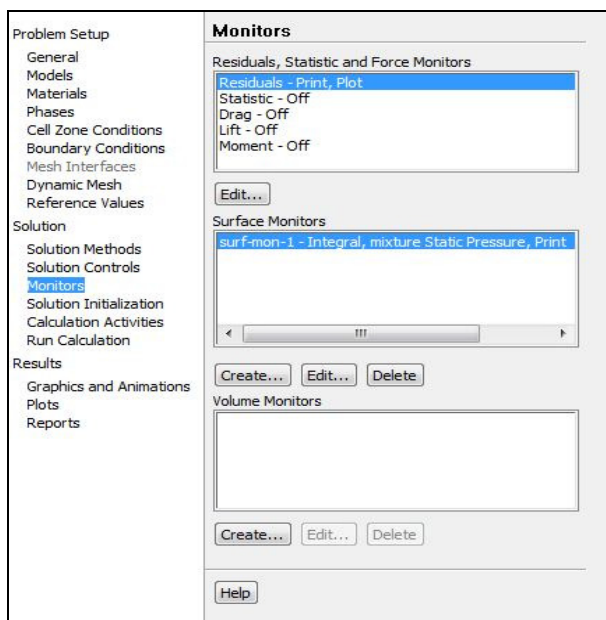
Контрола нумеричког прорачуна за сваку итерацију се врши на основу задате вредности Курантовог броја, према препорукама из литературе, односно вредностима остатака промена унутар нумеричке мреже. Дефинисани су фактори релаксације експлицитних вредности за притисак и количину кретања, као и фактори подрелаксације на бази густине, запреминских сила, кинетичке енергије, дисипације и вискозности. Дефинисање контроле нумеричког прорачуна и релаксација је приказано на слици 6.18.



Слика 6.18 Дефинисање контроле нумеричког прорачуна

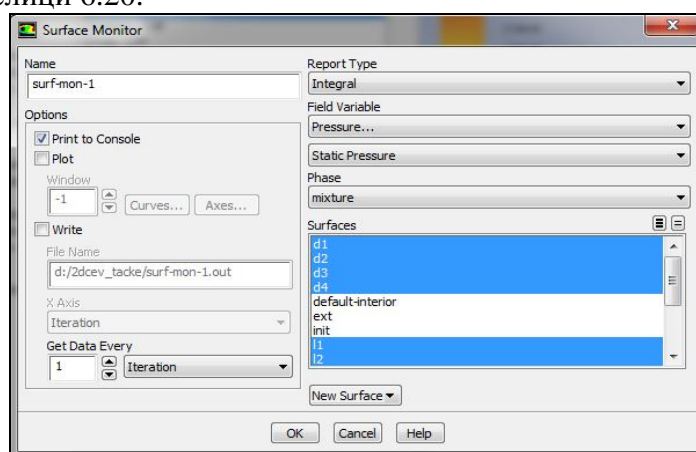
6.1.2.6. Праћење параметара нумеричког прорачуна

Током нумеричког прорачуна се врши праћење вредности остатака полинома функција, за које је већ дефинисан критеријум контроле. Поред основног параметара дефинисано је и праћење вредности притиска у карактеристичним тачкама, као допунски параметар. Дефинисање праћења параметара је представљено на слици 6.19.



Слика 6.19 Дефинисање праћења параметара нумеричког прорачуна

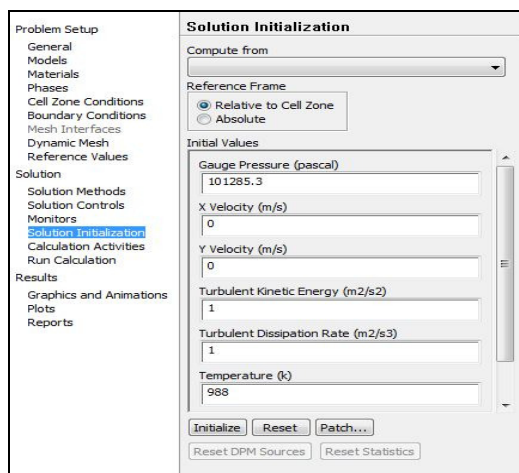
Праћење остатака прорачуна за одређене параметре је приказано на слици 6.23. Остаци нумеричког прорачуна параметара се прате за котинуитет, брзину флуида према осама 2D простора, енергију и за параметре турбуленције k и ϵ . Дефинисање праћења вредности притиска у карактеристичним тачама је приказана на слици 6.20.



Слика 6.20 Дефинисање праћења вредности притиска у карактеристичним тачкама

Вредности притиска у карактеристичним тачкама се може регистровати након сваког временског интервала нумеричког прорачуна.

6.1.2.7. Иницијализација параметара за прорачун

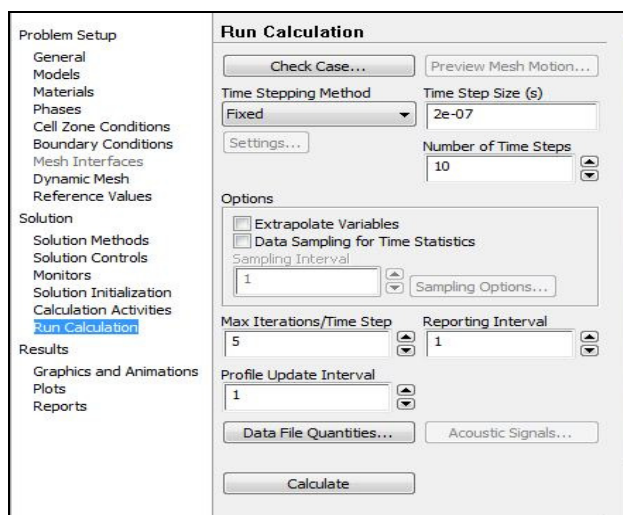


Слика 6.21 Иницијализација параметара прорачуна

На слици 6.21 је приказан поступак иницијализације вредности параметара мреже пре почетка нумеричког прорачуна. Од иницијализације директно зависе вредности параметара током нумеричког прорачуна и јако су битни у симулационом моделу.

6.1.2.8. Временска дискретизација прорачуна за нестационарне процесе

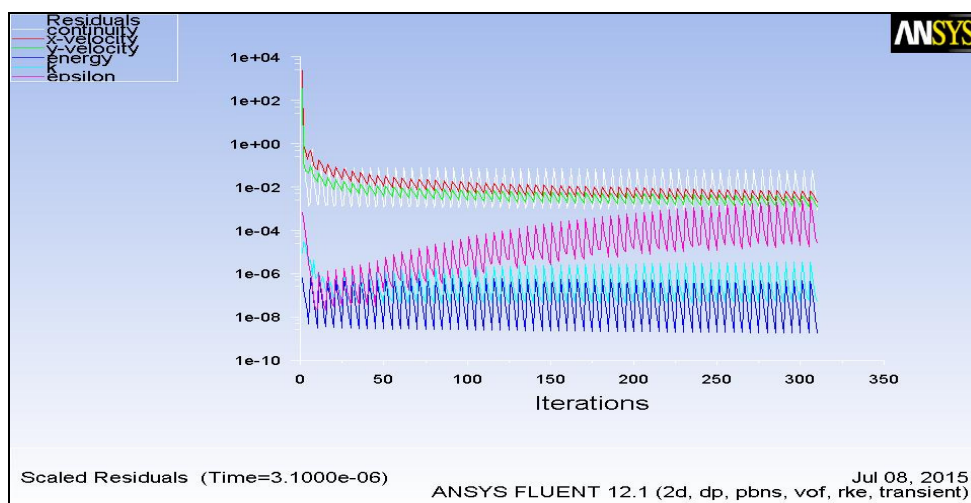
За нестационарне процесе је битно извршити временску дискретизацију. Због саме природе ударних таласа, неопходно је да временски корак буде кратак. Бројем итерација повећавамо прецизност прорачуна, али ако је временски корак довољно мали довољно је узети мали број итерација због времена трајања прорачуна и оптерећења процесора. Дефинисање временске дискретизације је приказано за симулационе моделе на слици 6.22.



Слика 6.22 Дефинисање временске дискретизације

6.1.3. Процесинг применом Ansys Fluent 12.1

Процесинг или прорачун применом Ansys Fluent 12.1 софтвера, зависи директно од претходних фаза, просторне дискретизације и предпроцесинга, као и од капацитета процесора.



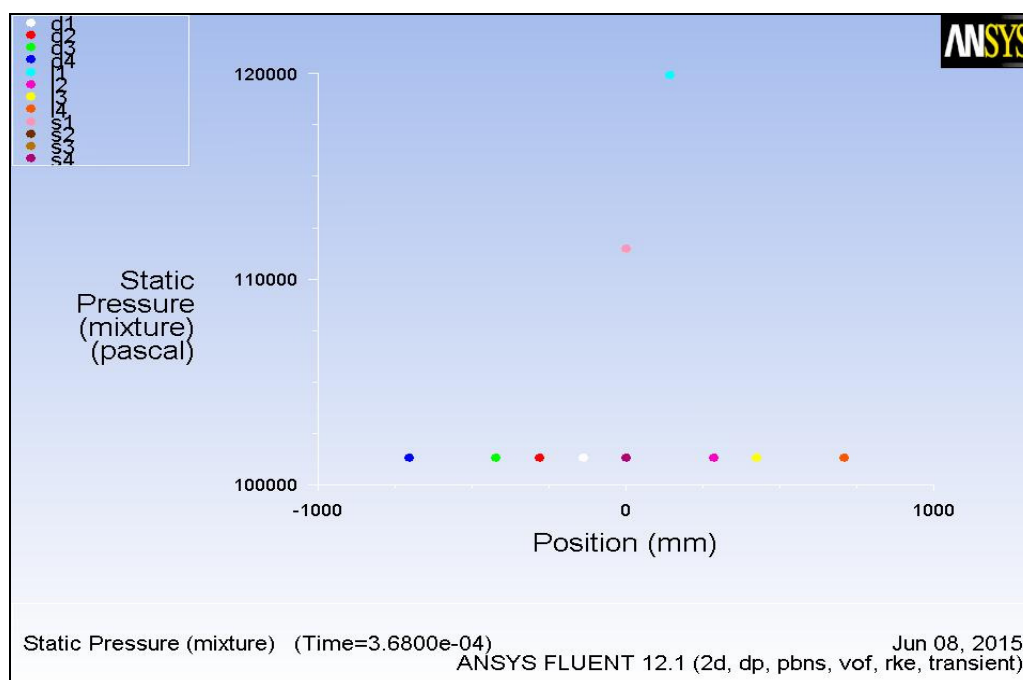
Слика 6.23 Праћење остатака прорачуна

Као што се може видети на слици 6.23, код нестационарних система са имплицитним моделом промена долази до осцилација нумеричког решења. Према препорукама [84] за овакве системе треба узимати веће временске кораке ради боље конвергенције, што знатно умањује тачности прорачуна. Са дијаграма се може видети да се остаци прорачуна умањују за сваку од итерација, док се за временске кораке јавља повећање. Разлог осциловања је примена имплицитне шеме промена код нелинеарног нестационарног система, где се почетни услови мењају у току сваког временског корака. Без обзира на осциловање решења у току прорачуна, систем стабилно ради, на основу дефинисаног Курантовог броја, који се према препорукама литературе [84], може усвојити са већим вредностима код имплицитних у односу на експлицитне шеме.

Као други разлог осциловања решења се може констатовати да је нумеричка мрежа знатно грубља према граничном слоју, а самим тим се повећава и дисипација, без обзира на аутоматску адаптацију и редефинисање ћелија.

Стабилност прорачуна зависи директно од прве две фазе, а брзина од капацитета процесора. У овом случају се време прорачуна додано увећало меморисањем вредности притиска у карактеристичним тачкама, а сама њихова промена је приказана на слици 6.24.

За одређени временски интервал је вршено и меморисање просторних вредности притиска, температуре, густине и брзине. Ова визуелизација се може аутоматски подесити. Уколико се подеси праћење више параметара успорава се и смањује процесорски капацитет, што додатно успорава брзину прорачуна.



Слика 6.24 Вредности притиска у карактеристичним тачкама

Прорачун је вршен за два модела. Први модел је за простирање ударног таласа из цеви оружја без пригушивача а други је применом осносиметричног пригушивача тип 1.

Нумерички прорачун је вршен на рачунару DELL ispirion 15, са процесором Intel(R) Core(TM) i3-3217U CPU, 1,80 GHz, RAM меморије 4,00GB DDR-3.

За први симулациони модел је вршена симулација простирања ударног таласа за временски интервал од 2,1 ms са временским кораком од $2 \cdot 10^{-7}$ s, са 5 итерација по временском кораку. За комплетан прорачун је било потребно приближно **98 часова** процесорског времена, односно око 60000 итерација.

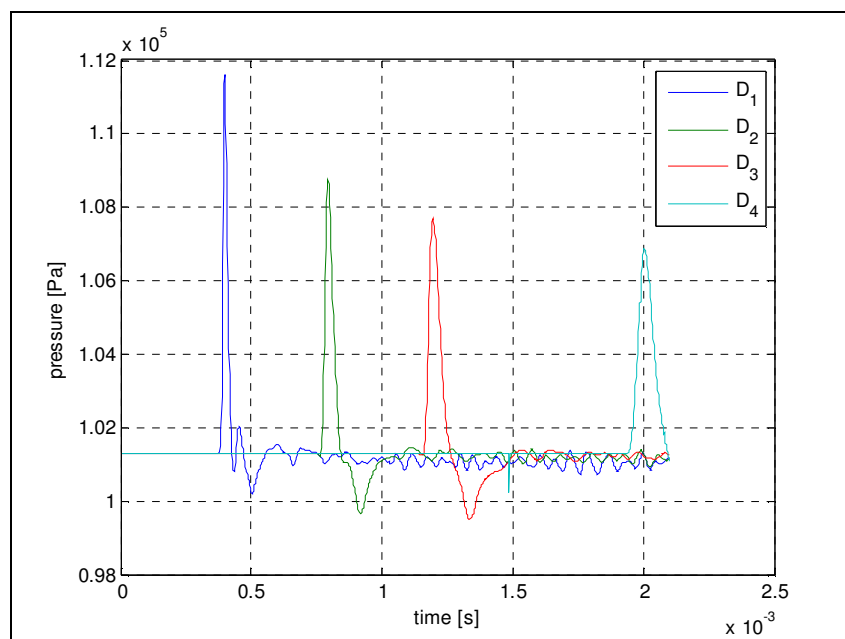
За други симулациони модел са пригушивачем тип1, узет је крупнији временски корак од $2 \cdot 10^{-6}$ s, такође са 5 итерација по кораку. За прорачун је употребљено приближно **56 часова** процесорског времена.

6.1.4. Постпроцесинг применом Ansys Fluent 12.1

Кључни параметри упоредиви са измереним јесу вредности притиска у карактеристичним тачкама, које су дефинисане у фази припреме за прорачун. За први симулациони модел добијена је фамилија података за 1200 временских интервала, док је за други добијена фамилија података за 160 временских интервала.

Сви ови подаци су у формату подесном за Fluent и као такви морају бити преведени у формат подесан за даљу обраду и графички приказ, ради поређење са измереним вредностима на реалном моделу током анализе.

На слици 6.25 је приказана функција промене притиска у карактеристичним тачкама по једном правцу за различите еквидистанце у функцији времена.

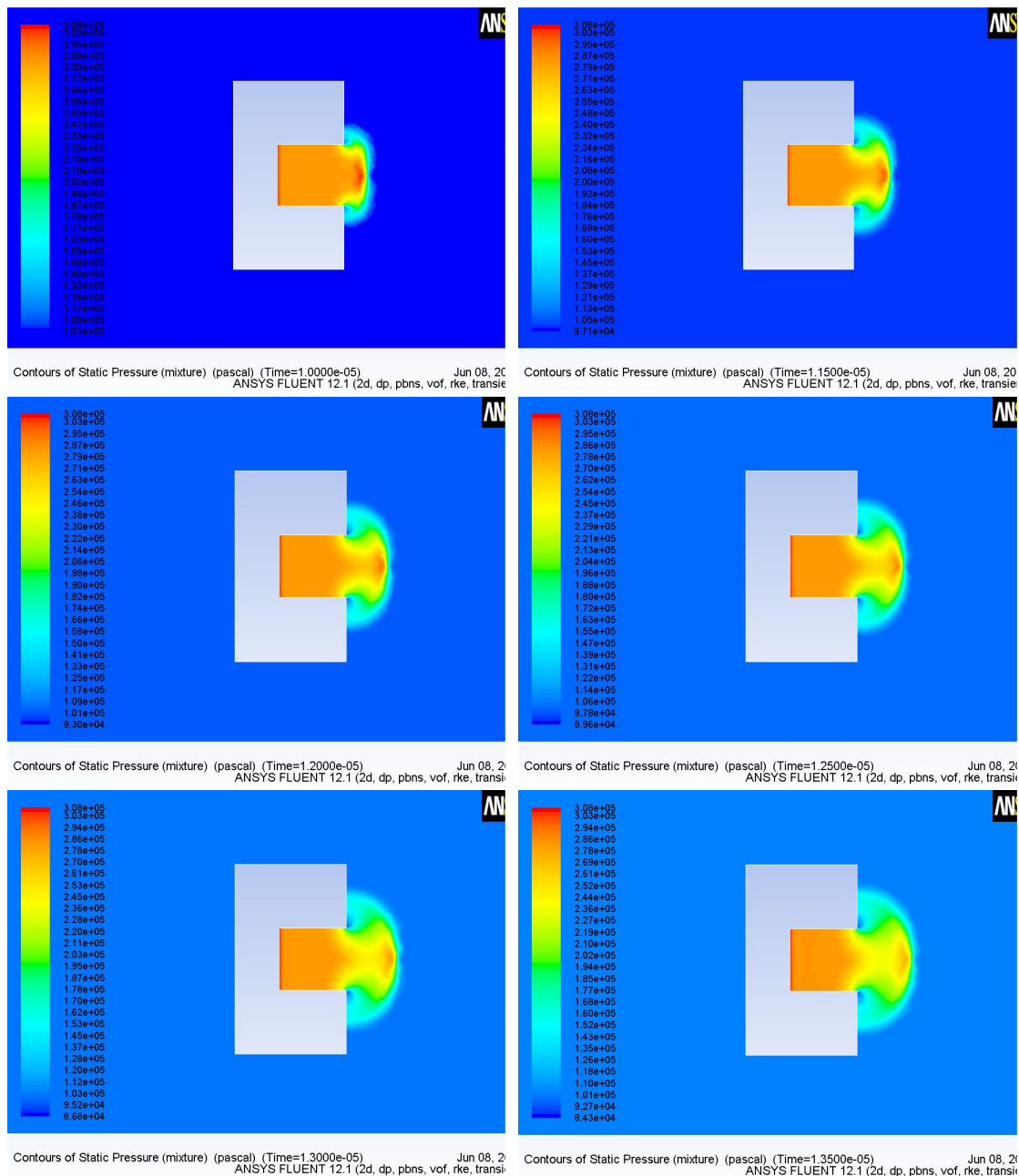


Слика 6.25 Вредности притиска у карактеристичним тачкама по једном правцу

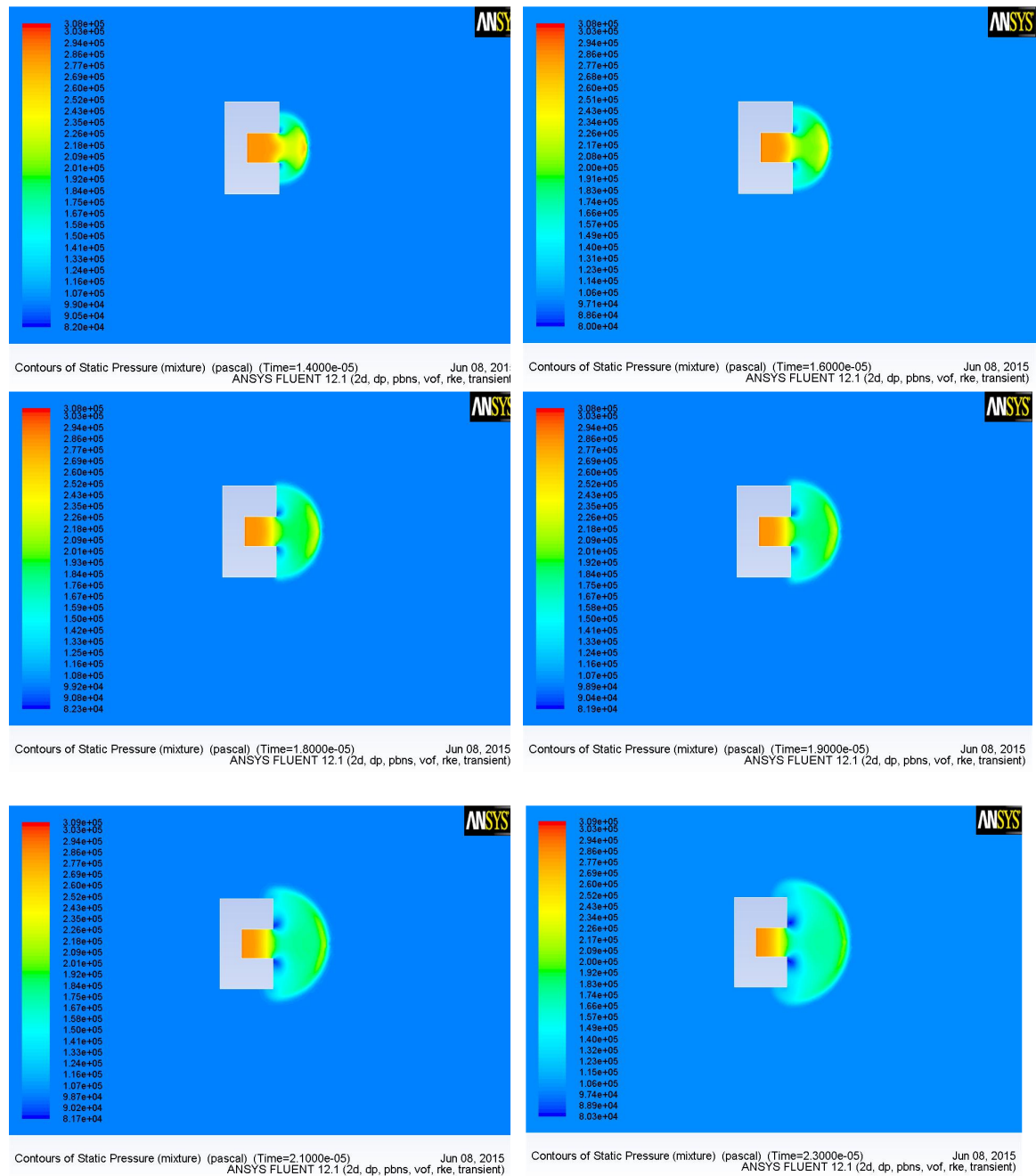
Са дијаграма се може уочити да функција промене притиска одговара физичком моделу процеса. У легенди су обележене удаљености тачака од извора. Тачка D_1 је на удаљености од 0,2 m, тачка D_2 је на удаљености од 0,4 m, тачка D_3 је на удаљености од 0,6 m, док је тачка D_4 је на удаљености од 1,0 m од задњег пресека, односно уста цеви. Све вредности и промене притиска ће бити објашњена касније.

