



UNIVERZITET U NIŠU
FAKULTET ZAŠTITE NA RADU U NIŠU



Darko N. Zigar

**NOVI METOD ZA ODREĐIVANJE
BEZBEDNOG RASTOJANJA LJUDI OD
POŽARA KAO IZVORA TOPLOTNOG
ZRAČENJA**

doktorska disertacija

Tekst ove doktorske disertacije stavlja se na uvid javnosti,
u skladu sa članom 30., stav 8, Zakona o visokom obrazovanju
(„Sl. glasnik RS“, br. 76/2005, 100/2007 – autentično tumačenje, 97/2008, 44/2010,
93/2012, 89/2013 i 99/2014)

NAPOMENA O AUTORSKIM PRAVIMA

Ovaj tekst se smatra rukopisom i samo se saopštava javnosti
(član 7. Zakona o autorskim i srodnim pravima, „Sl. glasnik RS“, br.
104/2009, 99/2011 i 119/2012).

Nijedan deo ove doktorske disertacije ne sme se koristiti ni u kakve
svrhe, osim za upoznavanje sa sadržajem pre odbrane

Niš, 2015.



UNIVERSITY OF NIS
FACULTY OF OCCUPATIONAL SAFETY IN NIS



Darko N. Zigar

**A NEW METHOD FOR DETERMINING A
SAFE DISTANCE OF HUMANS FROM
FIRE AS A SOURCE OF THERMAL
RADIATION**

doctoral dissertation

Niš, 2015.

Za izradu ove doktorske disertacije iskrenu zahvalnost izražavam:

Profesoru dr Desimiru Jovanoviću, za nesebičnu stručnu pomoć u formiranju moje profesionalne orijentacije, korisne sugestije i podršku u izboru teme magistarske teze i doktorske disertacije, zalaganje i savete koje mi je pružao tokom višegodišnje zajedničke saradnje.

Profesoru dr Dejanu Petkoviću, na stručnoj pomoći koju je iskazao u definisanju hipoteza ove doktorske disertacije i intuiciji prema očekivanim rezultatima disertacije pri njenoj realizaciji.

Svom prijatelju dr Dejanu Krstiću, na podršci kada rezultati nisu bili vidljivi uprkos uloženom trudu, stručnoj i tehničkoj podršci koju mi je pružao tokom izrade ove doktorske disertacije.

Članovima komisije za odbranu, na sugestijama i pomoći u završnoj fazi izrade ove disertacije.

Mojim roditeljima na ljubavi, podršci i razumevanju tokom svih godina mog školovanja i usavršavanja.

Mentor:

Redovni profesor, dr Desimir Jovanović, Univerzitet u Nišu, Fakultet zaštite na radu u Nišu

Članovi komisije:

Redovni profesor, dr Ljiljana Živković, Univerzitet u Nišu, Fakultet zaštite na radu u Nišu

Redovni profesor, dr Goran Ristić, Univerzitet u Nišu, Elektronski fakultet u Nišu

Redovni profesor, dr Jovica Jovanović, Univerzitet u Nišu, Medicinski fakultet u Nišu

Vanredni profesor, dr Dušica Pešić, Univerzitet u Nišu, Fakultet zaštite na radu u Nišu

Vanredni profesor, dr Dejan Krstić, Univerzitet u Nišu, Fakultet zaštite na radu u Nišu

Datum odbrane:

NOVI METOD ZA ODREĐIVANJE BEZBEDNOG RASTOJANJA LJUDI OD POŽARA KAO IZVORA TOPLOTNOG ZRAČENJA

REZIME

Rad ima za cilj da na osnovu dosadašnjih saznanja o dinamici požara, korišćenjem programskog paketa *Fire Dynamics Simulator* (FDS), i *CST Studio Suite* izvrši prikaz i analizu osnovnih parametara požara, temperature, brzine sagorevanja, količine oslobađanja toplote, i posebno toplotnog fluksa zračenja, kao jednog od najvažnijih veličina prenosa toplote u razvijenoj fazi požara. Na osnovu ovako dobijenih saznanja formiran je anatomski model čoveka i posebno model kože čoveka, sa ciljem utvrđivanja bezbednog rastojanja od požara. U tu svrhu kreiran je nov algoritamski postupak za određivanje bezbednog rastojanja ljudi od požara kao izvora toplotnog zračenja, koji se sastoji od više koraka: određivanje vrednosti radijativnog toplotnog fluksa koji dospeva na kožu čoveka i temperature na površini tela; izračunavanje energetskih doprinosa za sve opsege toplotnog zračenja; izračunavanje intenziteta jačine električnog polja za odabrani opseg toplotnog zračenja; formiranje anatomskeg modela kože; proračunavanje prodrlih komponenti elektromagnetnog polja u tkivo kože i analiza dubine prodiranja ovih komponenti; formiranje novog toplotnog izvora dimenzija dubine penetracije površinskog sloja kože i izračunavanje snage ovog izvora; formiranje novog anatomskeg modela kože dodavanjem još jednog sloja prethodnom sloju uz definisanje sekundarnog toplotnog izvora i proračunavanje komponentata elektromagnetnog polja, apsorbovane gustine energije i raspodela temperature u modelu; analiza dobijenih rezultata i odlučivanje da li je u bilo kojoj tački modela kože došlo do prekoračenja temperature bola i naj tačin određivanje bezbednog rastojanja.

Materija je u radu izložena u okviru sledećih poglavlja:

- Uvod;
- Prenos toplotnog zračenja i dejstvo na materiju;
- Maxwelllova teorija prostiranja elektromagnetnih talasa;
- Efekti toplotnog zračenja požara i biološki materijali;
- Numeričke metode proračuna toplotnog zračenja;
- Novi metod za određivanje bezbednog rastojanja ljudi od požara;
- Zaključak.