6.2. Резултати симулација

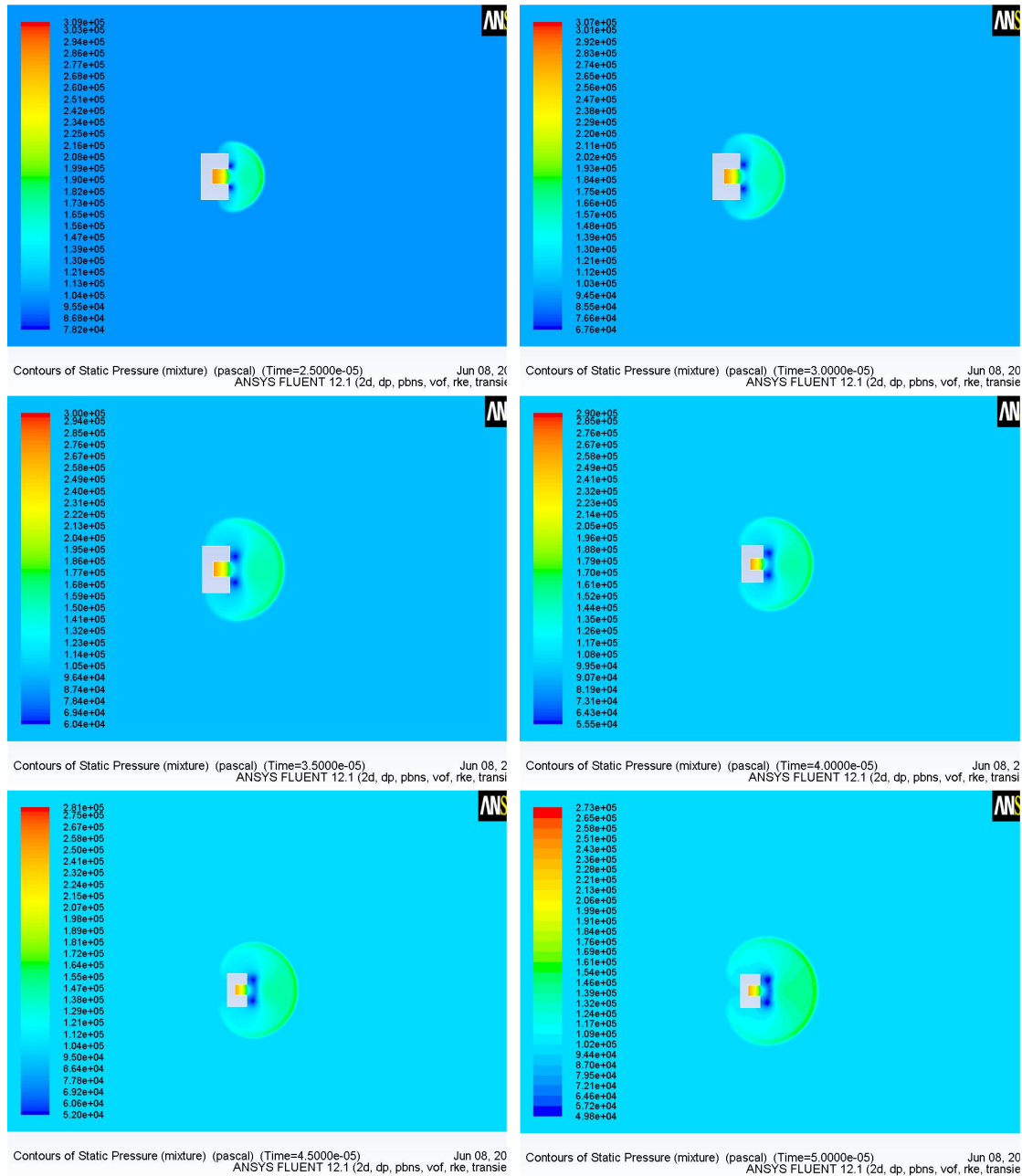
На сликама од 6.26 до 6.33 је приказана визуализација ширења ударног таласа барутних гасова из цеви оружја, према моделу који је дефинисан у предпроцесингу и процесингу.



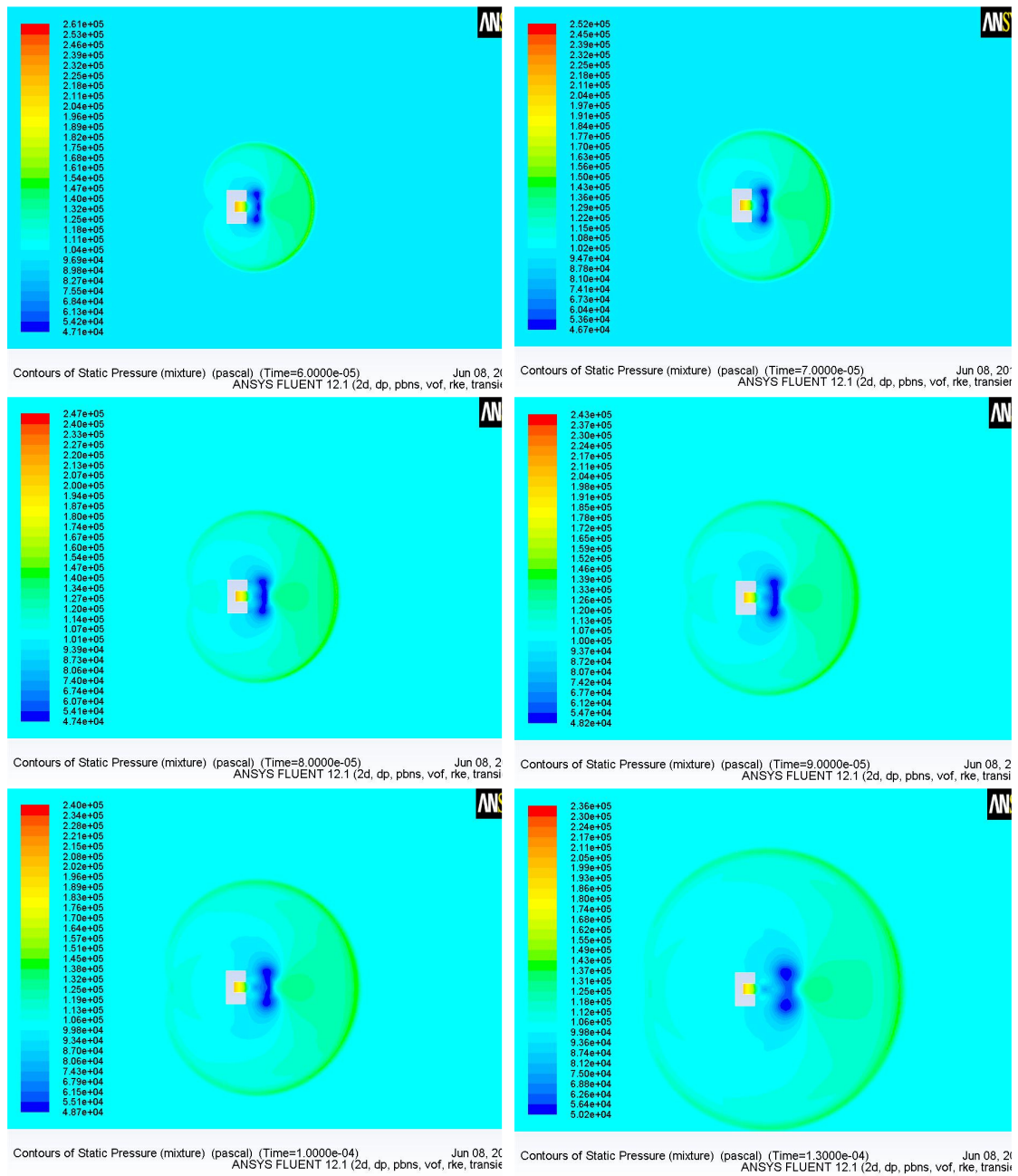
Слика 6.26 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $1,00 \cdot 10^{-5}$ s до $1,35 \cdot 10^{-5}$ s



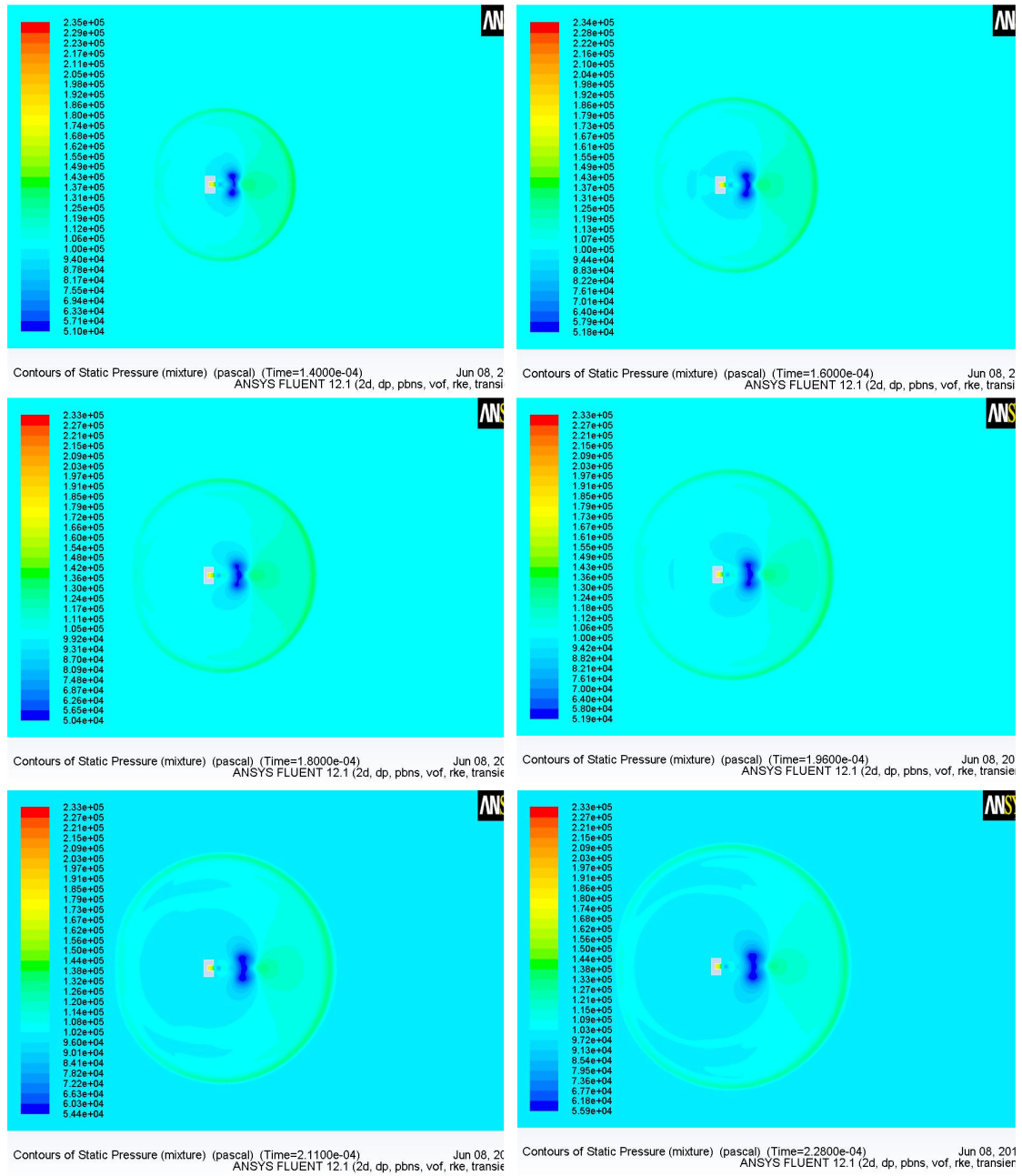
Слика 6.27 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $1,4 \cdot 10^{-5}$ s до $2,3 \cdot 10^{-5}$ s,



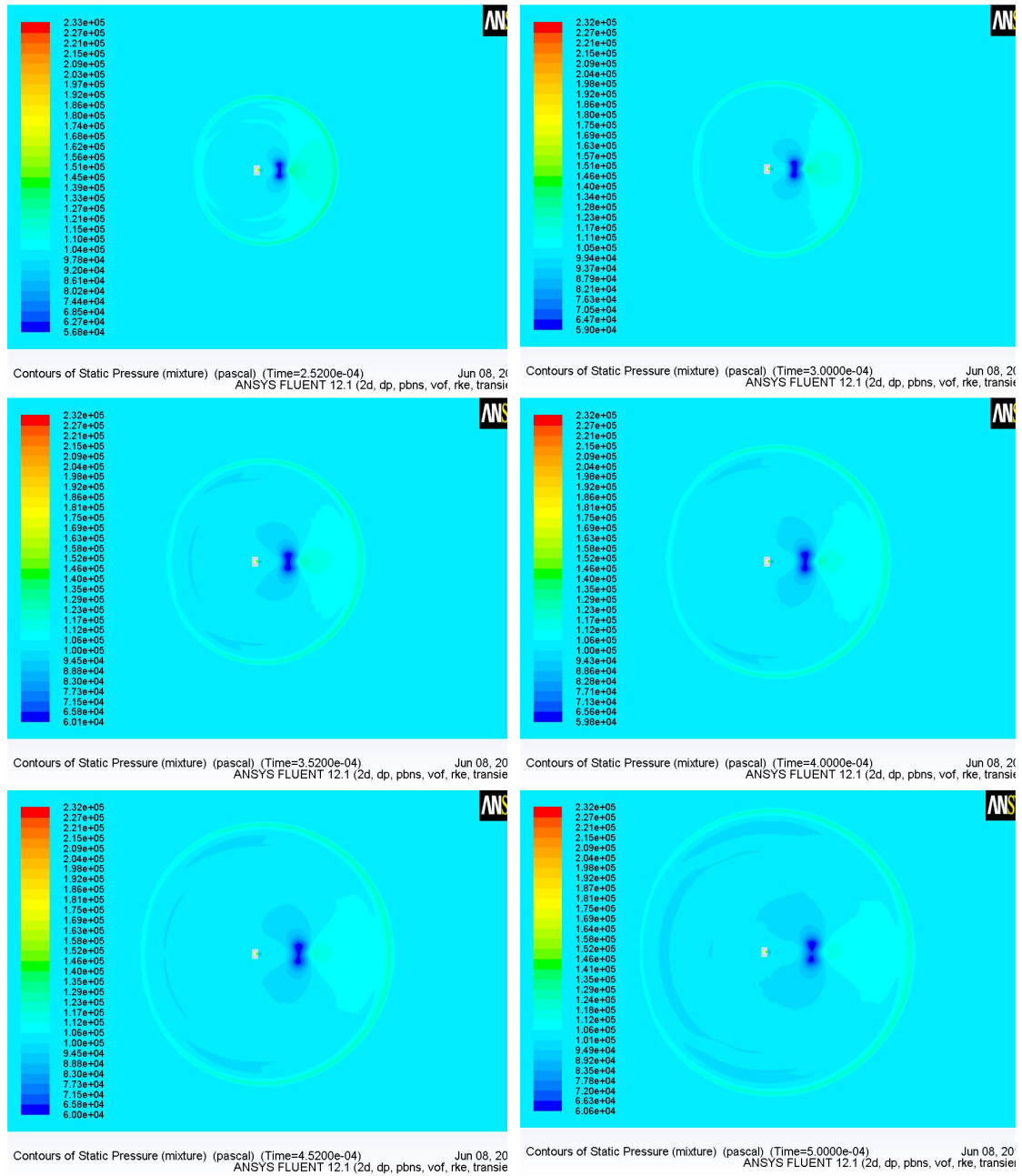
Слика 6.28 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $2,5 \cdot 10^{-5}$ s до $5,0 \cdot 10^{-5}$ s



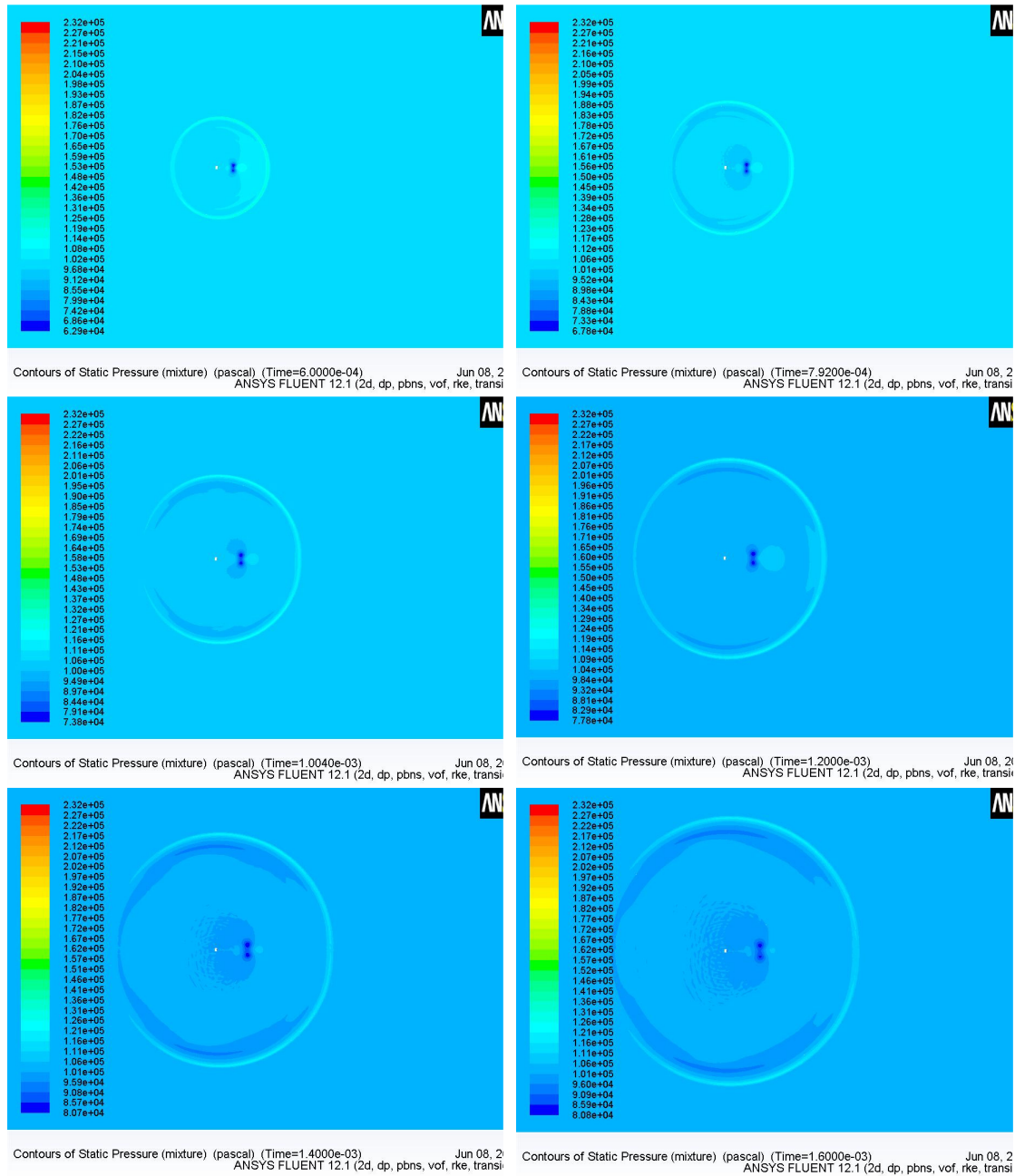
Слика 6.29 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $6,0 \cdot 10^{-5}$ s до $1,3 \cdot 10^{-4}$ s



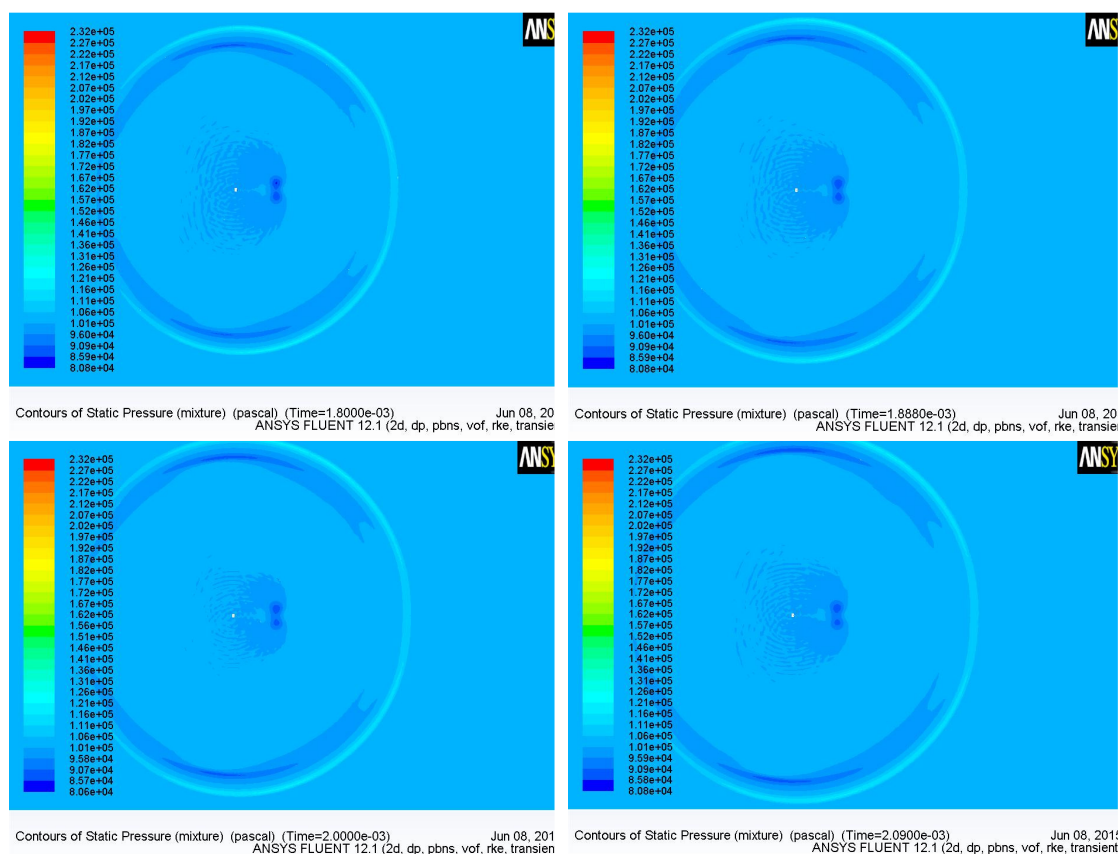
Слика 6.30 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $1,4 \cdot 10^{-4}$ s до $2,28 \cdot 10^{-4}$ s



Слика 6.31 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $2,52 \cdot 10^{-4}$ s до $5,0 \cdot 10^{-4}$ s

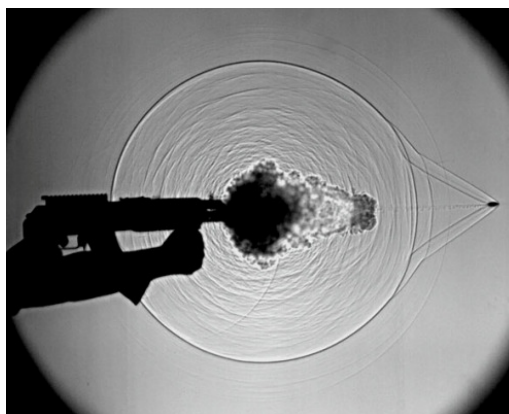


Слика 6.32 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $6,0 \cdot 10^{-4}$ s до $1,6 \cdot 10^{-3}$ s



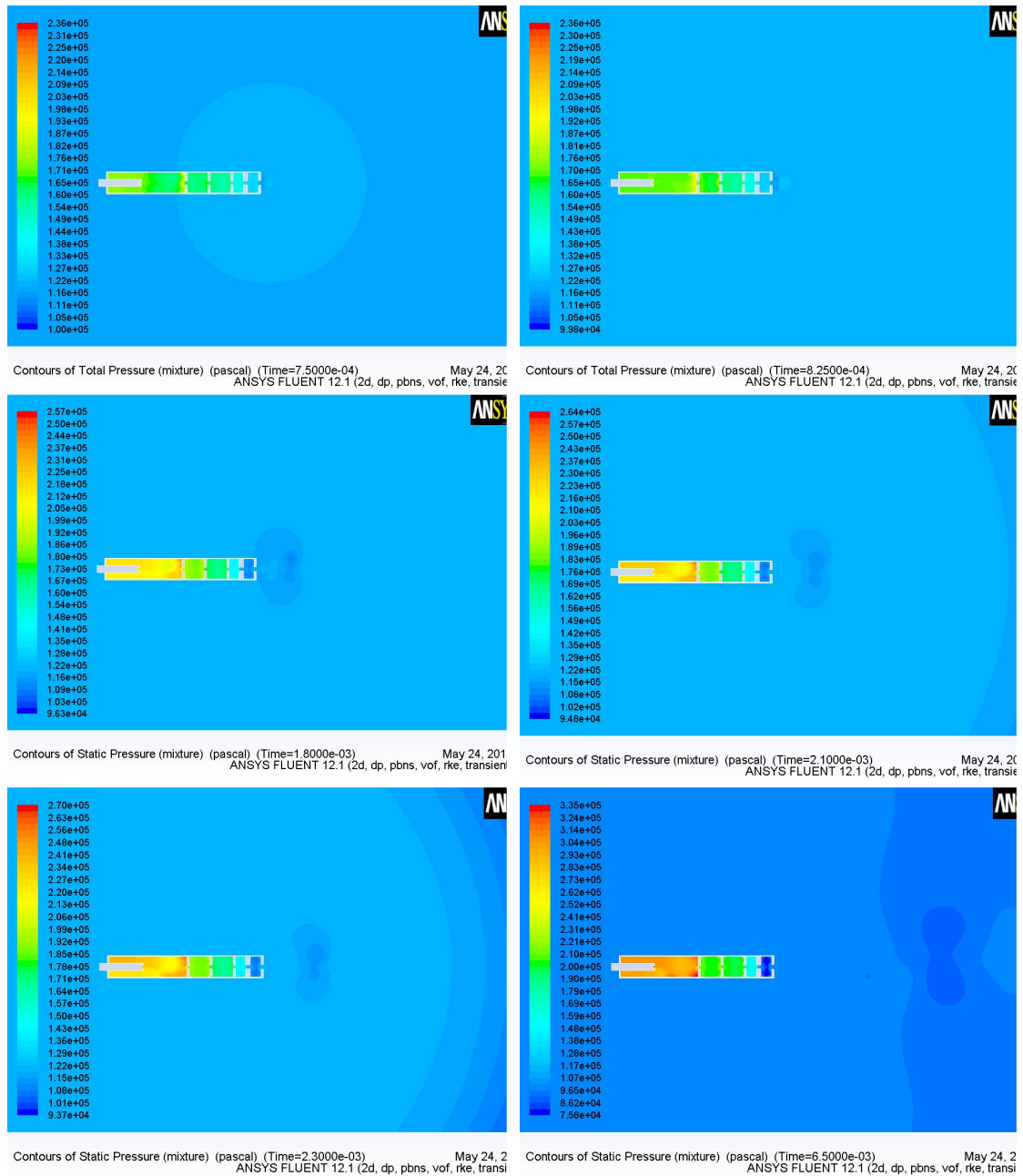
Слика 6.33 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за временски интервал од $1,8 \cdot 10^{-3}$ s до $2,09 \cdot 10^{-3}$ s

Визуализацијом се уочава да резултати симулације у великој мери одговарају физичком процесу. Од момента формирања на слици 6.28, ударни талас се шири концентрично и у потпуности одговара процесима код опаљења оружја, што се може видети на слици 6.34. Код симулационог модела није узета у обзир компонента ударног таласа услед дејства пројектила, која се може уочити на слици 6.34, пошто је утицај изузетно мали и не утиче битно на максималне вредности притиска у референтним тачкама.



Слика 6.34 Фотографија ударног таласа барутних гасова током опаљења

Симулациони модел са пригушивачем тип 1 је, према визуелизацији, сличан претходно презентованом и може да прикаже промене притиска у функцији времена, што је дато на слици 6.35.



Слика 6.35 Вредности притиска истичућих барутних гасова у 2D простору за симулациони модел применом пригушивача тип 1.

Ради лакшег упоређивања при анализи, разматране су првенствено максималне вредности притиска у карактеристичним референтним тачкама. Ове вредности су касније упоређиване са измереним вредностима притиска на реалном моделу и извршена је компаративна анализа.

Вредности максималних притисака симулација по правцу и еквидистанцама су приказани у табелама 6.1 и 6.2.

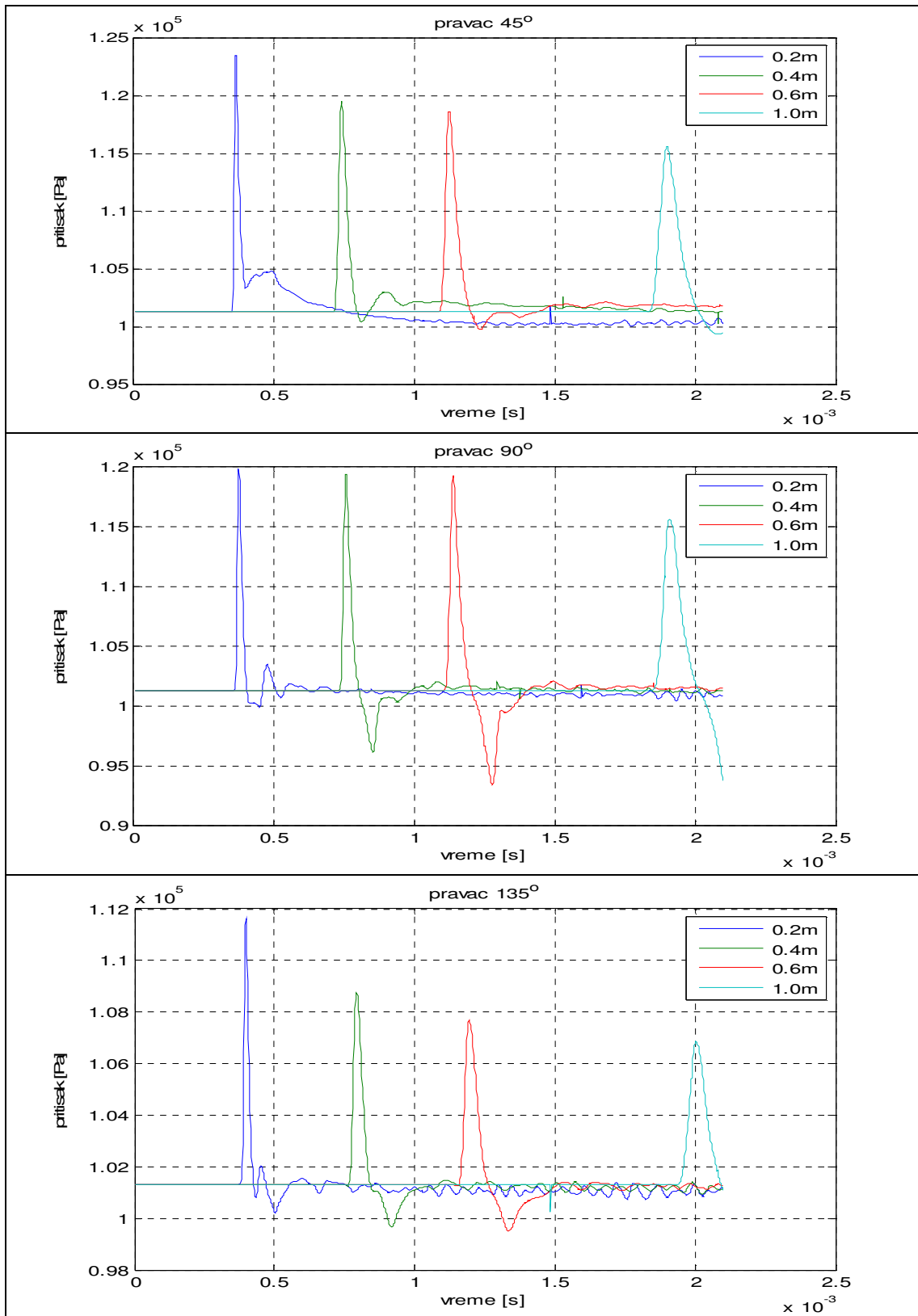
Табела 6.1. Вредности максималних притисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, без примене пригушивача

Вредности максималног натпритиска у карактеристичној тачки [Pa]			
Удаљеност тачке r [m]	Угао усмерености тачке θ		
	45°	90°	135°
0,2	123484	119798	111594
0,4	119503	119349	108736
0,6	118564	119212	107683
1,0	115575	115548	106867

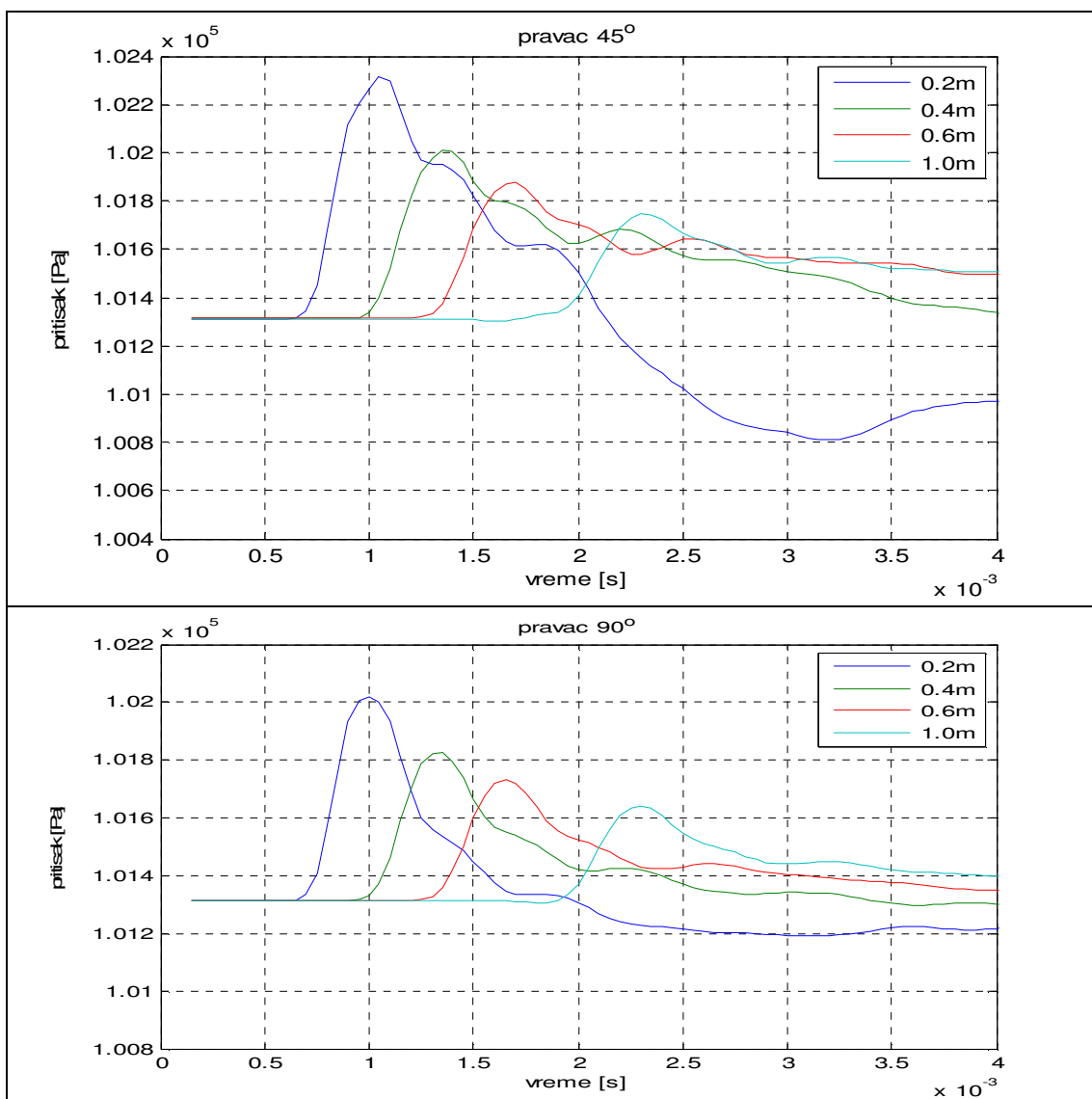
Табела 6.2. Вредности максималних притисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, применом пригушивача тип 1

Вредности максималног натпритиска у карактеристичној тачки [Pa]		
Удаљеност тачке r [m]	Угао усмерености тачке θ	
	45°	90°
0,2	102315	102019
0,4	102009	101824
0,6	101877	101732
1,0	101747	101642

Функције промене притиска у зависности од времена по правцима приказане су на сликама 6.36 и 6.37. На слици 6.36 су дате функције промене притиска у тачкама по правцима за модел без пригушивача, а на слици 6.37 су представљене функције промене притиска у тачкама по правцима за модел са пригушивачем тип1.



Слика 6.36 Промена притиска ударног таласа у карактеристичним тачкама по правцима распрострањања у односу на извор



Слика 6.37 Промена притиска ударног таласа у карактеристичним тачкама по правцима распрострања у односу на извор

Симулациони модел, креиран применом Ansys Fluent 12.1, пружа веома велике могућности. Осим праћења примарног параметра (притиска барутних гасова ударног таласа), могуће је регистровати и промену свих осталих параметара, као што су густина, температура, брзина и слично.

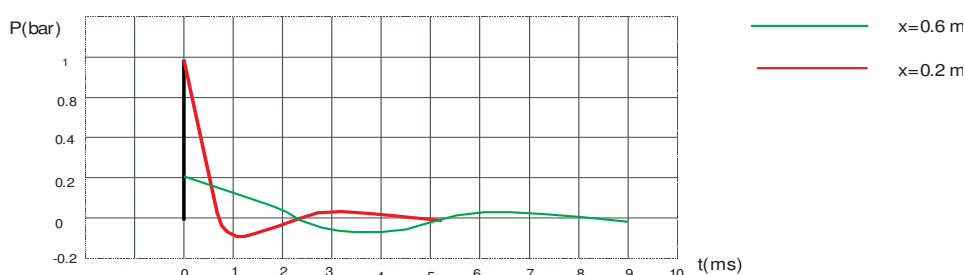
Редукција температуре у пољу око цеви оружја има такође велику улогу у процесу пројектовања гасних уређаја и битно је тачно одредити њену вредности. Интензитет температуре првенствено утиче на фактор маскирања ватреног положаја и њеног откривања. Ansys Fluent 12.1 омогућава њено праћење али није била предмет разматрања у овој дисертацији.

7. МЕТОДА МЕРЕЊА НАТПРИТИСКА УДАРНОГ ТАЛАСА ПУЦЊА СТРЕЉАЧКОГ ОРУЖЈА

7.1. Опис методе мерења

Натпритисак је најважнији параметар ударног таласа, па је због тога неопходно дефинисати методу регистровања која ће бити у функцији времена. Остали параметри се могу израчунати помоћу релација које их повезују међусобно. Мерењем натпритиска у временској бази се, поред регистровања максималних вредности, може више сазнати о самој природи ударног таласа.

Типична крива натпритиска ударног таласа приказана је на слици 7.1 и на њој су назначене карактеристичне вредности за тачке на различитим одстојањима од уста цеви у временској бази.

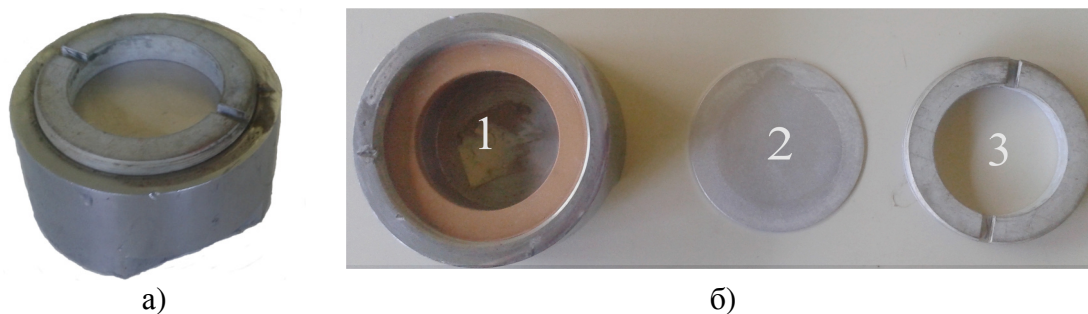


Слика 7.1 Промена натпритиска у зависности од времена

Максималне вредности натпритиска достижу вредности до 1 bar у зависности од тачке у којој се мере, а време трајања је до неколико ms , тако да натпритисак представља готово импулсну појаву, што захтева посебне специфичности опреме и поступака за мерење.

7.1.1. Развој сензора

Све до краја 70-их година прошлог века се сматрало да је најбитније правилно одредити само максималне вредности натпритиска. Првенствено су се за њихово одређивање користиле посредне методе, односно вредности су се одређивале на основу деформација на мерним елементима. На пример, у истраживачким центрима СССР су коришћени сензори (мерни претварачи) Смирнов, приказане на слици 7.2.