U uvodu je dat je predstavljen problem i inicijalna ideja za njegovo rešavanja.

U prvom poglavlju je dat prikaz osnovnih zakona prenosa toplote zračenjem požara i njegovog dejstva na materiju. Posebna pažnja je posvećena sadržaju i cilju rada, radi lakšeg praćenja materije koja sledi.

U drugom poglavlju detaljno je izložena Maxwell-ova teorija prostiranja elektromagnetnih talasa, osnovne veličine električnog i magnetnog polja, teorija prostiranja elektromagnetnih talasa kao i prodiranje i apsorpcija toplotnog zračenja.

Treće poglavlje sadrži podatke o koži kao biološkom materijalu, građi, funkciji, kao i teoretska razmatranja i eksperimentalna saznanja o vezi između toplotnog zračenja i oštećenja tkiva. Podaci za komparativnu analizu korišćeni su iz literature, a rezultat su raznih eksperimenata.

Četvrto poglavlje daje opis numeričkih metoda koje koriste programski paketi za simulaciju (*FDS*, *PiroSym* i *CST Studio Suite*) veličina toplotnog zračenja.

Peto poglavlje daje prikaz koraka novog metoda za određivanje bezbednog rastojanja ljudi od požara, rezultate simulacije i njihovu uporednu analizu sa podacima iz trećeg poglavlja.

U zaključku rada ukazano je na dobru usaglašenost između dobijenih rezultata simulacije i u literaturi objavljenih eksperimentalnih rezultata. Prikazan je značaj dobijenih rezultata koji se ogleda u činjenici što dobijeni rezultati i predložen model mogu naći široku primenu u preventivnoj zaštiti od požara.

Ključne reči: požar, toplotno zračenje, opekotine, bezbedno rastojanje.

Naučna oblast: Inženjerstvo zaštite životne sredine i zaštita na radu.

Uža naučna oblast: Energetski procesi i zaštita.

UDK broj: 614.8.086:613.646

A NEW METHOD FOR DETERMINING A SAFE DISTANCE OF HUMANS FROM FIRE AS A SOURCE OF THERMAL RADIATION

SUMMARY

The aim of this paper is to, on the basis of current knowledge about the fire dynamics and by using the *Fire Dynamics Simulator (FDS)* and *CST Studio Suite*, display and analyze the basic parameters of fire, temperature, combustion rate, the amount of heat release and especially radiant heat flux which is one of the most significant values of heat transfer in a developed stage of fire. Based on the obtained results, an anatomical model of man and especially human skin model was developed in order to determine a safe distance from the fire.

For this purpose, a new algorithmic procedure for determining safe distance of humans from the fire as a source of thermal radiation has been created. It comprises of the following steps: determining the value of the radiant heat flux on human skin and surface temperature of the body; calculating the energy contribution of all ranges of thermal radiation; calculating the intensity of the electric field for the selected scope of thermal radiation; forming an anatomical skin model; calculating penetrated components of the electromagnetic field in the skin tissue and analyzing the depth of these components; developing a new heat source whose dimension is the same as the penetration depth of surface skin layer and calculating the power of this source; the formation of a new skin anatomy model by adding another layer to the previous layer, defining a secondary heat source and calculating the components of the electromagnetic field, the absorbed energy density and the temperature distribution in the model; the analysis of the results and making decisions whether the pain of colour has been exceeded at any point, and consequently, determining the safe distance.

The subject matter of this study has been presented in the following chapters:

- Introduction;
- The transfer of heat radiation and the influence on matter;
- Maxwell's theory of electromagnetic wave propagation;
- The effects of thermal radiation of fire and biological materials;
- Numerical methods of calculation thermal radiation;
- A new method for determining the safe distance from fire;
- Conclusion.

In the introduction, the problem and the initial solution have been presented.

The first chapter gives an overview of the basic laws of heat transfer by fire radiation and its effects on matter. Special attention was paid to the content and the purpose of the study, in order to provide the reference to the issues that follow.

In the second chapter, Maxwell's theory of electromagnetic radiation was explained in details, as well as the basic parameters of electric and magnetic fields, the theory of electromagnetic wave propagation and penetration and absorption of heat radiation.

The third chapter contains the information on the skin as a biological material, the structure, the function, as well as the theoretical predictions and experimental knowledge about the relationship between thermal radiation and tissue damage. The literature data and references used for comparative analysis are the results of various experiments.

The fourth chapter provides a description of the numerical methods used in the software packages for simulation of thermal radiation (*FDS*, *PiroSym* and *CST Studio Suite*).

The fifth chapter outlines the steps of the new method for determining the safe distance from the fire, the simulation results and their comparative analysis with the data from the third chapter.

The conclusion points out the proper correspondence between the simulation results obtained in the literature and published experimental results. The importance of the obtained results is reflected in the fact that the results and the proposed model can be widely used in fire prevention and protection.

Keywords: fire, thermal radiation, burns, a safe distance.

Scientific Field: Environmental and occupational safety engineering

Narrow scientific field: Energy processes and safety

UDC number: 614.8.086:613.646

SADRŽAJ

UVOD	1
1. PRENOS TOPLOTNOG ZRAČENJA I DEJSTVO NA MATERIJU	5
1.1. Elektromagnetni spektar i elektromagnetno toplotno zračenje	6
1.2. Dualna priroda toplotnog zračenja	8
1.3. Veličine toplotnog zračenja	10
1.4. Izvori toplotnog zračenja i apsolutno crno telo	12
1.4.1. Tačkasti izvor zračenja	12
1.4.2. Površinski izvor zračenja	14
1.5. Zakoni zračenja apsolutno crnog tela	19
1.5.1. Kirhofov zakon	20
1.5.2. Štefan – Boltzmanov zakon	22
1.5.3. Vinov zakon	26
1.5.4. Plankov zakon zračenja	27
1.6. Požar kao izvor toplotnog zračenja	30
1.6.1. Zračenje gasova i para	30
2. MAKSVELOVA TEORIJA PROSTIRANJA ELEKTROMAGNETNIH TALASA	35
2.1. Osnovne veličine električnog i magnetnog polja	36
2.2. Teorija prostiranja elektromagnetnih talasa	37
2.3. Teorija prostiranja toplotnih elektromagnetnih talasa	49
2.4. Prostiranje ravanskog talasa u materijalnim sredinama	52
2.5. Analitički model prostiranja talasa u višeslojnoj sredini	56