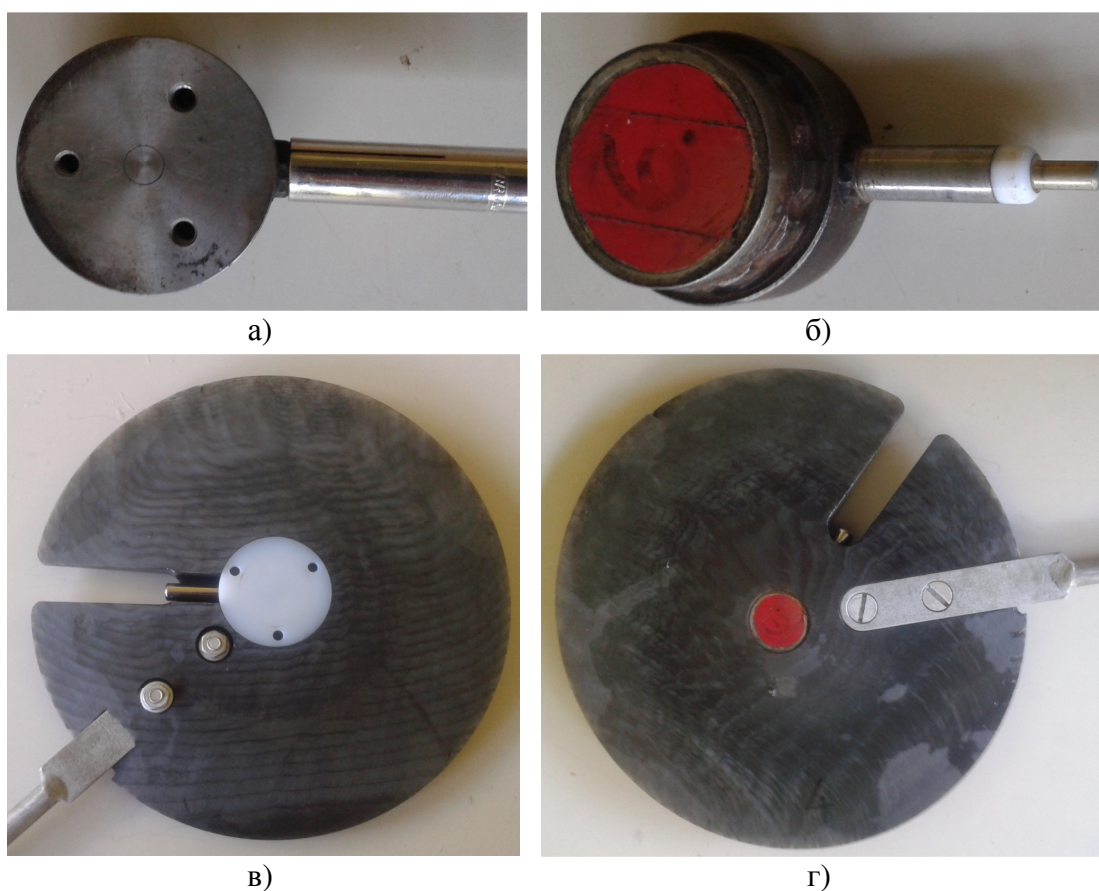


Слика 7.2 Сензор за мерење натпритиска ударног таласа Смирнов

Услед деформација на диску приказаном на слици 7.2б-2, путем табличне методе може се одредити максимална вредност натпритиска линеарном интерполацијом.

Средином 80-их година XX века почиње шира примена активних мерних електричних елемената за мерење неелектричних величина. Активни елементи се базирају на електричној индуктивности, капацитивности, магнетној идукцији и сл. За регистровање импулсних процеса, као што је ударни талас, најпогодније је користити мерне системе засноване на принципу пиезоелектричног ефекта, због брзине одзива, односно генерисања наелектрисања.

Развојем науке и технике, пиезоелементи су све више примењивани за израду давача деформација, односно регистровање притиска. Међу првим пиезо сензорима, који су се примењивали у свету и у нашој земљи, наменски за мерење натпритиска, су давачи типа Brosa, приказани на слици 7.3.



Слика 7.3 Пиезоелектрични сензор за мерење натпритиска Brosa

Као што може да се види на слици 7.3 примена сензора није могућа самостално, већ у комбинацији са диском-кућиштем, које није саставни део претварача. Сензор мора бити постављен нормално на фронт таласа да би регистровање било адекватно. Овакви мерни уређаји су направили револуцију, јер су омогућили регистровање натпритиска у било ком временском интервалу, али је припрема и постављање компликована, а самим тим се и мерна несигурност повећавала.

Следећа генерација мерних сензора је значајно поједноставила примену и отклонила раније недостатке. Наиме, код ових сензора је пиезоелектрични

елемент постављен у метално кућиште облика диска. Пример таквог сензора је РСВ В5, са слике 7.4.



Слика 7.4 Пиезоелектрични сензор за мерење натпритиска РСВ В5

Сензори типа РСВ В5 су се показали као веома поуздани и погодни за примену. Њихов основни недостатак је отежана верификација тачности излазних параметара и баждарење, због високе цене еталона за проверу и застарелости.

Као нова генерација пиезоелектричних сензора, са којом је и вршено регистровање натпритиска на реалним моделима јесте РСВ piezotronics из серије 137, приказана на слици 7.5.



Слика 7.5 Пиезоелектрични сензор за мерење натпритиска РСВ 137

Као што може да се види, сама геометрија сензора се разликује у односу на претходну генерацију. Издужени облик је утицао да не долази до допунских турбуленција и омогућио веродостојније регистровање таласних промена.

У овом случају су за мерење натпритиска ударног таласа коришћени сензори РСВ piezotronics 137A24 са карактеристикама датим у табели 7.1.

Табела 7.1. Карактеристике сензора РСВ 137А 24

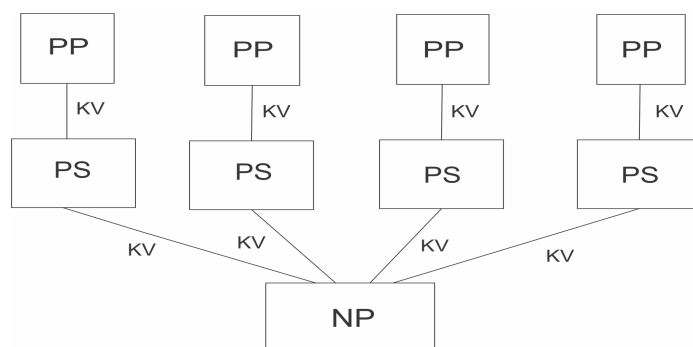
Карактеристике	Јединица мере	РСВ 137А 24
Мерни опсег (за ± 5 V излаз)	kPa	345
Максимални опсег (за ± 10 V излаз)	kPa	690
Осетљивост ($\pm 15\%$)	mV/kPa	14.5

Карактеристике	Јединица мере	РСВ 137А 24
Максимални притисак	kPa	6895
Резолуција	kPa	0.069
Резонантна фреквенција	kHz	≥ 400
Време одзива (Incident)	μs	≤ 6.5
Линеарност (максимална грешка)	%	≤ 1.0
Радна температура	$^{\circ}C$	$-73 \div 135$
Коефицијент температурне осетљивости	$\%/^{\circ}C$	≤ 0.090
Временска константа пражњења (на собној температури)	s	≥ 0.2
Побудни напон	V (DC)	$22 \div 30$
Побуда	mA	$2 \div 20$
Излазна импеданса	Ω	≤ 100
Излазни напон	V DC	$8 \div 14$
Маса	g	352
Осетљивост елемента	Притисак	
Материјал сензора	Кварц	
Материјал кућишта	Алуминијум	
Материјал мембране	Никловани челик	
Заптивање	Епоксид смола	
Конектор за повезивање	BNC Jack	

7.1.2. Креирање мерног система

Да би се у потпуности добила физичка слика ове импулсне појаве, неопходно је користити истовремено више давача, што данашња технологија у потпуности подржава. Генерисано наелектрисање од пиезо-претварача, путем коаксијалног вода се уводи у посредну јединицу-појачавач, а затим у одговарајући уређај за регистровање и обраду података (аквизицијску картицу).

На слици 7.6 је приказана блок шема и распоред елемената у мерном систему.



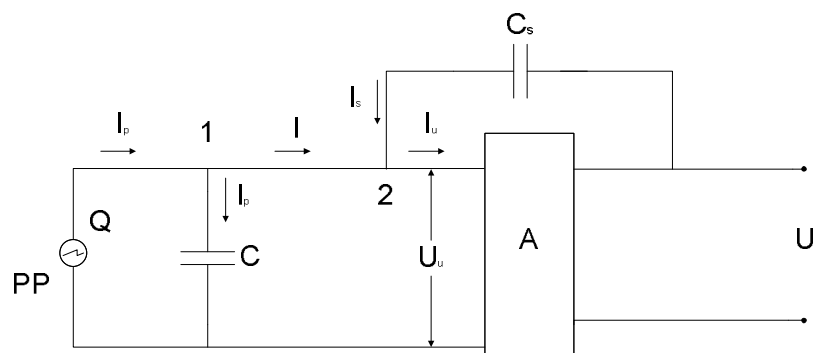
Слика 7.6 Блок шема за мерење и прикупљање података
 PP-претварач притиска, PS-појачавач сигнала,
 KV- коаксијални вод, NP-носач података

Формирање система за мерење и прикупљање података захтева познавање, како природе података који се мере и прикупљају, тако и карактеристике елемената система. На основу ових познатих карактеристика, обезбеђује се формирање мерних система, који обезбеђују објективно и веродостојно прикупљање података и њихово трајно меморисање ради касније обраде.

Претварач натпритиска има задатак да верно репродукује физичку појаву, амплитудно и фреквентно. Неопходно је да има велику осетљивост на притисак, а да остали фактори, као што су потреси, велика убрзања и високе температуре, не утичу на његове мерне особине. Најпогоднији претварачи притиска са напред наведеним карактеристикама су на бази пиезо-електричног ефекта, пошто наелектрисање Q , које настаје услед деформација у границама еластичности кристала зависи искључиво од притиска p , који делује на његову површину. Овакви претварачи спадају у групу активних давача, будући да им није потребан помоћни извор напајања и погоднији су за мерење динамичких притисака, пошто се користе у комбинацији са појачивачима напона. Познато је да код статичких притисака напон на излазу може да опадне и због тога се мора водити рачуна о дужини времена мерења.

Водови служе за пренос сигнала од мерног претварача до посредне јединице, односно носача података. Да би се минимизирали губици и изобличења примењују се коаксијални водови са BNC прикључцима. Коаксијални водови су погодни због своје несиметричности, која се огледа у томе што се електромагнетно поље ствара само услед струје унутрашњег проводника. Како је електромагнетно поље коаксијалног вода оклопљено спољашњим проводником, то спречава зрачење и утицај спољашњих фактора.

У области мерења притиска увек се као посредна јединица између пиезо-претварача и носача података користи појачавач наелектрисања. Блок шема појачавача наелектрисања је дата на слици 7.7.



Слика 7.7 Електрична блок шема пиезо-претварача и појачавача наелектрисања

У овом случају је у мерном систему коришћен појачавач наелектрисања (CHARGE AMPLIFIER) тип 494A21 PCB piezotronics, приказан на слици 7.8.

Наелектрисање Q које долази из PP, пропорционално је мереној физичкој величини-притиску.

На улазу једносмерног појачавача А, високе улазне импедансе и великог појачања, долази напон U_u , који је једнак:

$$U_u = \frac{Q}{C} \quad (7.1)$$

Овде C представља збир капацитивности претварача, вода и улазне капацитивности самог појачавача.



Слика 7.8 Појачавач наелектрисања тип 494A21 PCB piezotronics

За чворове 1 и 2 на слици 7.7 електричне блок шеме могу се написати следеће ралације:

$$I_p - I - I_c = 0 \quad (7.2)$$

$$I + I_s - I_u = 0 \quad (7.3)$$

Излазни напон U_i је у противфази са улазним напонам U_u , шаље преко променљивог кондензатора повратне спреге C_s на улаз појачавача струју I_s , која компензује струју мерног појачавача I , тако да је струја I_u , која улази у појачавач једнака нули (она је веома мала услед високе улазне инпендансе појачавача), тј. $I_u=0$.

Под овим условима из једначина (7.2) и (7.3) се добија:

$$I_p = I_c - I_s \quad (7.4)$$

Односно, уколико се узме у обзир једначина (7.1)

$$j\omega Q = j\omega C U_u - j\omega C_s (U_i - U_u) \quad (7.5)$$

где су:

$$I_p = j\omega Q$$

$$I_c = j\omega C U_u$$

$$I_s = j\omega C_s (U_i - U_u)$$

Ако се узме да је однос улазне и излазне вредности једнак преносном фактору појачања

$$A = \frac{U_i}{U_u} \quad (7.6)$$

онда се добија

$$Q = CU_u - C_s(u_i - U_u) = \frac{U_i}{A}(C - C_s A - C_s) \quad (7.7)$$

односно

$$U_i = \frac{QA}{C - C_s(A - 1)} \quad (7.8)$$

Појачање A појачавача напона је веома велико, тако да је:

$$C_s(A - 1) \gg C \quad (7.9)$$

па следи да је:

$$U_i \cong \frac{-QA}{C_s(A - 1)} \cong -\frac{Q}{C_s} \quad (7.10)$$

Одавде произилази да је излазни напон из појачавача U_i директно пропорционалан наелектрисању Q , односно мереној величини натпритиска, за одређену вредност C_s .

Карактеристике појачивача 494A21 PCB piezotronics су дате у табели 7.2.

Табела 7.2. Карактеристике појачивача PCB 494A21

Карактеристике	Јединица мере	PCB 494A21
мерни опсег	pC	$\pm 10 \div 500$
излазни напон	V	± 10
излазна струја	mA	± 50
излазна импеданца	Ω	100
улазна импеданца	Ω	10^{14}
фреквентни опсег са стандардним филтером (-3 dB)	kHz	0–180
линеарност (максимална грешка)	%	$\pm 0,05$
тачност (опсега)	%	± 1
калибрациони улаз	pC/mV	1
шум (појачавача)	mVef	max 2
шум вода (услед капацитивности)	pCef/ 1000pF	max 0,02
радна температура	°C	0÷50
конектор за повезивање	BNC Jack	

Појачавач наелектрисања типа 494A21 PCB piezotronics у потпуности задовољава критеријуме квалитета трансформације сигнала до носача података, те се као такав користи у мерном систему за прикупљање података.

Као носачи података су се временом користили различити уређаји за меморисање података, од магнетофона до савремених рачунара. У овом случају је коришћена комбинација сабирника сигнала-аквизицијске картице NI6259 (National instruments) и рачунара, где су резултати меморисани на хард диску. Регистровање резултата мерења и њихова обрада је вршена софтвером LabView, а графички приказ је дат на слици 7.6.

Да би се у потпуности сагледала физичка слика, не сме се генерално усвојити извор звука као тачкасти, пошто је дејство усмерено и притисак није исти у свим тачкама на истој удаљености. Промена притиска у разним смеровима дата је фактором усмерености, која је описана у 2. поглављу. Највећи интензитет је у смеру дејства-истицања барутних гасова, док је у осталим правцима мањи и његова пропација је у директној зависности од угла правца у односу на правац кретања пројектила.

То нам указује да је за мерни ланац потребно поставити више мерних претварача притиска у карактеристичним тачкама (под одређеним углом и на одређеној удаљености). Уколико се изврши довољан број мерења у овим карактеристичним тачкама и изврши њихово упоређење, може се извести правилан закључак и одабир најбољег модела за примену. У овом случају је мерење вршено помоћу четири сензора, а према распореду датом у симулационом моделу приказано на слици 3.10. Сам распоред мерног система је приказан на слици 7.9.



Слика 7.9 Мерни систем за регистровање натпритиска ударног таласа

7.2. Грешке мерења

Мерење натпритиска барутних гасова се врши са извесном грешком. Укупна грешка мерења потиче од грешака претварача, појачавача наелектрисања и регистратора.

7.2.1. Грешка претварача

Релативна грешка мерења пиезоелектричних претварача зависи од верификованих карактеристика претварача и величине мереног притиска. Преносна карактеристика пиезоелектричних претварача је:

$$Q = s \cdot p \quad (7.11)$$

где је p - притисак који делује на претварач, s - осетљивост претварача и Q - наелектрисање које генерише претварач. Осетљивост претварача се добија верификацијом претварача у оквиру опсега коришћења. Опсег је дефинисан од нуле до максималног притиска p_{\max} . У оквиру тог опсега измере су вредности наелектрисања у функцији притиска за одређене вредности притиска (обично 10 еквидистантних вредности притиска које покривају опсег). Помоћу тако израчунате вредности осетљивости израчунава се наелектрисање за сваку мерну тачку и одређују се разлика између измерене и израчунате вредности. Највећа апсолутна вредност од ових разлика подели се са максималним наелектрисањем опсега баждарења Q_{\max} да би се израчунала линеарност претварача l :

$$l = \frac{\Delta Q}{Q_{\max}} \quad (7.12)$$

Линеарност је у ствари скраћеница за одступање од линеарности, што би био прави назив овог параметра. Дакле, баждарење даје три податка: максимални притисак опсега баждарења, осетљивост и линеарност. Из ових параметара израчунава се релативна грешка мерења пиезоелектричног претварача. Релативна грешка претварача је:

$$r_p = \frac{\Delta p}{p} = \frac{|q_1 - q|}{s \cdot p} = \frac{\Delta q}{s \cdot p} = \frac{l \cdot Q_{\max}}{s \cdot p} = l \cdot \frac{P_{\max}}{p} \quad (7.13)$$

Из једначина се види да грешка зависи од односа максималног притиска опсега баждарења и мереног притиска - што је мерени притисак нижи грешка је већа. По спецификацији мерног претварача РСВ 137А 24 је дефинисана линеарност, односно максимална мерна грешка, која је мања од 1%. На основу вредности линеарности се може закључити да је мерење овом врстом претварача изузетно поуздано и тачно.

7.2.2. Грешка појачавача

Грешка мерења појачавача наелектрисања на основу података произвођача износи 1%. Из спецификације појачавача у табели 7.2 се може видети да је максимална мерна грешка у границама $\pm 0,05\%$. Узимајући у обзир ову чињеницу, може се закључити да је појачањем сигнала грешка регистровања јако мала и да се може занемарити.

7.2.3. Грешка система за обраду

Уређаји који учествују у обради резултата мерења уносе грешку која је врло мала и која се занемарује. Грешка у току обраде се врши заокруживањем нумеричких вредности регистрованих података на шесту децималу. Грешке заокруживања су мање од 0,05% за вредности притиска у P_a , а самим тим се могу занемарити.

7.2.4. Укупна грешка

Укупна грешка система за мерење је једнака збиру грешака појединих инструмената који припадају систему за мерење и износи:

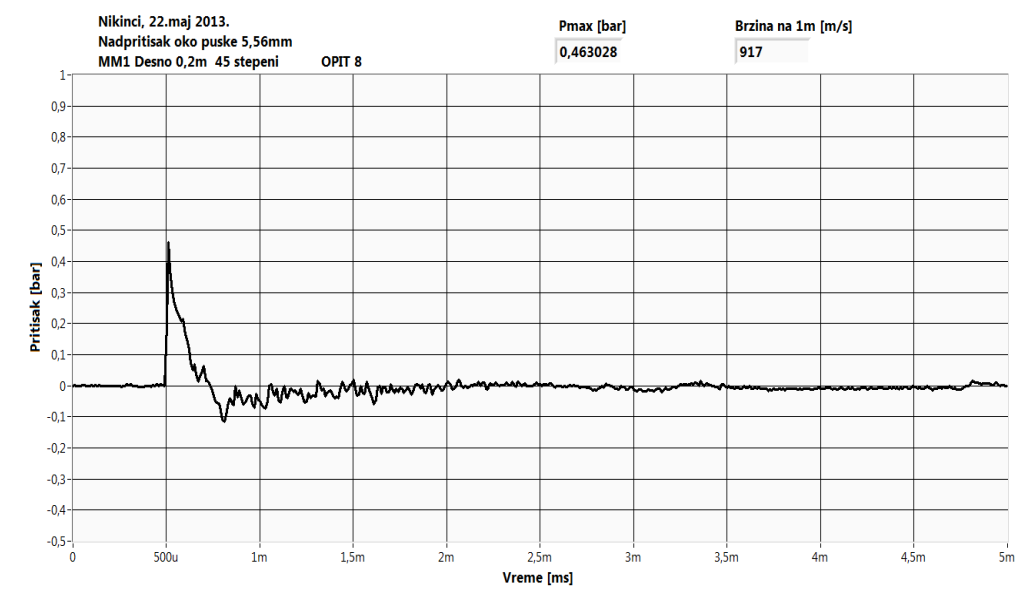
$$r = r_p + r_{poj} + r_r \quad (7.14)$$

где су: r_p - грешка мерења пиезоелектричног претварача, r_{poj} - грешка мерења појачавача наелектрисања и r_r - грешка мерења регистратора.

Сабирањем укупне грешке по спецификацијама опреме, може се закључити да је регистрована вредност промене натпритиска применом овог мерног система у граници до 1%. Мерни систем, са оваквом укупном грешком, је поуздан и са великом тачношћу региструје промене натпритиска ударног таласа. Мерна опрема је верификована и као таква потврђује параметре дате у спецификацији. На основу потврде метролошке лабораторије се може константовати да је коришћена опрема поуздана за оваква мерења, а да је мерна несигурност мала.

7.3. Резултати мерења натпритиска ударног таласа

Као што је већ наведено, обрада резултата мерења је вршена софтвером LabView и приказана на слици 7.10.



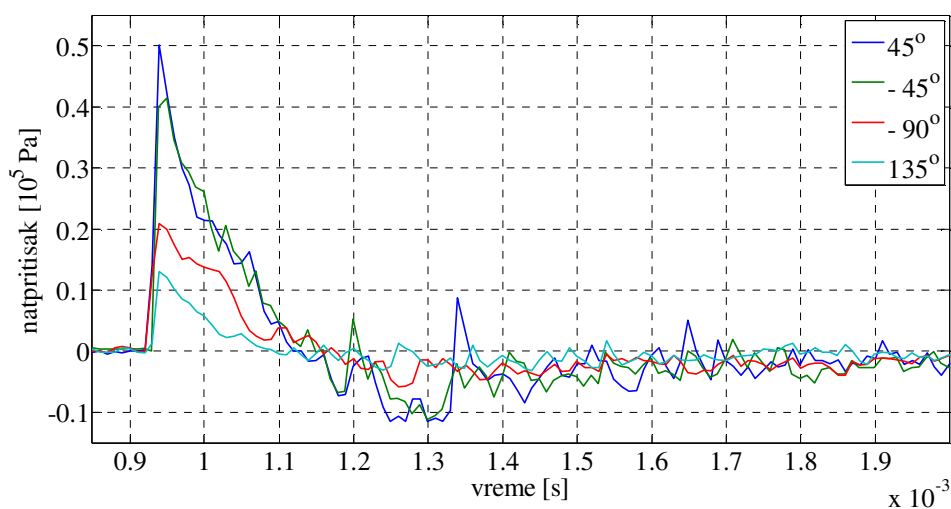
Слика 7.10 Мерења промене натпритиска у функцији времена

На слици 7.10 се може видети да је, поред графичког приказа натпритиска, у графичком окружењу приказана и позиција мерне сонде, односно удаљеност од уста цеви (извора звука) и угао умерености у односу на правац кретања пројектила. Дефинисан је и број опита, максимална вредност натпритиска, као и почетна брзина пројектила. Почетна брзина је, такође, мерена са циљем да се види да ли примена пригушивача пуцња утиче и у којој мери на њену почетну вредност. Мерење почетне брзине пројектила је вршено фотоћелијском баријером МГП "Нанотех" РС-4М приказаном на слици 7.11.



Слика 7.11 Мерења почетне брзине пројектила фотоћелијском баријером

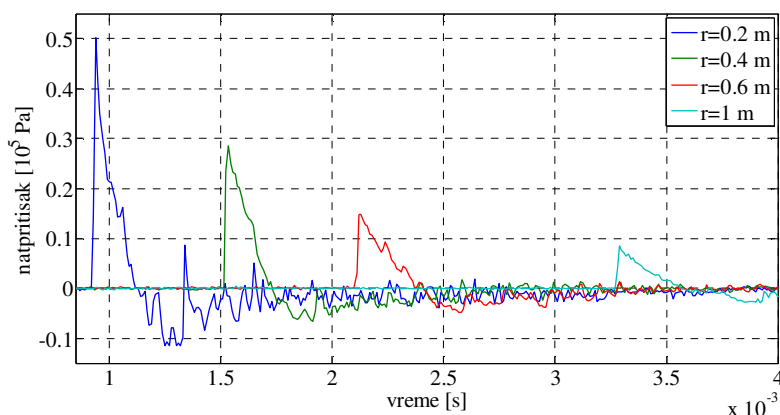
Мерење натпритиска је, према блок шеми мерног ланца на слици 7.6, вршено истовремено са четири сензора у референтним тачкама, према распореду датум у симулационом моделу (слика 3.10). Мерни сензори су постављани у четири различита правца на истом растојању од задњег пресека цеви, односно задњег пресека пригушивача. Карактеристична слика једног таквог мерења је приказана на слици 7.12.



Слика 7.12 Регистровање натпритиска ударног таласа у току једног мерења

Након одређеног броја мерења сензори су постављани на другим еквидистанцама по правцима. Тако се за сваки правац добија фамилија података, на основу којих су усвојене средње вредности. На слици 7.13 је приказана промена натпритиска у референтним тачкама по једном правцу.

За свако мерење је креирана посебна датотека у .lvm формату, односно графички приказ за свако мерно место, што је и приказано у прилогу број 2. Овакав сет података је погодан за графички приказ, али није погодан за директно поређење. У тези су првенствено разматране средње вредности максималног натпритиска ударног таласа, на основу којих је касније вршена компаративна анализа са резултатима добијених симулацијама.



Слика 7.13 Регистровање натпритиска ударног таласа по једном правцу

Средње вредности су добијене усредњавања регистрованих максималних вредности по правцима и растојањима, приказано у табелама 7.3 до 7.6.

Табела 7.3. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу 45° за АП 5,56mm M21 без пригушивача

удаљеност мерне тачке [m]			
0,2	0,4	0,6	1
0,501	0,285681	0,147541	0,085086
0,45124	0,297899	0,148537	0,078432
0,463028	0,271345	0,163426	0,073298
0,42987	0,262619	0,136119	0,075722
0,411666	0,266079	0,136757	0,074811
средња вредност надпритиска [bar]			
0,451361	0,276725	0,146476	0,07747

Табела 7.4. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу 45° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 1

удаљеност мерне тачке [m]			
0,2	0,4	0,6	1
0,057897	0,023657	0,018523	0,015777
0,0595	0,026805	0,022144	0,016573
0,053509	0,02313	0,023614	0,015928
0,046762	0,027991	0,0161	0,013425
0,048544	0,024539	0,018516	0,012751
0,055485			0,01164
0,060629			0,016215
0,051365			0,015576
0,047185			0,015498
0,055624			0,013153
0,056227			0,016057
средња вредност надпритиска [bar]			
0,059273	0,025224	0,019779	0,01465

Табела 7.5. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу 45° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 2

удаљеност мерне тачке [m]			
0,2	0,4	0,6	1
0,037986	0,024327	0,018401	0,014745
0,03771	0,02906	0,021355	0,013268
0,033211	0,025675	0,020359	0,011604
0,040499	0,024933	0,017957	0,01192
0,033423	0,02489	0,01891	0,013977
			0,014508
			0,012816
			0,014659
			0,014852
			0,016286
средња вредност надпритиска [bar]			
0,036566	0,025777	0,019396	0,013927

Табела 7.6. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу - 45° за АП 5,56mm M21 без пригушивача

удаљеност мерне тачке [m]			
0,2	0,4	0,6	1
0,413868	0,269572	0,15344	0,079192
0,469016	0,267115	0,156701	0,078458
0,44104	0,316849	0,163178	0,084562
0,436477	0,278768	0,15067	0,07512
0,44217	0,28149	0,16261	0,079834
средња вредност надпритиска [bar]			
0,440514	0,282759	0,15732	0,079433

Табела 7.7. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу - 45° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 1

удаљеност мерне тачке [m]			
0,2	0,4	0,6	1
0,036096	0,027499	0,014866	0,011176
0,032436	0,023104	0,015812	0,00885
0,036302	0,018094	0,013494	0,013854
0,037186	0,022613	0,01557	0,01056
0,039401	0,023434	0,015578	0,01235
0,037329			0,014066
0,030715			0,011455
0,034508			0,01064
0,026442			0,01166
0,026237			0,009958
средња вредност надпритиска [bar]			
0,033442	0,022949	0,015064	0,011104

Табела 7.8. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу - 45° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 2

удаљеност мерне тачке [m]			
0,2	0,4	0,6	1
0,03756	0,02441	0,014793	0,011491
0,043143	0,021761	0,01549	0,011249
0,044654	0,02163	0,016135	0,0137
0,044005	0,018299	0,017199	0,011337
0,046246	0,025386	0,016392	0,014345
			0,010149
			0,012841
			0,007787
			0,009665
			0,013157
средња вредност надпритиска [bar]			
0,043122	0,022297	0,016002	0,009058

Табела 7.9. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу - 90° за АП 5,56mm M21 без пригушивача

удаљеност мерне тачке [m]			
0,2	0,4	0,6	1
0,20808	0,123937	0,067125	0,045428
0,203162	0,119783	0,072928	0,04491
0,198655	0,125766	0,075009	0,042537
0,222048	0,147719	0,083556	0,045144
0,223636	0,124592	0,080445	0,040107
средња вредност надпритиска [bar]			
0,211116	0,128359	0,075813	0,043625

Табела 7.10. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу - 90° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 1

удаљеност мерне тачке [m]			
0,2	0,4	0,6	1
0,011127	0,006771	0,00649	0,007772
0,011898	0,007052	0,007369	0,005691
0,012121	0,007606	0,00729	0,00577
0,008467	0,006404	0,005454	0,005122
0,011257	0,006174	0,006051	0,006649
средња вредност надпритиска [bar]			
0,010742	0,006801	0,006531	0,006201

Табела 7.11. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу - 90° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 2

удаљеност мерне тачке [m]			
0,2	0,4	0,6	1
0,011725	0,00927	0,006771	
0,014605	0,008046	0,005454	
0,013122	0,00932	0,008046	
0,01665	0,007326	0,006202	
0,012142	0,007729	0,006764	
средња вредност надпритиска [bar]			
0,013649	0,008338	0,006647	0

Табела 7.12. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу 135° за АП 5,56mm M21 без пригушивача

удаљеност мерне тачке [m]			
0,2	0,4	0,6	1
0,130174	0,091115	0,055054	0,028874
0,131192	0,083836	0,063269	0,030624
0,120714	0,079407	0,053025	0,028998
0,121856	0,086267	0,050741	0,031352
0,111884	0,082321	0,049811	0,033384
средња вредност надпритиска [bar]			
0,123164	0,084589	0,05438	0,030646

Табела 7.13. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу 135° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 1

удаљеност мерне тачке [m]			
0,2	0,4	0,6	1
0,008431	0,005509	0,007574	0,007325
0,007501	0,012736	0,008182	0,005216
0,007486	0,008628	0,008101	0,006556
0,009752	0,008628	0,009156	0,006637
0,006278	0,01196	0,007208	0,00629
средња вредност надпритиска [bar]			
0,00789	0,00949	0,00804	0,0064

Табела 7.14. Максималне вредности измерених натпритисака у току опаљења по правцу 135° за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 2

удаљеност мерне тачке [m]			
0,2	0,4	0,6	1
0,007611	0,009236	0,00745	
0,006307	0,007977	0,006022	
0,007691	0,005736	0,006996	
0,009109	0,007977	0,007574	
0,006842	0,014157	0,007127	
средња вредност надпритиска [bar]			
0,00751	0,00917	0,00703	0

Због изузетно малих вредности натпритиска по правцима од -90° и 135°, који су у нивоу шума, за пригушивач тип 2 нису регистроване вредности на дистанцама од 1 m.

У табелама 7.3 до 7.14 су приказане средње вредности максималних натпритисака одређене према једначини:

$$\bar{x} = \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_n}{n} \quad (7.15)$$

Уколико се одреди стандардна девијација измерених података, према изразу

$$s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n}} \cdot 100 \quad (7.16)$$

добивају се средње квадратна одступање измерених вредности процентуално, приказане у табелама 7.15 до 7.17.

Табела 7.15. Стандардна девијација измерених вредности максималних натпритисака у процентима за АП 5,56mm M21 без пригушивача

Правац	удаљеност мерне тачке [m]			
	0,2	0,4	0,6	1
45°	3,40504	1,474626	1,111768	0,46492
-45°	1,963218	1,998936	0,552178	0,339404
-90°	1,122518	1,10547	0,643934	0,227868
135°	0,788259	0,441498	0,537175	0,186088

Табела 7.16. Стандардна девијација измерених вредности максималних натпритисака у процентима за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 1

Правац	удаљеност мерне тачке [m]			
	0,2	0,4	0,6	1
45°	0,484582	0,208958	0,304172	0,167092
-45°	0,441959	0,334087	0,094655	0,146536
-90°	0,142686	0,056184	0,081706	0,103427
135°	0,129159	0,291427	0,073801	0,076648

Табела 7.17. Стандардна девијација измерених вредности максималних натпритисака у процентима за АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 2

Правац	удаљеност мерне тачке [m]			
	0,2	0,4	0,6	1
45°	0,315943	0,189671	0,141968	0,136886
-45°	0,330992	0,277141	0,091192	0,178131
-90°	0,201063	0,091011	0,094968	0
135°	0,105986	0,31383	0,061215	0

Средње вредности стандардне девијације је најједноставније приказати по правцима, што је и приказано у табели 7.18

Табела 7.18. Средња вредност стандардне девијација по правцима у процентима

Правац	АП 5,56mm M21 без пригушивача	АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 1	АП 5,56mm M21 са пригушивачем тип 2
45°	1,614089	0,291201	0,196117
-45°	1,213434	0,254309	0,219364
-90°	0,774947	0,096001	0,09676
135°	0,488255	0,142759	0,160343

односно, средња вредност девијације за измерене вредности натпритиска по моделима има вредности приказане у табели 7.19.

Табела 7.19. Средња вредност стандардне девијација по средствима у процентима

АП 5,56 mm M21 без пригушивача	АП 5,56 mm M21 са пригушивачем тип 1	АП 5,56 mm M21 са пригушивачем тип 2
1,02268125	0,1960675	0,168146

Измерене вредности приказане у табелама 7.3 до 7.14, приказују добро слагање измерених резултата, односно да је поновљивост мерења задовољена. Из табела 7.15 до 7.19 се може видети да је стандардна девијација изузетно мала, тј. да је укупно одступање мање од 1%, што такође потврђује поновљивост мерења [83]. Мерења су реализована у току два дана на истом полигону, са истом мерном опремом и са истим извршиоцима у приближно истим временским условима. Пошто су слагање измерених вредности велика, односно мала су одступања, задовољен је услов за репродуктивност мерне методе. Статистички гледано [83], уколико се узме зависност да се измерене вредности према Гаусовој функцији расподеле вероватноће налазе у интервалу од $\bar{x} \pm 2s$, може се константовати да одговарају статистичкој сигурности од 95,4%.

Приметно је да су одступања већа код већих интензитета натпритисака, односно на мањим одстојањима и без примене пригушивача, као и да су већа одступања у

десну страну, што је последица вртложења гасних струја услед стабилизације пројектила. Може се закључити да су одступања настала услед прописаних одступања барутног пуњења, што се делимично и одразило на почетну брзину пројектила, која се кретала у вредностима од 908 m/s до 928 m/s.

Наравно, у току ових испитивања је коришћена стандардна муниција за аутоматску пушку, док се за специјалну намену примењује такозвана пригушна муниција, где се осим специјалног одабира погонског барута врши и селекција зрна, које мора бити потпуно уравнотежено и углавном се посебно израђује за ту намену. Стандардна муниција је коришћена из разлога економичности и једина је била доступна у моменту испитивања.

Коначно се може закључити, имајући у виду све наведено, да су резултати мерења репрезентативни, поновљиви и дају праву слику појаве распрострања ударног таласа у окружење око цеви оружја. Грешке које су настале у току мерења су минималне и не одступају значајно од усредњених вредности.

На основу измерених вредности се могу поредити вредности добијене симулационим моделима и давати оцене о квалитету истих.

Методологија, коришћена за регистровање промене параметара ударног таласа истичућих барутних гасова, није стандардизована, али је валидирана на основу мерних метода, код којих су се по стандардој процедури користили мерни уређаји за посредно регистровање максималних натпритисака. За раније стандардизовану процедуру су примењивани мерни претварачи типа Смирнов, приказани на слици 7.2, као и претварачи типа Brosa. Метода регистровање промена параметара мерним претварачима РСВ 137А 24 даје прецизније резултате и могућности допунских анализа природе ударних таласа. Као задатак се намеће процедура стандардизације ове методе и имплементација у процесу одређивања параметара ударног таласа за сва стрељачка оружја. Такође се могу анализирати квалитети понуђених модела пригушивача и одредити који је бољи у евентуалним квалитативним анализама.

8. АНАЛИЗА МОДЕЛА И ДИСКУСИЈА РЕЗУЛТАТА

У овој докторској дисертацији су креирана два симулациона модела детаљно приказана у 5. и 6. поглављу. Први симулациони модел базиран на електро-акустичким аналогијама, описан у 5. поглављу, представља аналитички модел прорачуна натпритиска у дефинисанима просторним тачкама.

Симулациони модел описан у 6. поглављу представља нумерички приступ прорачуна гасодинамичких карактеристика истичућег флуида, на основу ког је симулирана просторна промена притиска барутних гасова у пољу око оружја.

У 7. поглављу је описан поступак мерења и регистровања вредности натпритиска ударног таласа барутних гасова у простору око цеви оружја и приказани су резултати добијени током експеримента.

Оцена квалитета симулационих модела се може извршити упоредном анализом резултата добијених симулацијама процеса и добијених експерименталних резултата.

8.1. Анализа добијених резултата применом симулационог модела базираног на електроакустичким аналогијама

Имајући у виду да је овај симулациони модел аналитички, у циљу квалитетније анализе се узимају само максималне симулиране вредности натпритиска. Ово је битно истаћи јер се за прорачун вредности примењују и преносне функције удаљености тачке од извора и функција слабљења по правцу, који нису дефинисани временском дискретизацијом. Преглед резултата добијених симулацијом и експерименталним мерењем је приказан у табелама 8.1 до 8.3.

Табела 8.1. Упоредни приказ максималних натпритисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, без примене пригушивача

Вредности максималног натпритиска у карактеристичној тачци [bar]					
радијус r [m]		Угао усмерености тачке θ			
		45°	-45°	-90°	135°
0,2	Симул. вред.	0,46276	0,46276	0,22830	0,15214
	Измер. вред.	0,451361	0,440514	0,211116	0,125164
0,4	Симул. вред.	0,23138	0,23138	0,11415	0,07607
	Измер. вред.	0,276725	0,282759	0,128359	0,0845892
0,6	Симул. вред.	0,15428	0,15428	0,07611	0,05072
	Измер. вред.	0,146476	0,15732	0,075813	0,05438
1,0	Симул. вред.	0,09255	0,09255	0,04566	0,03043
	Измер. вред.	0,07747	0,079433	0,043625	0,0306464

Табела 8.2. Упоредни приказ максималних натпритисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, применом пригушивача тип 1

Вредности максималног натпритиска у карактеристичној тачци [bar]					
радијус r [m]		Угао усмерености тачке θ			
		45°	-45°	-90°	135°
0,2	Симул. вред.	0,04089	0,04089	0,015074	0,012097
	Измер. вред.	0,059273	0,033442	0,010742	0,0078896
0,4	Симул. вред.	0,020441	0,020441	0,007536	0,006048
	Измер. вред.	0,025224	0,022949	0,0075394	0,0074442
0,6	Симул. вред.	0,01363	0,01363	0,005025	0,004032
	Измер. вред.	0,019779	0,015064	0,006801	0,006531
1,0	Симул. вред.	0,009188	0,009188	0,003387	0,002718
	Измер. вред.	0,01465	0,011104	0,0064048	0,006201

Табела 8.3. Упоредни приказ максималних натпритисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, применом пригушивача тип 2

Вредности максималног натпритиска у карактеристичној тачци [bar]					
радијус r [m]		Угао усмерености тачке θ			
		45°	-45°	-90°	135°
0,2	Симул. вред.	0,04657	0,04657	0,01717	0,01378
	Измер. вред.	0,036566	0,043122	0,013649	0,007512
0,4	Симул. вред.	0,02327	0,02327	0,00858	0,00688
	Измер. вред.	0,025777	0,022297	0,008338	0,0072166
0,6	Симул. вред.	0,01544	0,01544	0,00569	0,00457
	Измер. вред.	0,019396	0,016002	0,006647	0,0070338
1,0	Симул. вред.	0,01037	0,01037	0,00382	0,00307
	Измер. вред.	0,013927	0,009058	/	/

Средње одступање симулираних вредности максималних натпритисака у референтним тачкама у односу на средње максималне измерене вредности за све правце и дистанце је око 4,7% (за модел без пригушивача је 1,3%, за модел применом пригушивача тип 1 је 12,3% и за модел применом пригушивача тип 2 је 3,13%). Највећа одступања су на дистанцама од 0,2 m применом пригушивача за правац од 45°, што је последица занемаривања вртложења услед стабилизације пројектила, компоненте ударног таласа услед кретања појектила и реакције барутних гасова са оксидансима.

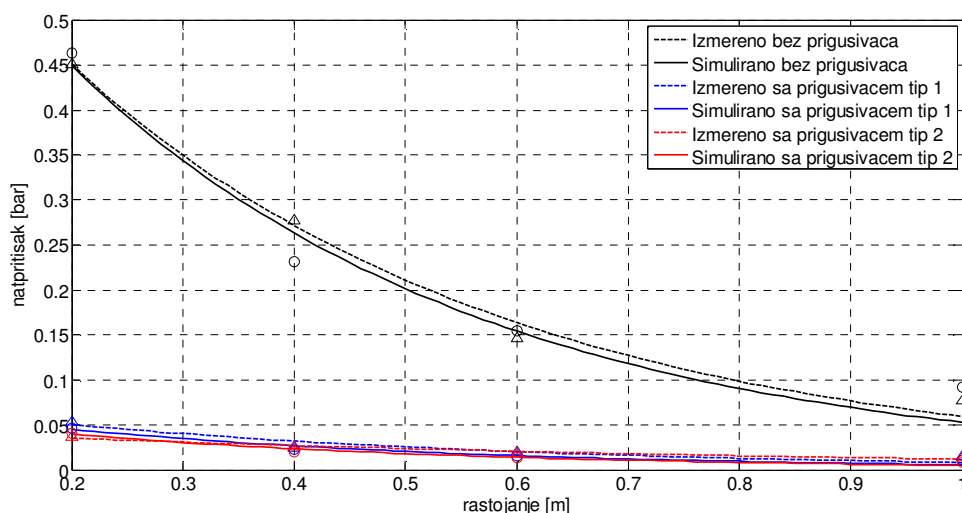
Услед малих регистрованих вредности и појаве шума, регистровање на већим дистанцама је веома отежано и није вршено, али се вредности могу предикцијом одредити на основу функције дефинисане за промену у осталим референтним тачкама.

На сликама 8.1 до 8.4 су приказане промене максималних натпритисака ударног таласа у функцији пређеног пута, око уста цеви оружја, без пригушивача и са пригушивачима тип 1 и тип 2 за различите правце у односу на правац кретања пројектила.