2.6. Ravanski elektromagnetni talas u poluprovodnoj sredini	58
2.7. Poluprovodni materijali	61
2.8. Prodiranje i apsorpcija toplotnog zračenja	63
3. EFEKTI TOPLOTNOG ZRAČENJA POŽARA I BIOLOŠKI MATERIJALI	65
3.1. Koža kao biološki materijal	65
3.2. Građa kože	66
3.2.1. Epidermis	66
3.2.2. Dermis	67
3.2.2.2. Kolagena vlakna u dermisu	68
3.2.2.3. Elastična vlakna u koži	69
3.2.2.4. Amorfna vezivna supstanca	70
3.2.3. Hypodermis	70
3.2.4. Dodaci u koži	70
3.2.5. Vaskularni sistem kože	73
3.3. Osobine kože	74
3.3.1. Termičke osobine kože	74
3.3.2. Mehaničke osobine kože	74
3.3.3. Termomehaničke osobine kože	75
3.3.4. Apsorbirajuće i reflektirajuće osobine kože	75
3.4. Dejstvo toplote na kožu	76
3.4.1. Pojava termičkog bola u koži	77
3.4.2. Termičko oštećenje	78
3.4.3. Biozagrevanje kože	79
3.4. Modeliranje termičkih povreda kože	97
3.4.1. Eisenberg-ovi, Lynch-ovi i Breeding-ovi modeli	97
3.4.2. Hymes-ovi modeli	99
3.4.3. Modeli Green Book-a	100
3.4.4. Lees-ov model	101

3.4.4. Prugh-ov model	106
3.4.5. Pojednostavljeni model za predviđanje opekotina kože sa jednim slojem	107
3.4.6. Značaj shvatanja termomehanike kože i termičkog bola	108
3.4.7. Model prenosa toplote u mekom tkivu, Peness-ov model	109
3.4.8. Model oštećenja kože	111
3.5. Standardi i regulative toplotne izloženosti	114
3.5.1. NFPA 59A standard	114
3.5.2. Standard API 521	114
3.5.3. EN 1473 standard	115
3.5.4. Ograničenja pomenutih standarda	115
4. NUMERIČKE METODE PRORAČUNA TOPLOTNOG ZRAČENJA	117
4.1. Pregled poluempirijskih metoda za proračun toplotnog zračenja	118
4.1.1. Shokri - Beiler-ova korelacija	118
4.1.2. Model tačkastog izvora	119
4.1.3. Detaljni Shokri - Beiler-ov model	120
4.1.4. Metod Mudan-a	122
4.1.5. Dayan-Tien-ov metod	124
4.2. Numeričke simulacione metode	126
4.3. FDS-ov model za proračun toplotnog zračenja	129
4.3.1. Prostorna diskretizacija	133
4.3.2. Radcal	137
4.3.3. Osetljivost radijacionih parametara	145
4.4. CST-ov numerički simulacioni modeli za proračun toplotnog zračenja	146
4.4.1. Metod konačnih razlika u vremenskom domenu - FDTD	146
4.4.2 Metod konačne integracije - FIT	155

5. NOVI METOD ZA ODREĐIVANJE BEZBEDNOG RASTOJANJA LJUDI OD POŽARA	159
5.1. Primena programskih paketa u simulaciji toplotnog zračenja	160
5.1.1. Opis programskog paketa FDS	160
5.1.1.2. Glavne pretpostavke i numerički modeli u FDS	161
5.1.1.3. Ograničenja modela	163
5.1.1.4. Simulacija primenom programa FDS i PiroSym	164
5.1.2. Opis programskog paketa CST Studio Suite	167
5.2. Metod za određivanje bezbednog rastojanja ljudi od požara	168
5.2.1. Izračunavanje vrednosti radijativnog toplotnog fluksa primenom FDS (korak 1)	170
5.2.1.4. Radijativni toplotni fluks i temperatura na glavi, stomaku i prstima ruke u zavisnosti od rastojanja od požara i veličine požara – zbirni prikaz 2	191
5.2.2. Izračunavanje energetske doprinosa za sve opsege toplotnog zračenja (korak 2)	198
5.2.3. Izračunavanje intenziteta jačine električnog polja preko intenziteta Pointing-ovog vektora zračenja (korak 3)	201
5.2.4. Postavljanje jednostavnog jednoslojnog anatomskog modela kože (korak 4)	202
5.2.5. Izračunavanje prodrlih komponenti elektromagnetnog polja u tkivu (korak 5)	203
5.2.6. Analiza dubine prodiranja energije u tkivo kože (korak 6)	204
5.2.7. Formiranje novog toplotnog izvora (korak 7)	205
5.2.8. Pridruživanje dodatnog sloja kože novom toplotnom izvoru (korak 8)	206
5.2.9. Analiza dobijenih rezultata i odlučivanje (korak 9)	208
6. ZAKLJUČAK	209
7. LITERATURA	215
8. BIOGRAFIJA AUTORA	225
IZJAVE AUTORA	

UVOD

Energija predstavlja oblik kretanja materije i u termodinamici ona se koristi za opisivanje stanja sistema i procesa koji se odvijaju u njima. Termodinamika kao nauka bavi se raznim oblicima transformacije toplotne energije u druge vidove energija, kao i uslovima i ograničenjima koje pri tom nameće priroda. Pri prostiranju toplote vrši se analiza toplotnog fluksa koji nastaje u sistemu. Saglasno Drugom zakonu termodinamike, toplota uvek prelazi sa tela više na telo niže temperature; od toplije na hladniju sredinu, odnosno od toplijih ka hladnijim slojevima tela. Ovo prostiranje toplote je stalni prirodni proces.

U opštem slučaju dovođenje ili odvođenje toplote koja je prisutna pri raznim prirodnim ili tehničkim procesima obavlja se na tri principijelno različita načina:

- provođenjem (kondukcijom);
- prelazom (konvekcijom);
- radijacijom - zračenjem (elektromagnetno zračenje).

Ako je posmatrani objekat veliki u odnosu na veličinu atoma i molekula onda se njegova unutrašnja energija može opisati zakonima statističke termodinamike. Tretirajući unutrašnju energiju sistema (tela) sva tri fenomena prostiranja toplote imaju slične jednačine zasnovane na statističkoj termodinamici. Međutim ona je neprimenljiva pri rešavanju inženjerskih problema u makrosvetu, a pogotovu na problem prenosa toplote i efekata na žive organizme u pozarnim procesima.

Pod pojmom elektromagnetno (EM) zračenje smatra se elektromagnetni talas u prostiranju (propagaciji) ili prostiranje više elektromagnetnih talasa. Pod pojmom elektromagnetni talas u stručnoj inženjerskoj literaturi se češće podrazumeva elektromagnetna pojava koja prenosi neki koristan signal (radio, tv). Prema tome pojam elektromagnetni talas više fenomenološki opisuje pojavu postojanja elektromagnetnog polja koje ima karakteristike propagacije u određenom prostoru.

Elektromagnetno zračenje koje emituje telo na određenoj temperaturi i koje se nalaze se u stanju termodinamičke ravnoteže naziva se toplotno (termičko) zračenje. Toplotno zračenje predstavlja prenošenje toplote s jednog tela na drugo bez učestvovanja materije.

Toplotno zračenje ili prenošenje toplote zračenjem predstavlja elektromagnetni proces. To je emitovanje elektromagnetnih talasa talasnih dužina u određenim opsezima. Tako Sunce emituje svoje elektromagnetno zračenje, a da se pritom ne zagreva prazan kosmički prostor. Ovo zračenje se emituje preko talasa različitih frekvencija i skup svih tih talasa se naziva elektromagnetni spektar. Prvi uočeni talasi emitovani sa Sunca, koji su mogli biti razdvojeni, se nalaze u vidljivom delu i to zračenje je nazivano optičko zračenje. Ti talasi su ispoljavali svoje dejstvo na osetljive elemente u oku, a to su mogli samo ako su imali neku energiju. Ova pretpostavka dovodi do pojma da ti talasi prenose energiju, a energija je povezivana sa toplotom. Polovinom XVII veka započinje istraživanje zraka „koji nisu vidljivi, a ispoljavaju toplotu” i takvi talasi dobijaju naziv tamni zraci. U sledećih 150 godina eksperimentisanjem se dolazi do otkrića da se i na toplotne zrake odnose zakoni optike. U tim eksperimentima naučnici toga doba koriste izdubljena ogledala, pri čemu je u jednoj žiži bio smešten objekat koji je emitovao tamne zrake, a u drugoj žiži je bio termometar. Značajno je bilo i saznanje da svetlost ispoljava toplotno dejstvo, a ne samo tamni zraci.

Početak XIX veka Vilijam Heršel (*William Herschel*), poznat kao pionir moderne astronomije, vrši eksperimente sa svetlošću i otkriva infracrvene zrake. Heršel je infracrveno zračenje otkrio puštajući sunčevu svetlost kroz prizmu i držeći termometar neposredno iza crvenog kraja vidljivog spektra. Termometar je pokazao porast temperature što je Heršela navelo na zaključak da postoji i nevidljiva svetlost.

Nemački fizičar Vilhelm Vin (*Wilhelm Wien*) polazi od rezultata merenja drugih fizičara i pronalazi vezu između temperature idealno crnog tela i talasne dužine na kojoj objekat emituje najveći iznos energije: ove dve veličine su obrnuto srazmerne.

Pronalaženje fizičkog zakona koji bi tačno tumačio emisiju toplote od strane idealno crnog objekta nije bilo jednostavno. Fizičari su polazili od toga da se objekat sastoji od atoma ili molekula koje kontinualno emituju toplotno zračenje putem elektromagnetnih talasa. Međutim, rezultati merenja su uvek imali neka odstupanja od teorijski predviđenih rezultata. Nemački fizičar Maks Plank (*Max Planck*), pronašao je izlaz iz problema tako što je pretpostavio da čestice objekta emituju toplotne zrake u obliku kvanata energije pri čemu svaki od tih kvanata tj. energetske porcije poseduje tačno određenu energiju. U svojoj hipotezi on govori da atomi pri svome oscilovanju zrače energiju dok se kasnije to proširuje na emitovanje elektromagnetnih talasa.

Treba obratiti pažnju na jednu neobičnu situaciju u Plankovoj hipotezi: objekat emituje kvante toplotnog zračenja, ali tokom apsorpcije kvanti ne postoje - proces se dešava u kontinuitetu. To proističe iz Plankovog uverenja da svetlost ima i talasnu prirodu, a ne samo čestičnu. Takav stav sigurno potiče i zbog njegovog karaktera: svaku novost iz sveta fizike je pažljivo analizirao i nije bio sklon brzopletim zaključcima. On je isto tako je dugo vremena bio veoma skeptičan prema ideji o postojanju atoma. Kasnije je Ajnštajn (*Einstein*) dopunio

Plankovu hipotezu pretpostavkom da se svetlost prostire u vidu kvanata energije koji su kasnije nazvani fotoni.