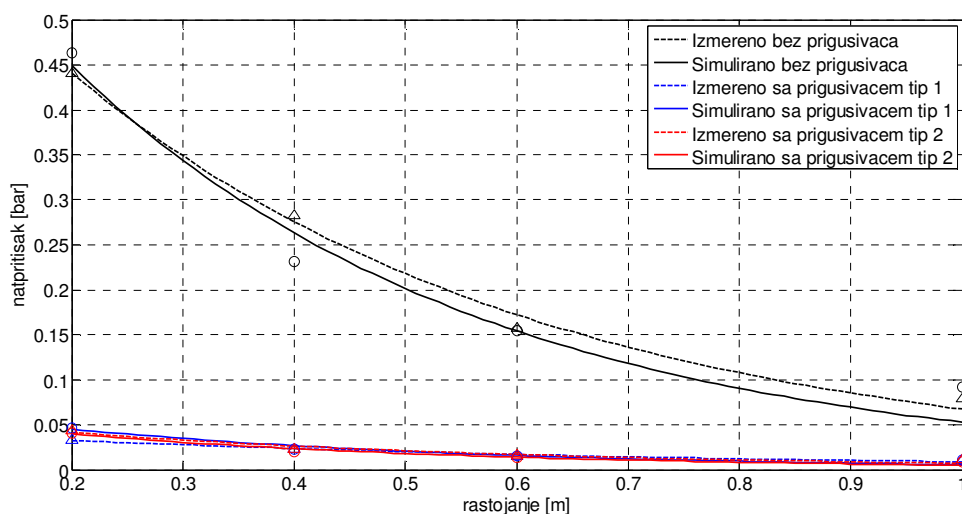
Симуларане функције промене су фитоване криве података добијених симулацијом и мерењем за изабрана мерна места, по функцији облика

$$y = Ae^{-Bx} \quad (8.1)$$

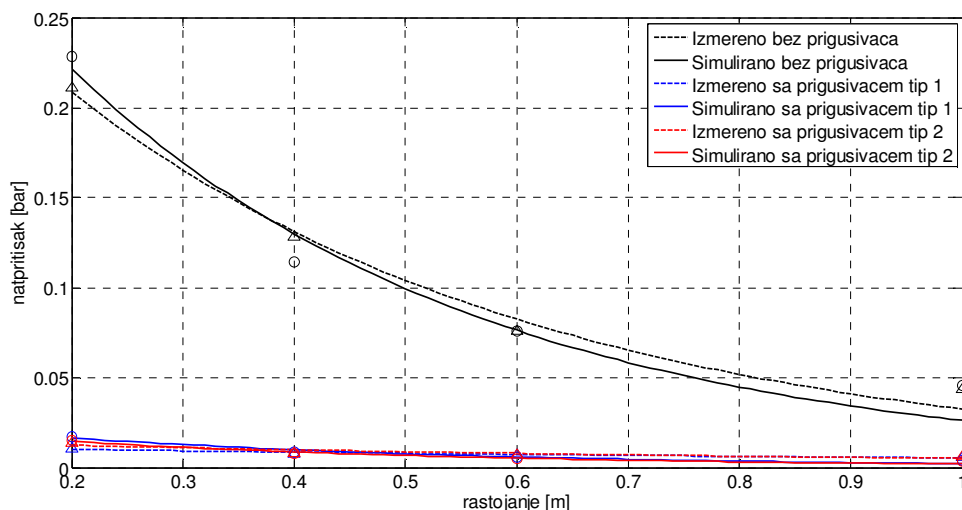
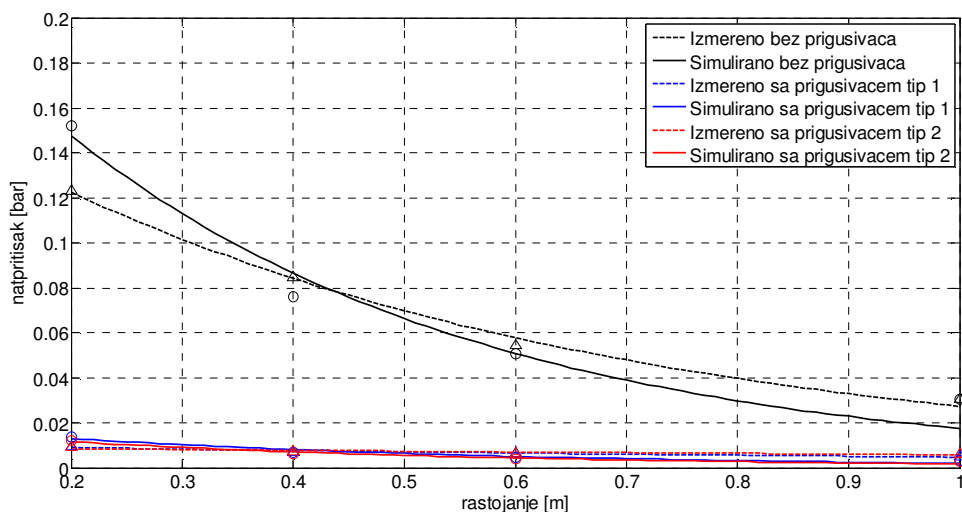
што одговара теоријској функцији промене притиска у периоду накнадног дејства барутних гасова. Софтверско решење израчунава наведене коефицијенте A и B за сваки појединачни експеримент.



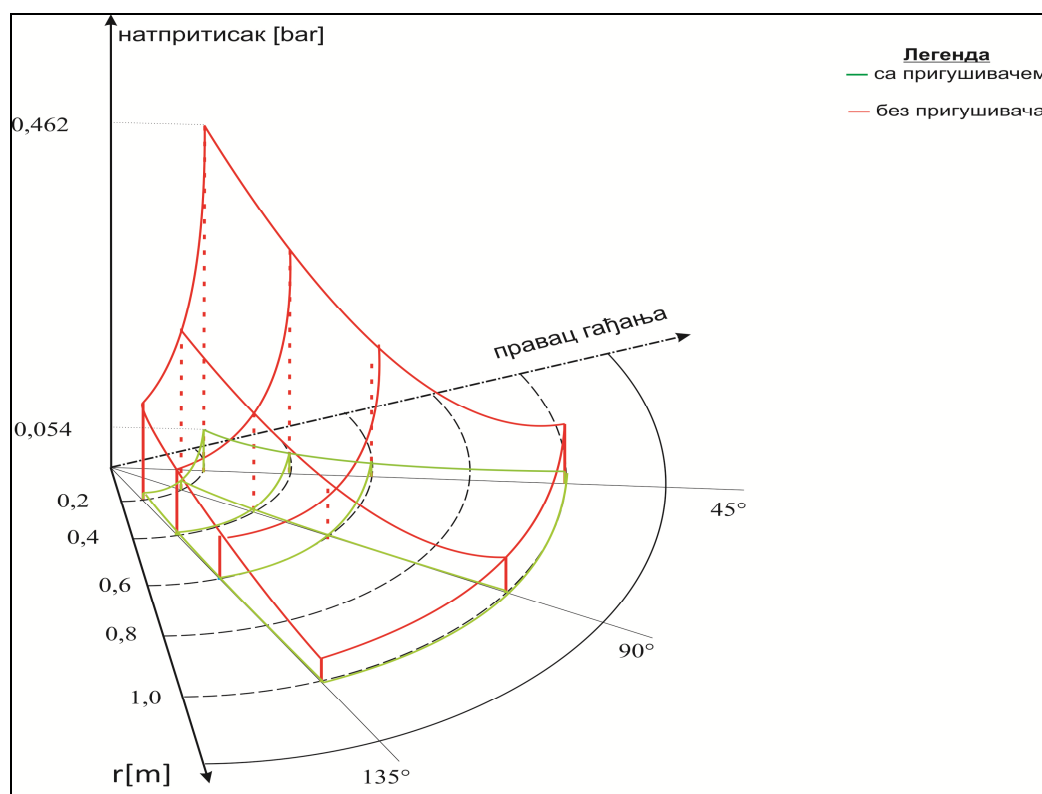
Слика 8.1 Функција промене максималне вредности натпритиска за правац -45°



Слика 8.2 Функција промене максималне вредности натпритиска за правац 45°

Слика 8.3 Функција промене максималне вредности натпритиска за правац -90° Слика 8.4 Функција промене максималне вредности натпритиска за правац 135°

На основу приказаних дијаграма може се закључити да пригушивач, као акустички уређај, врши десетоструко умањење максималног натпритиска (слика 8.5). Симулација применом декомпозиционог приступа и електроакустичких аналогја показује добра поклапања резултата. Најмања одступања резултата симулације су за углове -45° и -90° , што је и битно за употребу пригушивача. Уочена одступања симулираних резултата за углове од 45° и 135° последица су занемаривања ротације пројектила и вртложења струје гаса у симулацији, али су она занемарива.



Слика 8.5. Просторна промене максималне вредности натпритиска ударног таласа

Процентуално је степен редукције натпритиска сличан за оба типа пригушивача. За тип 2 је средња вредност редукције по свим правцима и растојањима 89,35%, а за тип 1 је 90,22%. Уочено је да за пригушивач тип 1 опада степен редукције са повећањем растојања, тако да је на раздаљинама од 0,2 m степен пригушења око 92%, док је на растојањима од 1 m 87%. За пригушивач тип 2 степен редукције не смањује се битно са растојањем, односно показује боље карактеристике пригушења натпритиска на већим удаљеностима.

Симулациони модел пружа велике могућности, од тога да се врло једноставно може генерисати улазни сигнал за било које оружје, а комбинацијом саставних елемената се може моделовати жељени пригушивач. Такође се једноставно могу мењати удаљеност и угао референтне тачке, што практично значи да се може симулирати цео простор око пригушивача. Време за припрему новог симулационог модела је веома кратко, а резултати симулације се добијају веома брзо. Иако је базиран на аналитичком прорачуну, примењује се за тродимензионалне системе, што је велика предност у процесу моделовања.

Резултати симулације показују добро поклапање са експерименталним резултатима, што потврђује оправданост његове примене, првенствено у почетној фази пројектовања пригушивача и других гасних уређаја на устима цеви оружја. Недостатак овог симулационог модела, је што не може да се временски дискретизује ударни талас, односно да се дефинише временска промена у пољу око извора звука (да се одреди брзина промене ударног таласа).

8.2. Анализа добијених резултата применом симулационог модела помоћу CFD Ansys Fluent 12.0

Нумерички симулациони модел, базиран на CFD Ansys Fluent 12.0 нестационарном моделу, детаљно је описан у 6. поглављу са излазним резултатима прорачуна. У циљу квалитетније анализе се узима и временска промена притиска у карактеристичним тачкама. Ограничавајући фактор за овај симулациони модел је процесорски ресурс, што је условило симулацију осносиметричних модела у 2D простору, односно креирани су симулациони модели само за ударни талас из цеви оружја без примене пригушивача и применом осносиметричног пригушивача тип 1. Треба напоменути да је могуће креирање и симулационог модела за несиметричне пригушиваче, као што је пригушивач тип 2, али сложеност геометрије и процесорски капацитети су били ограничавајући фактор. Због малог утицаја дела ударног таласа услед надзвучног кретања пројектила, као и сложености креирања покретних мреже и модела струјања, овај сегмент је, такође, занемарен.

Тежиште у овом симулационом моделу је било правилно дефинисање коришћеног математичког апарата и детаљна симулација ударног таласа за модел без пригушивача, што је и приказано у 6. поглављу.

Квалитет овог модела се може оценити на основу измерених параметара. Као што је већ наведено у 7. поглављу, мерени су интензитети натпритиска ударног таласа барутних гасова у карактеристичним тачкама око извора, односно цеви оружја. Наведено је, такође, да су биле познате атмосферске вредности температуре од 23°C и атмосферског притиска од 996 mbar. Уколико се средње измерене вредности натпритиска увећају за атмосферски притисак могу се исте поредити са вредностима добијених у дефинисаним тачкама CFD симулацијом. Поређење максималних вредности притисака у карактеристичним тачкама је приказано у табелама 8.4 и 8.5.

Табела 8.4. Упоредни приказ максималних притисака ударног таласа у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, без примене пригушивача

Вредности максималног притиска у карактеристичним тачкама [Pa]				
радијус r [m]		Угао усмерености тачке θ		
		45°	90°	135°
0,2	Симул. вред.	123484	119798	111594
	Измер.вред.	144971,1	122031,3	112991,1
0,4	Симул. вред.	119503	119349	108736
	Измер.вред.	129195,6	113755,6	108860,4
0,6	Симул. вред.	118564	119212	107683
	Измер.вред.	116651,7	108501	106222,2
1,0	Симул. вред.	115575	115548	106867
	Измер.вред.	108863	105282,2	103819,5

За случај без пригушивача средње одступање симулираних вредности максималних притисака у референтним тачкама у односу на средње максималне измерене вредности за све правце и дистанце је око 3,7%. Највеће одступање је за правац 45° на удаљености од 0,2 m и износи 14,8%, док су сва остала одступања мања од 10%.

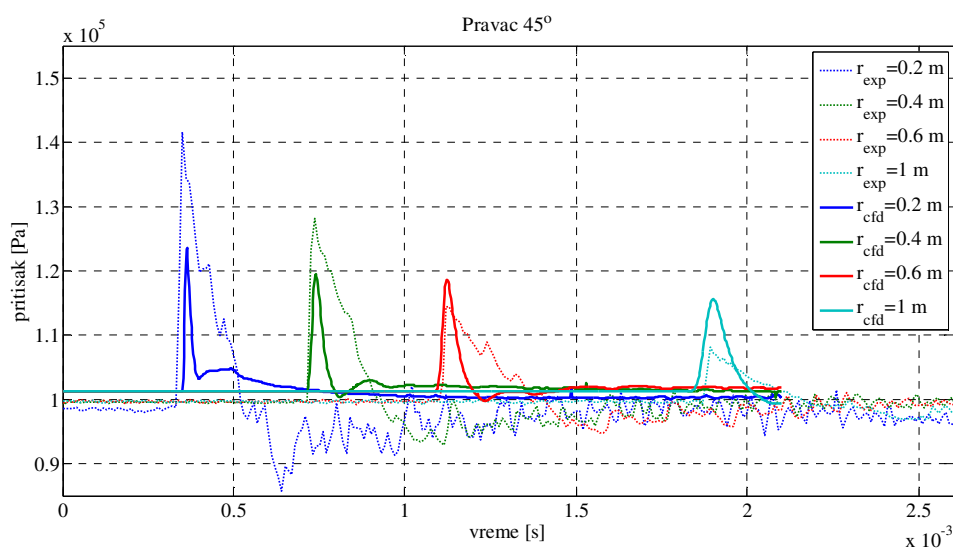
Табела 8.5. Упоредни приказ максималних натпритисака у карактеристичним тачкама након опаљења АП 5,56 mm M21, применом пригушивача тип 1

Вредности максималног притиска у карактеристичним тачкама [Pa]			
радијус r [m]		Угао усмерености тачке θ	
		45°	90°
0,2	Симул. вред.	102315	102019
	Измер.вред.	104263,9	101993,9
0,4	Симул. вред.	102009	101824
	Измер.вред.	103214,6	101599,8
0,6	Симул. вред.	101877	101732
	Измер.вред.	102426,1	101572,8
1,0	Симул. вред.	101747	101642
	Измер.вред.	102030,1	101539,8

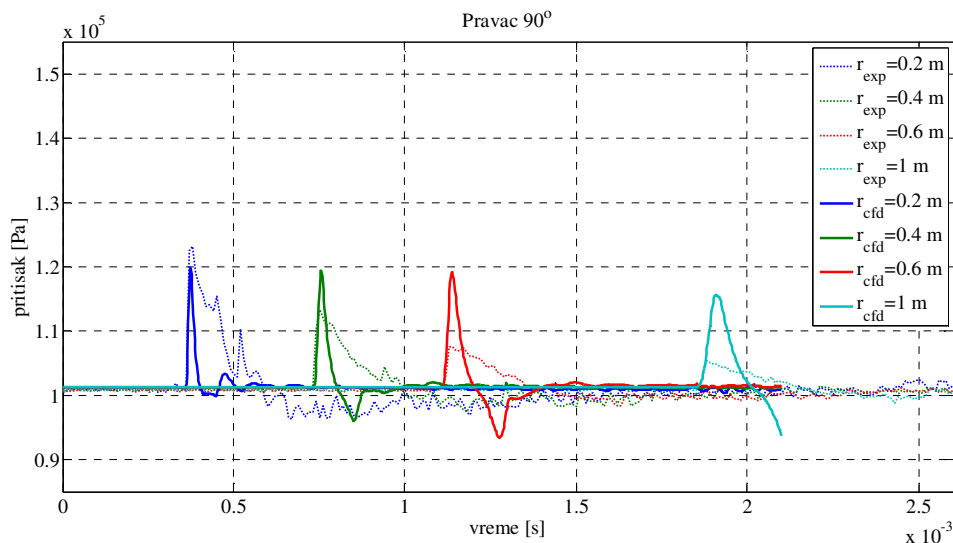
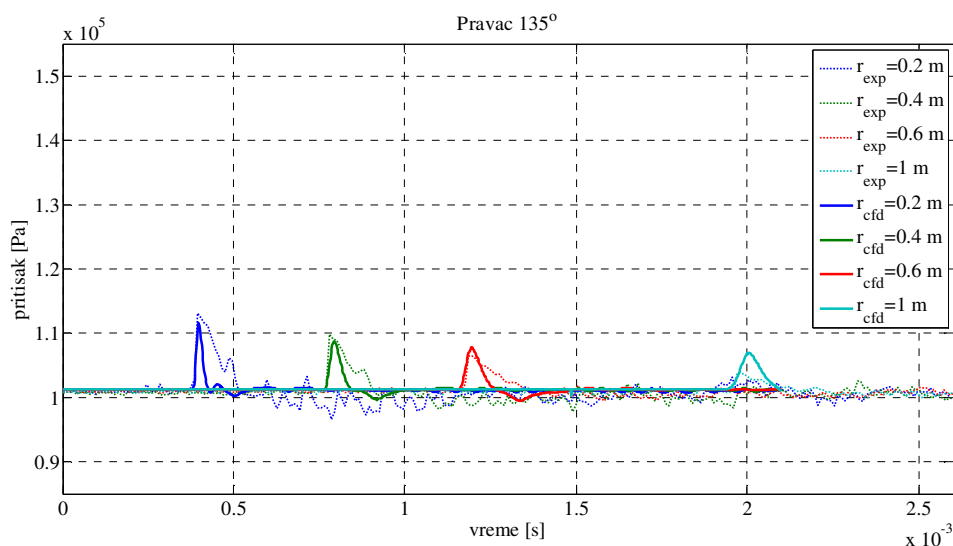
Симулација процеса применом пригушивача тип 1 даје средње одступање вредности максималних притисака у референтним тачкама у односу на средње максималне измерене вредности за све правце и дистанце око 1%. Највеће одступање је за правац 45° на удаљености од 0,2 m и има вредност 1,8%, а сва остала одступања су мања.

Услед малих регистрованих вредности и појаве шума, за правац од 135° није вршено поређење са симулираним вредностима.

Осим поређења максималних вредности притиска, могу се поредити и континуалне промене притисака у карактеристичним тачкама, што је приказано на сликама 8.6 до 8.9.



Слика 8.6 Промене притиска ударног таласа по правцу 45° у временском домену

Слика 8.7 Промене притиска ударног таласа по правцу 90° у временском доменуСлика 8.8 Промене притиска ударног таласа по правцу 135° у временском домену

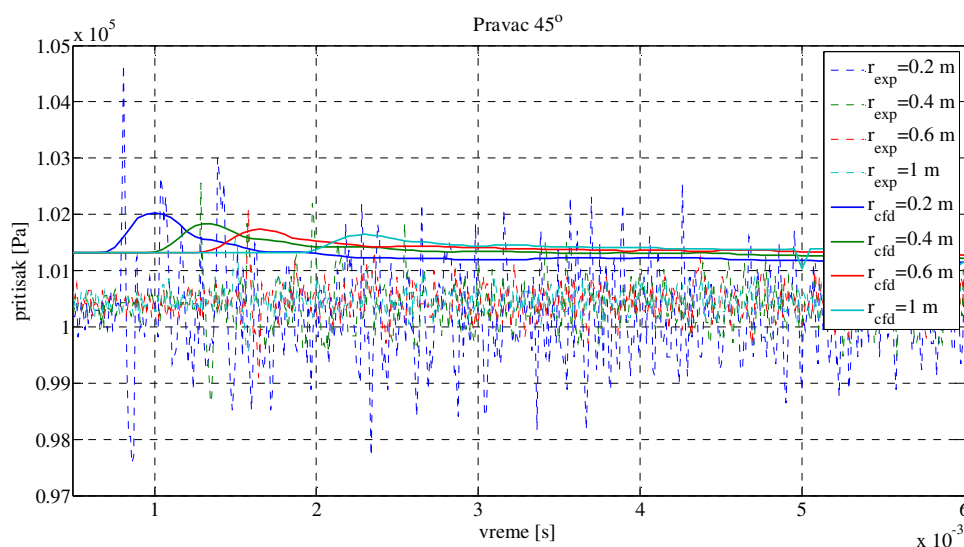
На сликама 8.6 до 8.9 су приказане промене притиска у карактеристичним тачкама по правцу у функцији времена. Као што може да се види са ових дијаграма, поклапања су јако добра, како по интензитету, тако и по карактеру промене. Испрекиданим линијама су приказани сигнали снимљени током експеримента, док су пуним линијама приказане вредности добијене симулацијом.

Карактери промене се веома добро подударују са реалним моделом. У појединим деловима се види одређено одступање, што је последица упрошћавања и занемаривања. Креирањем симулационог модела је занемарена интеракција барутних гасова и околне средине, због импулсне природе процеса.

Такође је занемарен утицај самог пројектила, који може имати мањег утицаја на малим дистанцама и малим угловима усмерености.

Уколико се обрати пажња на фреквенцију промене, код измерених вредности се могу уочити шири таласи, који имају нижу фреквенцију, што је начешће последица шума током регистровања или услед одзива активног елемента. Треба напоменути да средина у којој је вршено мерење није идеална и није у затвореном простору, односно да услед појаве ветра и вибрација може доћи до појаве шума и грешака регистровања.

Појава шума је знатно израженија код нижих вредности регистрованих применом пригушивача, што је приказано на слици 8.9.