Svako telo čija je temperatura veća od apsolutne nule zrači elektromagnetnu energiju. Smatra se da se to emitovanje energije može opisivati kroz dve teorijske postavke: talasnu i čestičnu.

Opasnost od otvorenog plamena ne potiče samo od njegovog neposrednog kontakta sa zapaljivom materijom, već i od pratećeg zračenja. Poznavanje kritične vrednosti parametara požara, a posebno intenziteta toplotnog zračenja požara je od velikog značaja u određivanju nivoa bezbednosti ljudi i materijalnih dobara od dejstva požara što takođe posledično ima i veliku ulogu u postizanju nivoa bezbednosti, tj. realizaciji tog nivoa putem izbora odgovarajućeg pouzdanog sistema tehničke zaštite. U ovom smislu do sada su se najčešće kao merilo za procenu bezbednog rastojanja objekata i ljudi od požara uzimali proračuni za određivanje minimalno potrebnog rastojanja bazirani na osnovu određivanja kritičnog intenziteta zračenja za zapaljive građevinske materijale, kritične temperature, površine plamena, koeficijenta zračenja. Često se minimalno potrebno rastojanje od dejstva požara izražavalo i u funkciji visine objekta. Međutim, postavlja se pitanje da li ovakvi proračuni daju i potreban nivo zaštite ljudi od dejstva požara, jer se kod čoveka mogu javiti i biološki efekti.

U ovom radu je predložen je jedan nov metod za određivanje bezbednog rastojanja ljudi od požara. Suština predloženog metoda je iterativni postupak i kombinovanje simulacionih programa i korišćenje metoda za prostiranje toplotnog talasa od požara do čoveka pri proračunu energije koja stiže od požara do površine kože. Istražujući ovu materiju uočio sam, da pošto se procesi prenosa toplote moraju sagledavati dualno (kvantno i talasno), i da nedostatak jedinstvene teorije dovodi do toga da svaka postojeća metoda proračuna prostiranja i apsorbovanja toplotnog zračenja ima nedostatke, koji su u samoj postavci metode. U težnji da se poboljša tačnost izračunavanja i reši jedan konkretan inženjerski problem određivanja bezbednog rastojanja od požara nametnuo se pristup uvažavanja dualnog pristupa i kombinovanja više simulacionih metoda. Uz niz novina u povezivanju talasnog i termodinamičkog pristupa, korišćenjem rezultata dobijenih u postupku simulacije u jednom programu, kao polaznih podataka u drugom programskom paketu i načina analize dobijenih rezultata, došlo se do postupka koji je definisan kao metod. Na čitaocima i inženjerskoj praksi je da daju sud o primenljivosti u praksi.

10

PRENOS TOPLOTNOG ZRAČENJA I DEJSTVO NA MATERIJU

Prema fenomenološkoj suštini razmena toplote zračenjem zasniva se na transformisanju unutrašnje energije u energiju elektromagnetnih talasa toplotnog (IC) zračenja, koji se prostiru kroz sredinu do drugog tela, gde energija elektromagnetnog talasa (zračenja) podleže ponovnom transformisanju u unutrašnju energiju.

Prema statističkom shvatanju razmena toplote zračenjem je prenošenje energije pomoću fotona, koje emituju pobuđeni atomi, i koji se rasprostiru kroz sredinu sve do momenta apsorbovanja od strane drugih atoma.

Materijalna tela se međusobno veoma razlikuju po osobinama termičkog zračenja odnosno termičkog apsorbovanja. Većina čvrstih tela i tečnosti ima neprekidan spektar zračenja energije u celom intervalu talasnih dužina od $0 \div \infty$. Takva tela su dielektrici, poluprovodnici i metali sa hrapavom površinom. Metali sa poliranom površinom, gasovi i pare karakterišu se selektivnim (prekidnim) spektrom zračenja [1].

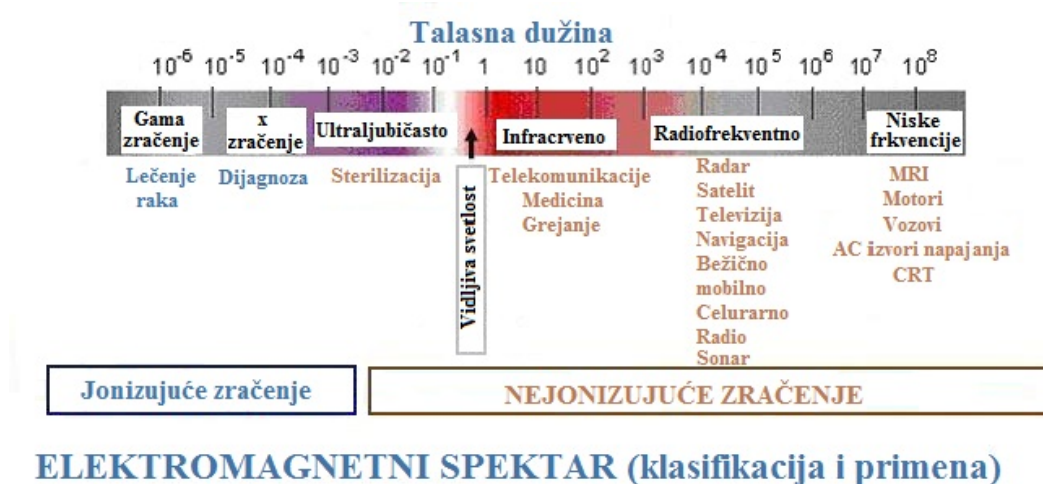
Neprozračna tela i tečnosti imaju značajnu sposobnost zračenja odnosno apsorbovanja. Kod ovakvih tela u razmeni toplote zračenjem učestvuju samo tanki površinski slojevi; tako npr. kod tela koja su slabi provodnici toplote termički zraci prodiru do dubine od 1mm, a kod dobrih provodnika do $1\mu\text{m}$. Voda apsorbuje termičke zrake u površinskom sloju ne debljem od 0,1mm. Zbog toga se kod ovakvih tela i tečnosti termičko zračenje razmatra kao površinska pojava.