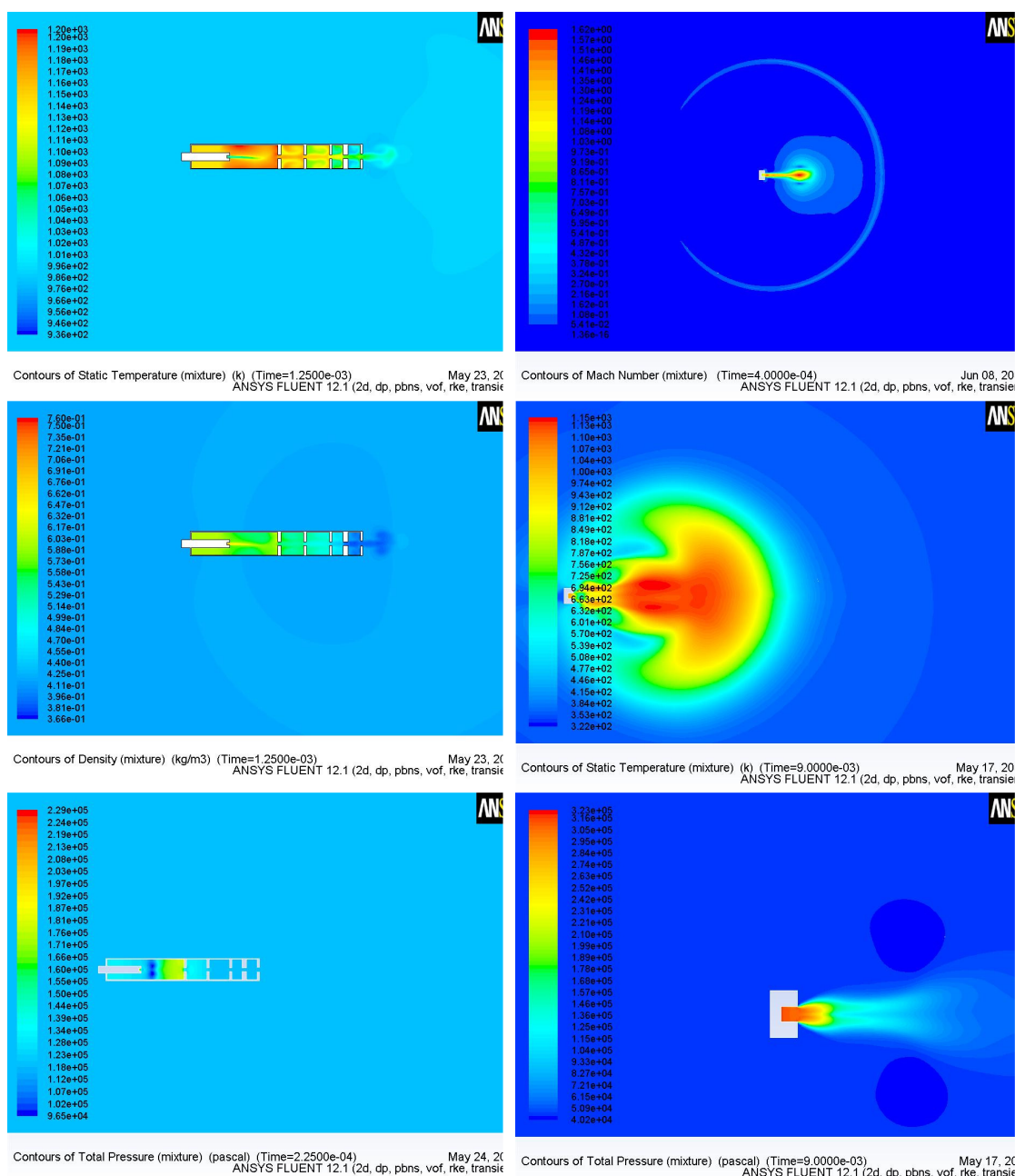


Слика 8.9 Промене притиска ударног таласа по правцу 45° у временском домену применом пригушивача тип 1

На основу дијаграма приказаног на слици 8.9 се може видети да је поклапање пикова по времену релативно добро, али без доданог филтрирања шума се тешко може поредити облик промене. Ово је такође још један од ограничавајућих фактора у току реализације ове дисертације.

Уколико се оцена врши на основу поређења максималних вредности притиска, и ако се из дијаграма може закључити да се максимуми јављају у приближно истом временском домену, може се закључити да и за овај случај (примена пригушивача тип 1) симулациони модел даје добра поклапања са реалним.

Симулациони модел, креиран применом Ansys Fluent 12.1, пружа велике могућности. Осим прорачуна промене примарног параметра (притиска барутних гасова ударног таласа), могуће је прорачунати и промену свих осталих параметара, као што су густина, температура, брзина гасова и слично, а што је приказано на слици 8.10.



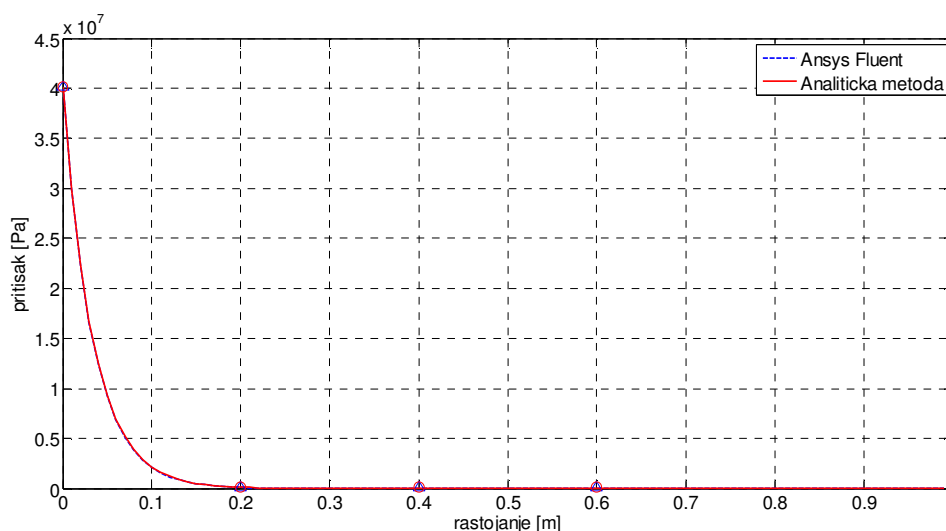
Слика 8.10 Приказ параметара струјања CFD симулацијама

На основу приказаних резултата прорачуна притиска за оба случаја симулације, поклапања са експерименталним резултатима, како по интензитету, тако и по карактеру промене, као и на основу могућности прорачуна свих струјних карактеристика, графичког приказа и анимације, симулациони модел базиран на CFD Ansys Fluent 12.1 је веома добар и применљив за симулацију параметара ударног таласа и пројектовање нових гасних уређаја. Могућности овог софтверског алата су велике, како на комерцијалном, тако и на истраживачком пољу.

Могућности одабира правилног математичког модела, као и његова евентуална измена и модификација, у циљу што бољег описивања физичког процеса, су велике.

Поред ограничења којих има (дискретизације простора, припреме, процесорског капацитета, анализе и сл.), могуће је у великој мери описати сложене и импулсне токове гасова у процесу пројектовања гасних уређаја за оружја и њихов развој до нивоа функционалног модела. Слични модели се примењују и у другим војнотехничким дисциплинама, као што су спољна балистика, конструкција ракета, аеродинамика итд.

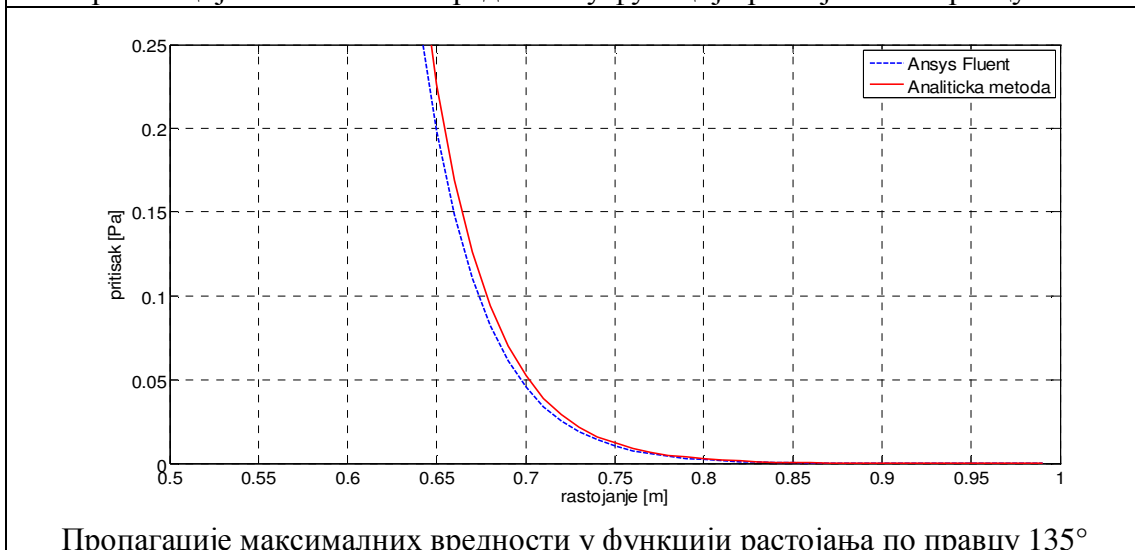
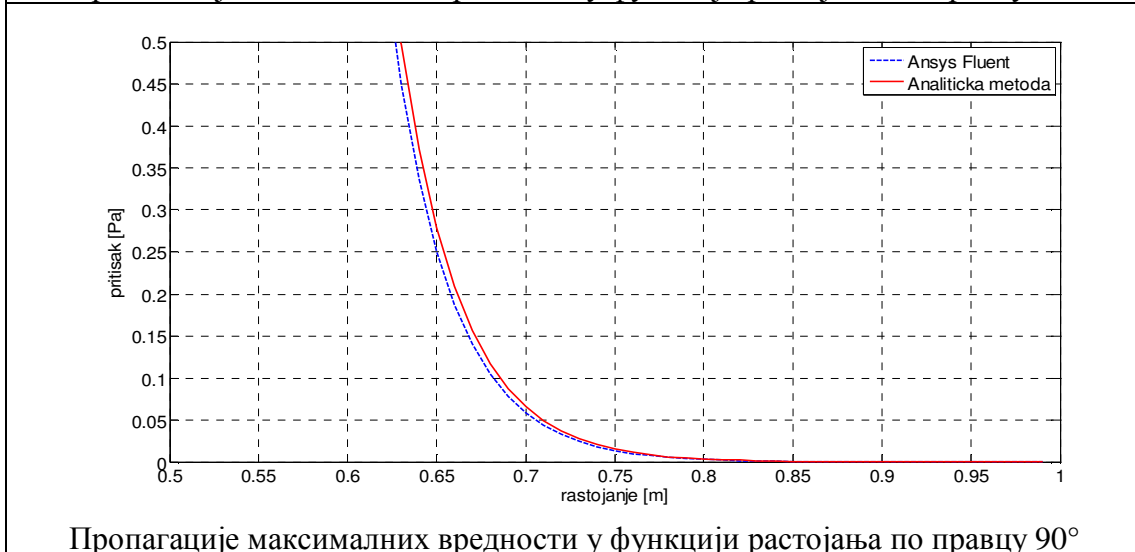
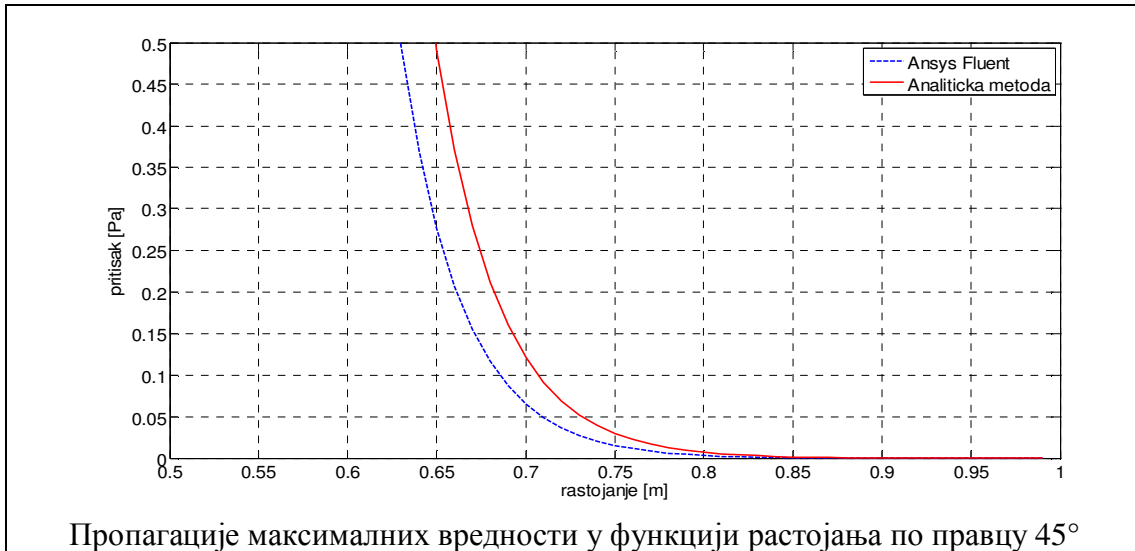
Поређење максималних вредности добијене аналитичком и нумеричком методом, могу се приказати графички експоненцијалном функцијом пропагације. На слици 8.11 упоредно су приказане функције пропагације, са које се види добро поклапање промена максималних вредности у функцији растојања.



Слика 8.11 Упоредни приказ пропагације максималних вредности у функцији растојања

Због великих почетних вредности, да би се уочила разлика, приказане су на слици 8.12, разлике дела функције по правцима на растојањима од 0,5m до 1,0 m.

На основу дијаграма се може уочити да су приметна одступања за мање углове усмерености и за мања растојања од извора звука применом Ansys Fluent нумеричке методе у односу на аналитички модел. Мање прорачунске вредности нумеричким моделом су констатоване и код упоређивања са измереним вредностима. Код већих растојања су добра поклапања, а као узрок се може претпоставити занемаривање утицаја компоненте кретања пројектила код нумеричког модела, као и то да нумерички модел узима велики утицај прелазних ивица на устима цеви, који су у принципу заобљене код реалног модела.



Слика 8.12 Упоредни приказ пропагације максималних вредности у функцији растојања по правцима

9. ЗАКЉУЧАК

Подручје прелазне балистике се примарно бави истицањем барутних гасова, као доминантне компоненте ударног таласа у току процеса опаљења. Овај сегмент процеса опаљења као такав није довољно математички описан и истражен, поготово у нашој земљи.

Досадашња истраживања, која су се бавила углавном конструкцијом уређаја за редукацију интензитета натпритиска око уста цеви, дају претежно емпиријске и полуемпиријске законитости засноване на експерименталним испитивањима. Област пројектовања пригушивача, као гасних уређаја који у највећој мери редукују интензитет ударног таласа, је тешко доступна и непотпуна у литератури, пошто је њихова примена ограничена и декларисана одређеним степеном тајности.

Симулациони модели, који описују процес истицања барутних гасова кроз гасни уређај на устима цеви и смањење интензитета ударног таласа око цеви оружја, нису у потпуности дефинисани. Сви модели описани у доступној литератури засновани су на одређеним апроксимацијама и упрошћењима и применљиви су за одређену врсту пригушивача, као гасног акустичког уређаја. Универзални симулациони модел не постоји.

Као полазна основа симулационих модела примењених у овом раду је усвојен унутрашње-балистички прорачун за познато оружје, које је тренутно актуелно у оперативној употреби.

У овој дисертацији су креирана два симулациона модела, детаљно описана у 5. и 6. поглављу. Први симулациони модел базиран на електроакустичким аналогијама, описан у 5. поглављу, представља аналитички модел прорачуна натпритиска у дефинисаним просторним тачкама. Овакав модел није уобичајен у пракси, односно у доступној литератури није забележена његова примена. У основи представља нови приступ у избору оптималних параметара у фази пројектовања пригушивача пуцња. Модел пружа велике могућности, од тога да се једноставно могу мењати комбинације саставних елемената пригушивача, удаљеност и угао референтне тачке, као и једноставно генерисање улазног сигнала. Време за припрему новог симулационог модела је веома кратко, а резултати симулације се добијају веома брзо.

Симулациони модел описан у 6. поглављу представља нумерички приступ прорачуна гасодинамичких карактеристика истичућег флуида, на основу ког је симулирана просторна промена притиска барутних гасова у пољу око оружја. Систем струјних једначина Навије-Стокса је дефинисан на бази притиска према RANS моделу за нестационарне процесе у 2D простору, док је вискозност базирана на оствариви k - ϵ модел. Пошто се из физичког модела зна да се ради о вишефазном струјању, примењен је модел VOF базиран на закону одржања енергије за два идеална гаса без међусобне интеракције. Промена иницијалног притиска барутних гасова дефинисана је функцијом промене, коришћењем опције `udf` и имплементирана у програмском пакету C++, базиран на УБ прорачуну. На основу временске дискретизације су добијени излазни параметри, који су анализирани у 8. поглављу.

У 7. поглављу је описана метода мерења и регистровања вредности натпритиска ударног таласа барутних гасова у простору око цеви оружја мерним сензорима

последње генерације. Оваквом методом се обезбеђује поуздано регистовање измерених вредности, где је мерна несигурност минимална.

Симулациони модели на бази електро-акустичких аналогја и декомпозиционог приступа показују добро поклапање са експерименталним резултатима. Средње одступање симулираних вредности у односу на средње измерене вредности је око 4,7% (за модел без пригушивача је 1,3%, за модел применом пригушивача тип 1 је 12,3% и за модел применом пригушивача тип 2 је 3,13%), што је за аналитичке методе изузетно добро поклапање. Овим се потврђује прва хипотеза ове дисертације и оправдава се његова примена првенствено за предиктивна истраживања у почетној фази конструисања гасних уређаја.

Тежиште нумеричког симулационог модела, базираног на CFD Ansys Fluent 12.0 нестационарном моделу, је било на правилном дефинисању математичког апарата и детаљној симулацији ударног таласа за модел без пригушивача, што је и приказано у 6. поглаљу. У циљу анализе су разматране максималне вредности притиска и временска промена притиска у карактеристичним тачкама. За случај без пригушивача средње одступање максималних симулираних вредности, у односу на измерене, је око 3,7% (највеће одступање је за правац 45° на удаљености од 0,2 m и износи 14,8%, док су сва остала одступања мања од 10%). Симулација процеса применом пригушивача тип 1 даје средње одступање у односу измерене максималне вредности око 1% (највеће одступање је за парвац 45° на удаљености од 0,2 m и износи 1,8%, док су сва остала одступања мања). Поред максималних вредности, поређене су и промене притиска у карактеристичним тачкама по правцу у функцији времена. На основу дијаграма 8.6 до 8.9 се може закључити да су поклапања јако добра, како по интензитету, тако и по карактеру промене. Овај симулациони модел пружа велике могућности, осим прорачуна примарног параметра (притиска барутних гасова ударног таласа), могуће је одредити и промену свих осталих струјних параметара, као што су густина, температура, брзина гасова и слично.

Визуализацијом се уочава да резултати симулације одговарају физичком процесу код опаљења оружја у великој мери. Код симулационог модела није узето у обзир дејство пројектила, које се може уочити на слици 6.34, пошто је његов утицај изузетно мали и не утиче битно на максималне вредности притиска у референтним тачкама.

У овим истраживањима је извршена оптимизација математичког модела за симулацију битних параметара ударног таласа барутних гасова у току процеса опаљења, што уједно потврђује другу постављену хипотезу.

Ограничавајући фактор за овај симулациони модел је процесорски ресурс, што је условило симулацију оносиметричних модела у 2D простору и занемаривање утицаја кретања пројектила. Могуће је креирање и симулационог модела за несиметричне пригушиваче у 3D простору, као и кретање пројектила покретним мрежама за простор око крутог тела уз адекватне процесорске капацитете.

Реализацијом истраживања у оквиру ове докторске дисертације дошло се дао следећих резултата:

- Извршена је оптимизација математичких модела за симулацију битних параметара ударног таласа барутних гасова у току процеса опаљења.
- Извршен је одабир оптималне нумеричке методе и технике за прорачун битних параметара ударног таласа за вишефазни модел струјања флуида унутар нестационарног система.
- Дефинисана је методологија регистровања промене примарног гасодинамичког параметра у пољу око оружја у току процеса опаљења.
- Истраживање, као резултат нудити нови приступ у фази пројектовања пригушивача пуцња за стрелјачка оружја.

Постигнути резултати представљају научни допринос овог рада. Поред оптимизације аналитичких и нумеричких модела, дефинисана је методологија регистровања промене гасодинамичких параметара око цеви оружја. Оваквим приступом је обезбеђена поновљивост и универзалност одређивања промена параметара ударног таласа истичућих барутних гасова у пољу око цеви за сва стрелјачка оружја, што представља нови приступ у фази пројектовања гасних уређаја.

Симулациони модел базиран на електро-акустичким аналозијама је отворен за унапређења до потпуне аутоматизације. Аутоматизација обухвата увезивање конструкционих параметара 3D модела пригушивача и коначних излазних параметара, проширење спектра излазних података, као и корекције утицаја параметара околине. Верификација експерименталним испитивањем и за друге калибре и типове пригушивача на функционалним моделима, биће предмет будућих истраживања.

Нумеричким моделом, уз адекватне процесорске капацитете, ће бити креиран симулациони модел за несиметричне пригушиваче у 3D простору, као и симулација утицаја кретања пројектила покретним мрежама. Верификација модела ће се реализовати експерименталним испитивањем и за друге калибре и типове гасних уређаја на устима цеви (компезаторе трзаја, гасних кочница, појачнике трзаја, пригушивача и др.).

Након верификације за остале типичне калибре оружја, биће стандардизовани модели пројектовања гасних уређаја.

У потпуности ће се бити извршена имплементација усвојених знања и њихова примена у реализацији наставе на модулу Војномашинског инжењерства, првенствено кроз нове садржаје. Ти садржаји би обухватили курсеве савремених метода примене Нумеричке динамике флуида у пројектовању наоружања и савремене методе мерења у борбеним системима.

Верификација стечених знања ће бити реализована кроз објављивање научних радова у водећим међународним часописима и учешћем на водећим међународним скуповима из ове области.