1.1. ELEKTROMAGNETNI SPEKTAR I ELEKTROMAGNETNO TOPLOTNO ZRAČENJE

Obično se smatra da toplotni talasi imaju talasnu dužinu u opsegu od 0.76-1000 μm . Svako telo emituje toplotne talase različitih (svih) talasnih dužina, odnosno kontinualno emituje toplotnu energiju. Pri emitovanju telo gubi određenu količinu unutrašnje energije, tako da mu se temperatura smanjuje pri čemu istovremeno taj gubitak se delimično nadoknadjuje apsorpcijom energije sa okolnih tijela. Kada je energija koju telo emituje jednaka energiji koju apsorbuje kažemo da se telo nalazi u stanju toplotne ravnoteže. Količina i karakter izračene energije zavise kako od prirode površine tako i od njene temperature.

Klasična fizika pokazuje da se elektromagnetni talasi emituju pri svakom ubrzanom kretanju naelektrisanja, pri čemu naelektrisanje može biti i negativno. Ubrzano kretanje se dešava i pri oscilovanju naelektrisanja oko ravnotežnog položaja. Takođe i svako kružno kretanje naelektrisanja u atomu je ubrzano kretanje. Sva tela na svim temperaturama emituju elektromagnetne talase jer se elektroni i druge elementarne količine naelektrisanja kreću ubrzano što je uslov za emisiju prema zakonima klasične fizike.

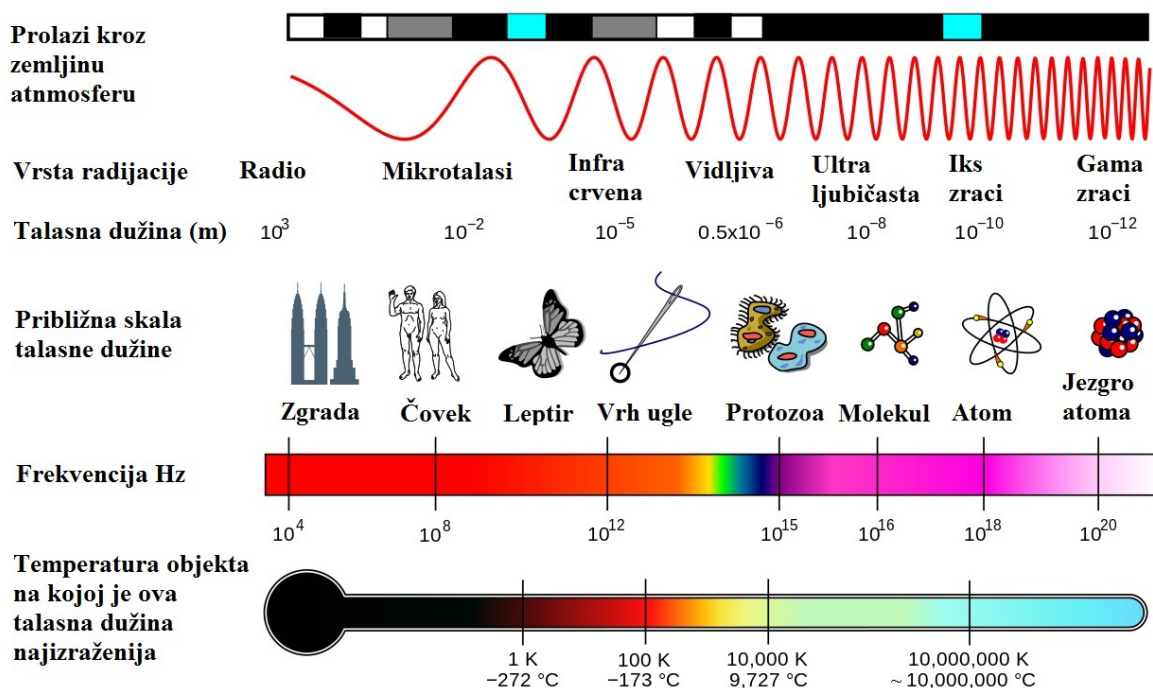
Raspodela broja talasa odnosno njihovih intenziteta srazmerna je temperaturi zagrejanosti tela. Ako telo ima nižu temperaturama emitovani talasi imaju veću talasnu dužinu nego na višim temperaturama [1]. Maksimalna (Maxwell) elektromagnetna teorija daje zadovoljavajuće rezultate za efekte prostiranja elektromagnetne talasa većih talasnih dužina (radio frekventno zračenje) iako se teoretski ona može primenjivati i za toplotno zračenje.



Slika 1.1 – Elektromagnetni spektar, klasifikacija oblasti

Podela elektromagnetnih talasa, slika 1 i 2, na oblasti u zavisnosti od frekvencije je nastala iz čisto istorijskih i edukativnih razloga jer se talasi različitih frekvencija ne razlikuju pri prostiranju u slobodnom prostoru. Obično način proizvodnje određuje datu oblast ali se na

graničnim delovima ista zračenja mogu proizvesti ili na jedan ili na drugi način, te ih stoga svrstavamo u jednu ili drugu oblast talasnih dužina elektromagnetskih zračenja. Sa opšteg stanovišta nema nikakvih poznatih pojava koje ograničavaju opseg talasnih dužina. Jedina granica u ovom pogledu je praktična mogućnost njihove proizvodnje. Vidljiva svetlost predstavlja vrlo usku oblast od celokupnog spektra elektromagnetskih oscilacija. Ako se posmatraju oblasti kao u muzici i opsezi se podele u oktave, elektromagnetni spektar se sastoji od preko 80 oktava. Pri tome vidljiva svetlost ne predstavlja nikakvo područje koje bi se bitno razlikovalo od ostalih područja i ona zauzima samo jednu od oktava koju mi našim čulima možemo detektovati. Opseg vidljive svetlosti ograničavaju samo fiziološke osobine ljudskog oka što uopšte posmatrano u fizici nema nikakvog većeg značaja.



Slika 1.2 – Elektromagnetni spektar; veza talasne dužine, frekvencije i temperature tela

Oblast optičkog zračenja pokriva područje elektromagnetnog spektra koje se koristi u tehnici osvetljavanja i termotehnici i ovom opsegu pripadaju talasi talasnih dužina od 10^2 nm do 10^6 nm. Spektar optičkog zračenja sastoji se od infracrvenog (toplotnog) zračenja, vidljivog zračenja (svetlost) i ultravioletnog zračenja. Toplotnom zračenju pripadaju talasi talasnih dužina od 760 nm do 1000 μ m.

Maksvelova elektromagnetna teorija dala je veliki doprinos u razjašnjavanju nastajanja i prenošenja elektromagnetnih talasa i dokazane su pojave interferencije, difrakcije i polarizacije svetlosti i sve druge pojave koje karakterišu elektromagnetno talasno kretanje.

Međutim Maksvelova teorija nije mogla da objasni sve pojave koje karakterišu EM talase vrlo visokih frekvencija, odnosno toplotno zračenje u infracrvenom spektru, kao i kod

X i gama zraka. Maksvelova teorija i klasična fizika nisu mogle da objasne zakone zračenja apsolutno crnog tela, pojavu fotoefekta i atomske linijske spektre.

Kod toplotnog zračenja važno je analizirati emisiju i apsorpciju talasa. Intenzitet prenetog toplotnog zračenja ne zavisi od temperature sredine kroz koju se prostire EM talas. Toplotno zračenje se i danas vrlo često proučava bez dovoljne povezanosti sa mikrostrukturom tela koje ga emituje i istovremeno se analiziraju emisija i apsorpcija.

Povezujući energiju emitovanog talasa sa pridruženim kvantom prema Plankovoj (*Planck*) formuli može se reći da je ovo oblast optičkog zračenja koja sa sobom nosi najveću energiju. U ovoj oblasti dolazi do intenzivne emisije talasa pri procesima prirodnog sagorevanja tj. požarima. Zbog toga je toplotno – infracrveno zračenje od interesa u ovom radu.

1.2. DUALNA PRIRODA TOPLOTNOG ZRAČENJA

Sa Maksvelovom teorijom bilo je jasno da atomi emituju elektromagnetne talase (svetlosne, X i γ talase). Mislilo se međutim, što je bilo pogrešno, da ta emisija nastaje zbog ubrzanog kretanja (kruženja) elektrona oko jezgra atoma. Pri tome se gubilo iz vida da ako elektron, kružeći oko jezgra tim procesom emituje energiju, nema mogućnosti da ni na koji način tu izgubljenju energiju nadoknadi, pa bi elektron posle nekog vremena kružeći na sve manjem rastojanju pao na jezgro svog atoma, što bi negiralo postojanost atoma i kretanja u njemu. Ovaj problem u objašnjenju pojava naziva se ultravioletna katastrofa i nekoliko decenija je bila kamen koga fizičari toga doba nisu mogli da zaobiđu. Ove nedoslednosti klasične fizike upozorile su na nove puteve kojima treba poći i tražiti objašnjenje nepoznatim pojavama [2].

Ti putevi uslovljavaju nastajanje novih naučnih oblasti u modernoj fizici. Osnove za objašnjenje nepoznatih pojava postavio je Plank zakonima zračenja apsolutno crnog tela i Bor (*Bohr*) svojim modelom atoma i kvantnim postulatima.

Sa Ajnštajnovom (*Einstein*) teorijom relativiteta i zakonima kvantno - korpuskularnih kretanja nastale su nove oblasti u modernoj fizici kao što su: kvantna mehanika, fizika elementarnih čestica koje čine osnove za proučavanje kvantno - korpuskularnih zračenja. To je dovelo do pojave kvantne elektrodinamike, koja je zamijenila klasičnu teoriju elektromagnetizma. Nakon toga se razvila raspodela kvantne verovatnoće, ili Fermi-Dirakova (*Fermi-Dirac*) statistika i Boze-Ajnštajnova (*Bose-Einsteinova*) statistika, gdje je svaka bila primjenjiva za različite elementarne čestice, fermione (elektrone, protone, neutrone i kvarkove) i bozone (fotone, gluone i dr).

Zračenje je definisano kao emitovanje ili prenošenje energije zračenja elektromagnetnim (svetlosnim) talasima ili česticama (korpuskulama) - kvantima. Nemajući jednu jedinstvenu teoriju prenošenja energije u slobodnom prostoru savremena fizika zračenje tretira dualistički, kao:

- talasnu teoriju
- kvantnu teoriju.

Talasna teorija tumači zračenje kao elektromagnetno talasanje, koje se širi pravolinijski u prostoru, i to u obliku transverznog talasanja. Brzina širenja zračenja je konstantna, a definiše je sledeća osnovna jednačina:

$$c = v \lambda, \quad (1.1)$$

gde su:

c - brzina prostiranja talasa, (m/s),

v - frekvencija elektromagnetnog talasa – zračenja, $\text{Hz}=\text{s}^{-1}$

λ - talasna dužina zračenja, (m).

U bezvazdušnom prostoru je brzina širenja elektromagnetnog zračenja prirodna konstanta čija vrednost iznosi: $c_0 = (2,99776 \pm 0,00004) \cdot 10^8 \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

Ta brzina naziva se takođe brzina svetlosti.