Литература:

- [1] Smith, F., A Theoretical Model of the Blast from Stationary and Moving Guns, *First International Symposium on Ballistics, Orlando, Florida, 13-15 November 1974*.
- [2] Fansler, K. S., Schmidt, E. M., The Relationship Between Interior Ballistics, Gun Exhaust Parameters and the Muzzle Blast Overpressure, *AIAA Paper 82-0836, Proceedings of the AIAA/ASME 3rd Joint Thermophysics, Fluids, Plasma and Heat Transfer Conference, St. Louis, Missouri, 7-11 June 1982*.
- [3] Fansler, K. S., Dependence of Free Field Impulse on the Decay Time of Energy Efflux for a Jet Flow, *The Shock and Vibration Bulletin, Part 1, published by The Shock and Vibration Center, Naval Research Laboratory, 22-24 October, 1985, pp. 203-212*.
- [4] Heaps, C. W., Fansler, K. S., Schmidt, E. M., Computer Implementation of a Muzzle Blast Prediction Technique, *The Shock and Vibration Bulletin, Part 1, published by The Shock and Vibration Center, Naval Research Laboratory, 22-24 October, 1985, pp. 213-230*.
- [5] Baker, W.E. ; Explosions in air. *University of Texas Press, Austin, TX (1973)*.
- [6] Soo Hoo, G., and G. R. Moore. Scaling of Naval Gun Blast Peak Overpressures, *TN-T7-72, Naval Surface Weapons Center, Dahlgren, VA, August, 1972*.
- [7] Pater, L. L., Gun Blast Far Field Peak Overpressure Contours, *TR 79-442, Naval Surface Weapons Center, Dahlgren, VA, March 1981*.
- [8] Schomer, P. D., L. M. Little, and A. D. Hunt. Acoustic Directivity Patterns for Army Weapons, *Interim Report N-60, U. S. Army Construction Engineering Research Laboratory, Champaign, IL, January 1979*.
- [9] Kietzman, J., Fansler, K. S., Thompson, W. G., Muzzle Blast from 105mm M735 Round, *ARBRL-MR-3957, U.S. Army Ballistic Research Laboratory, Aberdeen Proving Ground, MD, January 1992. (AD A245565)*
- [10] Fansler, K. S., Schmidt E. M., The Prediction of Gun Muzzle Blast Properties Utilizing Scaling, *ARBRL-TR-02504, U.S. Army Ballistic Research Laboratory, Aberdeen Proving Ground, MD, July 1983. (AD B07859)*
- [11] Fansler K. S., Wahlde R. V., A muffler design for tank cannon acceptance testing, *BRL-MR-3931, 1991, 0-32*
- [12] Zhangxia G., Yutian P., Haiyan Z., Baoquan G., Numerical Simulation of Muzzle Blast Overpressure in Antiaircraft Gun Muzzle Brake, *Journal of Information & Computational Science 10:10 (2013)*
- [13] Kang, K. J., Ko, S. H., Lee, D. S., A study on impulsive sound attenuation for high-pressure blast flowfield, *Journal of Mechanical Science and Technology, 10 (2008), 190-200*,
- [14] Cooke, C. H., Fansler, K. S., Numerical simulation and modeling of a muffler, *BRL-MR-3735, 1989, 0-29*
- [15] Fansler, K. S., Wahlde, R. V., A muffler design for tank cannon acceptance testing, *BRL-MR-3931, 1991, 0-324*
- [16] Lo Shi-Wei, Chang-Hsien Tai, Jyh-Tong Teng, Axial-Symmetry Numerical Approaches for Noise Predicting and Attenuating of Rifle Shooting with Suppressors, *Journal of Applied Mathematics Volume 2011, Article ID 961457, 18 pages DOI:10.1155/2011/961457*
- [17] Hudson, M. K., Luchini, C., Clutter, J. K., Shyy, W., CFD approach to firearms sound suppressor design, *American Institute of Aeronautics and Astronautics, pp. 96–3020, 1996*.

- [18] Pääkkönen, R., Noise attenuation of structures against impulses from large calibre weapons or explosions, *Applied Acoustics*, vol. 45, no. 3, pp. 263–278, 1995.
- [19] Paulson, A., Parker, N. R., 5.56mm Suppressors for the M16A1, *The Small Arms Review*, vol. 5, no. 8, pp. 83–89, 2002.
- [20] Grau, L. W., Cutshaw, C. Q., Russian snipers in the mountains and cities of Chechnya, *Infantry*, vol. 7, pp. 7–11, 2002
- [21] Pääkkönen, R., Environmental noise reduction means of weapons, *Acoustic*, pp. 5811–5814, 2008
- [22] Boersma, B. J., Burgerscentre, J. M., Numerical simulation of the noise generated by a low Mach number, low Reynolds number jet, *Fluid Dynamics Research*, vol. 35, no. 6, pp. 425–447, 2004.;
- [23] Sarkar, S., Hussaini, M. Y. et al., Computation of the sound generated by isotropic turbulence, *NASA Contract Report 93-74, NASA Langley Research Center, Hampton, VA, USA, 1993.*
- [24] Wang, M., Freund, J. B., Lele, S. K., Computational prediction of flow-generated sound, *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 38, pp. 483–512, 2006.
- [25] Khondge, A. D., Sovani, S. D., Kim, S. E., Farag, A. A., Guzy, S. C., On predicting the aeroacoustic performance of ducts with broadband noise source models, *SAE Paper 2005-01-2495, 2005.*
- [26] Wang, Y., Gu, Z., Li, W., Lin, X., Evaluation of aerodynamic noise generation by a generic side mirror, *Proceedings of the World Academy of Science, Engineering and Technology*, vol. 61, pp. 364–371, 2010.
- [27] Kannan, V., Sovani, S. D., Greeley, D., Khondge, A., Computational aeroacoustics simulation of whistle noise in an automotive air-intake system, *SAE International 2005-01-2364, 2005.*
- [28] Lighthill, M. J., On sound generated aerodynamically, *Proceedings of the Royal Society. Series A*, pp. 564–587, London, UK, 1952.
- [29] Rehman, H., Hwang, S. H., Fajar, B., Chung, H., Jeong, H., Analysis and attenuation of impulsive sound pressure in large caliber weapon during muzzle blast, *Journal of Mechanical Science and Technology 25 (10) (2011) 2601~2606 DOI 10.1007/s12206-011-0731-2*
- [30] Fansler, K. S., Von Wahlde, R., A muffler design for tank cannon acceptance testing (1991).
- [31] Pater, L. L., Grubb, T. G., Delaney, D. K., Recommendation for improved assessment of noise impacts on wildlife, *U.S. Army Engineering Research and Development Center.*
- [32] Fansler, K. S., Cook, C. H., Thompson, W. G. and Lyon, D. H., Numerical simulation of a multi compartmented gun muffler and comparison with experiment (September 1990).
- [33] Xiao-hai, J., Bao-chun, F., Hong-zhi, L., Numerical investigations on dynamic process of muzzle flow, *Applied Mathematics and Mechanics. -Engl. Ed., 29(3):351–360 DOI 10.1007/s10483-008-0306-y, 2008.*
- [34] Schmidt, E. M., Shear, D. D., Optical measurements of muzzle blast[J]. *AIAA J*, 1975, 13(8):1086–1093.
- [35] Hongzhi, L., Guozhao, Y., Formation mechanism of the muzzle flow field with muzzle attachments and blast waves[J]. *Journal of East China Institute of Technology*, 1979, 1(2):1–26 (in Chinese).
- [36] Zonglin, J., Wave dynamic processed induced by a supersonic projectile discharging from a shock tube[J]. *Physics of Fluids*, 2003, 15(6):1665–1675.

- [37] Cler, D. L., Chevaugeron, N., Shephard, M. S., Flaherty, J. E., Remacle, F., CFD application to gun muzzle blast-A validation case study[C]. *AIAA 2003-1142. In: 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2003.*
- [38] Settles, G. S., Grumstrup, T. P., Miller, J. D., Hargather, M. J., Dodson, L. J., Gatto, J. A. Full-scale high-speed "Edgerton" retroreflective shadowgraphy of explosions and gunshots[C]. *Paper No PSFVIP-5-251. In: Milton B E (ed). Proceedings of PSFVIP-5, 5th Pacific Symposium on Flow Visualisation and Image Processing, Australia, 2005.*
- [39] Dayan, Y., Touati, D., Simulation of unsteady muzzle flow of a small-caliber gun[M]. *In: Rahman M (ed). Advances in Fluid Mechanics VI. Skiathos, Greece, UK: WIT Press, 2006, 165-174.*
- [40] Cayzac, R., Carette, E., Alziary de Roquefort, T., et al., Intermediate ballistic computations and validations[C]. *In: Niekerk C V (ed). 17th International Symposium on Ballistics, Midrand, South Africa: The South African Ballistics Organization, 1998, 1-8.*
- [41] Cayzac, R., Carette, E., Alziary de Roquefort, T., Intermediate ballistic unsteady sabot separation: first computations and validations[C]. *In: Iris Rose Crewther (ed). 19th International Symposium on Ballistics, Interlaken, Switzerland, 2001, 297-305.*
- [42] Jiang, Z., Takayama, K., Skews, B.W., Numerical study on blast flowfields induced by supersonic projectiles discharged from shock tubes[J]. *Physics of Fluids, 1998, 10(1):277-288.*
- [43] Trepanier, J. Y., Reggio, M., Zhang, H., Camarero, R., A finite-volume method for the Euler equations on Arbitrary Lagrangian-Eulerian grids[J]. *Computer Fluids, 1991, 20(4):399-409.*
- [44] Kang, K. J., Ko, S. H., Lee, D. S., A study on impulsive sound attenuation for a high-pressure blast flowfield, *Journal of Mechanical Science and Technology 22 (2008) 190-200*
- [45] Truby, D. J., Modern firearm silencers, *Book ISBN 0-87364-666-5 Paladin Enterprises, Inc., P.O.Box 1307, Boulder, Colorado 8306, USA, 1992.*
- [46] Kurtovic, H. S., Basis of technical acoustic (in Serbian), *Naučna knjiga, Belgrade, Serbia, (1982).*
- [47] Golovanov, O. A., Smogunov, V. V., Grachev, A. I., The mathematical modeling of wave's processes in acoustic equipments based on decomposition algorithm (in Russian), *Penza University Review 4(20),92-101,(2008).*
- [48] Kurtović, H., Mijić, M., Zbirka rešenih zadataka iz tehničke akustike, *Naučna knjiga, Beograd, 1987.*
- [49] Gabor, E., Pravica, P., Zbirka zadataka iz tehničke akustike, *FTN Novi Sad, 1984.*
- [50] Вукић, Р., Електроакустика, предавања, *Висока школа електротехнике и рачунарства струковних студија, Београд, 2009.*
- [51] Мијић, М., Акустика, Уџбеник, *Електротехнички факултет Универзитета у Београду, 2002.*
- [52] Дринчић, Д., Правица, П., Акустика, *Збирка решених задатака, Висока школа електротехнике и рачунарства струковних студија, Београд, 2011.*
- [53] Štargel, K., Vizuelizacija simulacije dinamike plinovitih fluida, *Diplomski rad rad, Fakultet Strojarnstva i brodogradnje, Sveučilište u Zagrebu, 2006.*
- [54] Cler, D. L. and et, Modeling and Simulation Advances in Large Caliber Muzzle Brake Development, *NDIA Gun & Missile Systems Conference & Exhibition April 6-9, 2009, Kansas City, MO, Daniel L. Cler, Mark Doxbeck - U.S. Army RDECOM/ARDEC/WSEC/Benet Labs, International ANSYS Conference, 2008.*

- [55] Hinze, J. O., *Turbulence, McGraw-Hill Publishing Co., New York. 1975.*
- [56] Shih, T.H., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z., Zhu, J., A New $k-\epsilon$ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation, *Computers Fluids*.24(3). 227–238. 1995
- [57] Reynolds, W. C., Fundamentals of turbulence for turbulence modeling and simulation, *Lecture Notes for Von Karman Institute Agard Report No. 755. 1987.*
- [58] Masatsuka, K., I do like CFD, Vol 1., *PDF version, copying 2013*
[URL:http://www.cfdbook.com](http://www.cfdbook.com)
- [59] Kim, S.E., Choudhury, D., Patel,B., Computations of Complex Turbulent Flows Using the Commercial Code ANSYS FLUENT In Proceedings of the ICASE/LaRC/AFOSR, *Symposium on Modeling Complex Turbulent Flows. Hampton, Virginia1997.*
- [60] Wilcox, D. C., *Turbulence Modeling for CFD, DCW Industries, Inc. La Canada, California. 1998.*
- [61] Sarkar, S., Balakrishnan, L., Application of a Reynolds-Stress Turbulence Model to the Compressible Shear Layer, *ICASE Report 90-18NASA CR 182002. 1990.*
- [62] Youngs, D. L., Time-Dependent Multi-Material Flow with Large Fluid Distortion, *Numerical Methods for Fluid Dynamics. K. W. Morton and M. J. Baines, editorsAcademic Press. 1982.*
- [63] Hirt, C. W., Nichols, B. D., Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, *J. Comput. Phys.*. 39. 201–225. 1981.
- [64] Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, Washington, DC. 1980.*
- [65] Barth, T. J., Jespersen, D., The design and application of upwind schemes on unstructured meshes, Technical Report AIAA-89-0366. AIAA 27th Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada1989.
- [66] Leonard, B. P., The ULTIMATE conservative difference scheme applied to unsteady one-dimensional advection, *Comp. Methods Appl. Mech. Eng.* 88. 17–74. 1991.
- [67] Leonard, B. P., Mokhtari, S., ULTRA-SHARP Nonoscillatory Convection Schemes for High-Speed Steady Multidimensional Flow, *NASATM1-2568 (ICOMP-90-12). NASA Lewis Research Center.1990.*
- [68] Van Leer, B., Toward the Ultimate Conservative Difference Scheme. IV. A Second Order Sequel to Godunov's Method, *Journal of Computational Physics*. 32. 101–136. 1979.
- [69] Muzafferija, S., Perić, M., Sames, P., Schellin, T., A Two-Fluid Navier-Stokes Solver to Simulate Water Entry, *In Proc 22nd Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington, DC. 277–289. 1998.*
- [70] Ansys Inc., *Ansys Fluent User's Guide, Release 12.0, Canonsburg, PA, 2008.*
- [71] Ansys Inc., *Ansys Fluent Theory Guide, Release 14.0, Canonsburg, PA, 2011.*
- [72] Ansys Inc., *Ansys Gambit User's Guide, Release 2.4, Canonsburg, PA, 2009.*
- [73] Anderson, J.D., *Computational Fluid Dynamics, the Basics with Applications, International Editions, book 1995., McGraw-Hill, Inc.*
- [74] Цветковић, М. Унутрашња балистика, *уџбеник, Сектор ШОНИД – ВТА ВЈ, Београд, 1995.*
- [75] Танчић, Љ., Збирка задатака из унутрашње балистике, *Сектор ШОНИД – ВТА ВЈ, Београд, 1999.*
- [76] Танчић, Љ., Унутрашње балистичко пројектовање, *Медија центар одбрана, Београд, 2014.*
- [77] Hristov, N., Kari, A., Jerković, D., Savić, S., Simulation of weapon silencer

- exits using functional decomposition approach, *6th International Scientific Conference of Defensive Technologies-OTEH 2014, Belgrade, 09-10 October 2014*.
- [78] Hristov, N., Kari, A., Jerković, D., Savić, S., Sirovatka, R., Simulation and Measurements of Small Arms Blast Wave Overpressure in the Process of Designing a Silencer, *Measurement Science Review 01/2015; 15(1):27-34. DOI:10.1515/msr-2015-0005*.
- [79] Orašanić, S., Prilog konstruisanju prigušivača pucnja sa ekspanzionim komorama, *magistarski rad, Mašinski fakultet Univerziteta u Beogradu, 1986*.
- [80] Kukolj, M., Optimalno konstruktivno rješenje prigušivača pucnja za streljačko oružje, *magistarski rad, Fakultet strojarstva i brodogradnje, Sveučilišta u Zagrebu, 1987*.
- [81] Chaudhry, M.H., Applied hydraulic transients, *Van Nostrand Reinhold Company, New York, USA, 1979*.
- [82] Stevanović, V., Numeričko rešavanje prostiranja talasa pritiska u sistemu fluida i strukture termoenergetskih postrojenja, *magistarski rad, Mašinski fakultet, Univerzitet u Beogradu, 1986*.
- [83] Stanković, D., Fizičko tehnička merenja, *udžbenik, Univerzitet u Beogradu, 1997*.
- [84] Versteeg, H., Malalasekera, W., An introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Methods 2-nd edition, *Book, ISBN-13: 978-0131274983, 2007*.
- [85] Srikrishna, C. S., CFD Modeling and Analysis of an Arc-jet facility using ANSYS Fluent, *Final Project Report, The Faculty of the Department of Mechanical and Aerospace Engineering of San José State University, 2012*.
- [86] Džijan, I., Računalna Dinamika Fluida, *udžbenik, Fakultet Strojarstva i brodogradnje, Sveučilište u Zagrebu, 2010.*
- [87] Kathe E., Recoil Reduction Using Propellant Gas, *10th U.S. Army Gun Dynamics Symposium Proceedings, ADP012469, 2001*.
- [88] Duraiswami, R., Li, Z., Zotkin, D. N., Grassi, E., Gumerov, N. A., Plane-wave decomposition analysis for the spherical microphone arrays, *Proc. IEEE WASPAA 2005, New Paltz, NY, pp. 150-153. (2005)*.
- [89] Deliћ, V., Fizika zvuka, *predavanja, Fakultet tehničkih nauka, Univerziteta u Novom Sadu, 2013*.
- [90] Ilie, M., Numerical computations of turbulent swirling reacting flows using URANS and LES, *45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit 2 - 5 August 2009, Denver, Colorado, Copyright © 2009 by the American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc. All rights reserved*.
- [91] Кулагин, А. В., Определение термодинамических и баллистических параметров газа в стволе у газоотводного отверстия и методика расчета газовых узлов, *Интеллектуальные системы в производстве, Научно-практический журнал, № 2 (12), 37-46*
- [92] Grace, M.S., Computational Methods for Aeroacoustics, *Tutorial, Dept. of Aerospace and Mechanical Engineering, Boston University, sgrace@bu.edu*.
- [93] Pandey, K.M., Kumar, V., Srivastava, P., CFD Analysis of Twin Jet Supersonic Flow with Fluent Software, *Current Trends in Technology and Sciences Volume : 1, Issue : 2, (Sept.-2012) ISSN : 2279-0535*
- [94] Vyroubal, P., The Possibility of Capturing Shock Waves by Computer Simulation in Environmental Scanning Electron Microscope, *Electroscope, 2013/ 5*

ПРИЛОЗИ

Прилог 1.

Резултати унутрашњобалистичког прорачуна класичном методом Дроздова са корекцијом за позајмицу барутних гасова и периодом истицања из цеви АП 5,56 mm М21

ПОЛАЗНИ ПОДАЦИ

$W_0=0.000002$ $S_c=0.000025$ $X_{ij}=0.43$ $\varphi =1.0600$ $m = 0.004$
 $m_b = 0.002$ $f_b = 953111.0$ $\rho_b=1600.$ $\alpha =0.00100$ $\theta =0.270$
 $r_0=0.00014$ $\kappa_1=1.25127$ $\lambda_1=-0.20031$ $u_{z0}=0.805E-09$ $p_0=0.110E+08$

ПРЕТХОДНИ ПЕРИОД

$y_0 = 0.00352$ $\psi_0=0.00440$ $\sigma_0=0.99859$

ПРВИ ПЕРИОД

Бр.итер.	y	ψ	V [m/s]	X[m]	P [Pa]	T [s]
1	0.069951	0.086301	50.77	0.003	129838600.	0.00018
2	0.136383	0.165989	101.54	0.008	225469744.	0.00024
3	0.202815	0.243466	152.31	0.012	293869664.	0.00028
4	0.269247	0.318730	203.08	0.018	336909504.	0.00031
5	0.335679	0.391782	253.85	0.024	357621728.	0.00034
6	0.402111	0.462621	304.63	0.032	359728864.	0.00037
P_{max}	0.347745	0.404813	263.08	0.025	359271904.	0.00035
7	0.468543	0.531249	355.40	0.040	347218496.	0.00040
8	0.534975	0.597663	406.17	0.051	323996416.	0.00042
9	0.601407	0.661866	456.94	0.064	293635552.	0.00045
10	0.667839	0.723856	507.71	0.080	259223600.	0.00049
11	0.734272	0.783634	558.48	0.100	223295856.	0.00053
12	0.800704	0.841199	609.25	0.126	203848608.	0.00057
13	0.867136	0.896553	660.02	0.159	167448800.	0.00062
14	0.933568	0.949693	710.79	0.203	134225696.	0.00069
15	1.000000	1.000622	761.56	0.263	104845816.	0.00077

ДРУГИ ПЕРИОД

Бр.итер.	X[m]	V[m/s]	P [Pa]	T[s]
16	0.279	764.25	96862768.	0.00079
17	0.296	803.71	89960320.	0.00081
18	0.313	822.07	83906312.	0.00083
19	0.330	838.70	78544952.	0.00085
20	0.346	854.09	73767256.	0.00087
21	0.363	868.33	69485832.	0.00089
22	0.380	881.58	65629600.	0.00091
23	0.397	893.93	62140240.	0.00093
24	0.413	905.50	58969460.	0.00095
25	0.430	916.36	56076928.	0.00097

ПЕРИОД ИСТИЦАЊА БАРУТНИХ ГАСОВА

Време истицања [s]	Притисак [Pa]
0	40187084
0,001004	37818024
0,001197	28054626
0,001428	19832598
0,001621	14996466
0,001775	12063490
0,001968	9255851
0,0022	6801773
0,002393	5302349
0,002586	4160709
0,002817	3135794
0,002971	2609149
0,003164	2083786
0,00328	1825471
0,003473	1470098
0,003627	1240668
0,00382	1007801
0,003974	856169
0,004167	701021
0,004322	599197
0,00463	441123
0,004785	379874
0,004977	316163
0,00517	264060
0,005325	229188
0,00544	206376
0,005518	192567
0,005556	186048

Прилог 2.

Графички приказ резултата измерених током експерименталних испитивања са и без примене пригушивача за АП 5,56 mm M21