Na osnovu talasne teorije može se objasniti većina fizičkih pojava koje su vezane za talasnu prirodu svetlosti, i to: apsorpcija, refleksija, transmisija, prelamanje, savijanje, interferencija, polarizacija i slično. Talasnoj teoriji, (Hajgens, Frenel) pridružuje se elektromagnetna teorija zasnovana na teoriji Maksvela i Herca (*Heinrich Hertz*) i ona je dominantna u elektrotehničkom proučavanju efekata prostiranja i savremenim telekomunikacinim i informacionim sistemima.

Kvantna teorija zračenja temelji se na ishodištu da je svako zračenje sastavljeno iz elementarnih energetske čestice, koje se nazivaju kvanti. Po toj teoriji je zračenje definisano kao emitovanje, upijanje (apsorbovanje) i prenos energije u obliku kvanta.

Na osnovu kvantne teorije može se takođe rastumačiti optičko zračenje. Prema Ajnštajnovoj hipotezi kvantnost je svojstvo koje je značajno baš za samu svetlost. Svetlosno zračenje je dakle sastavljeno iz svetlosnih kvanta koji se nazivaju “fotoni” (fos = grčki izraz za svetlost). Količina energije fotona definisana je prema Plankovoj pretpostavci o elementarnom kvantu svetlosti pri čemu svaki foton poseduje energiju

$$E = h \cdot v \quad (1.2)$$

Fotoni se šire u bezvazдушnom prostoru brzinom svetlosti i njihova je energija utoliko veća, ukoliko je frekvencija zračenja ν veća, odnosno ukoliko je talasna dužina zračenja λ manja.

Ujedinjenje dve teorije u objašnjenju zračenja je praktično izvršio De Broj (*De Broglie*) tako što dualističko shvatanje prirode svetlosti proširuje na elementarne čestice (protone i elektrone) tvrđenjem da kako talasi imaju i čestična svojstva, tako i čestice imaju talasna svojstva.

Prema savremenoj teoriji polja, energija i moment polja su kvantovani i kvant koji prenosi jedinični iznos energije ili momenta naziva se čestica polja. Tako se svaka sila može predstaviti emisijom ili apsorpcijom čestice (bozona) koja prenosi interakciju. (Sve čestice polja imaju celobrojni spin, dakle, pokoravaju se Boze-Ajnštajnovoj raspodeli, pa se zato nazivaju i bozonima polja. Na primer, elektromagnetna interakcija među česticama može da se predstavi emisijom i apsorpcijom fotona. Dakle, svakoj sili može da se pridruži odgovarajuće polje koje se prostire preko sopstvenih čestica polja

Fizika zadnjih decenija ovu koheziju u objašnjenju pojava prenošenja energije i dejstva sile dovodi u vezu sa biološkim organizmima. Uvodeći pojmove biološke koherencije i fizike živog Frojlih i Sitko (Herbert Fröhlich i Sergej Pantelejmonovič Sitko) daju značajan doprinos u razumevanju dejstva polja na žive organizme što otvara novu oblast – kvantnu medicinu koja žive organizme definiše kao četvrti nivo organizacije materije, što predstavlja primenu kvantnih principa na procese u živim organizmima.

1.3. VELIČINE TOPLOTNOG ZRAČENJA

U tehničkoj praksi često je od interesa da se pomenuto prostiranje toplote pospeši ili unekoliko spreči. Po svojoj suštini kondukcija toplote je mikroproces transporta (prenosa) toplotne energije između elementarnih čestica materije (molekuli, atomi i slobodni elektroni), pri čemu se makrodelići materije ne kreću. Analitička teorija provođenja toplote bazira se na postavci da su tela homogena i izotropna. Za slučaj nehomogenosti, kao što je slučaj kod poroznih tela, usvajaju se srednje vrednosti parametara koji opisuju strukturu materije.

Konvektivni proces prenošenja toplote je neposredno povezan sa kretanjem (strujanjem fluida). Za razliku od kondukcije (provođenja) koja se razlikuje kroz razmenu energije između molekula veće i molekula manje energije, što je čini molekularnom pojavom, konvekcija predstavlja makroskopsku pojavu kod koje u razmeni učestvuju čitavi slojevi fluida različitih temperatura koji se mešaju sa strujom fluida koji se kreće. Prema tome pod konvekcijom u širem smislu podrazumevamo transport toplote makroskopskim kretanjem

delića fluida različitih temperatura uz istovremenu razmenu toplote kondukcijom između samih delića. Ako je strujanje fluida izazvano strujnom mašinom, onda je to prinudna kovekcija. Strujanje fluida može nastati i zbog različitih gustina u raznim slojevima. Tada je u pitanju prirodna konvekcija i dešava se u procesu sagorevanja tj. u požarnim procesima.

Osnovna veličina od koje se polazi pri objašnjenju toplotnog zračenja je toplotni fluks (toplotni protok) energije. Toplotni fluks predstavlja količnik predate (poslate ili primljene) količine toplote (energije), Q , i vremena, t , u kome je ta količina predata i meri se u vatima. Prema tome fluks je brzina predaje energije i diferencijalno iskazana ima matematički oblik

$$d\Phi = \frac{dQ}{dt} \left[\frac{J}{s} = W \right]. \quad (1.3)$$

Može se razlikovati fluks izvora Φ_i , fluks koji dospe do neke površine nekog tela koji se naziva upadni fluks Φ_u i fluks koji se apsorbuje u telu Φ_a .

Odnos apsorbovanog i upadnog fluksa predstavlja koeficijent apsorpcije,

$$a = \frac{\Phi_a}{\Phi_u}. \quad (1.4)$$

Fluks energije koji emituje jedinica površine tela koje zrači, naziva se intenzitet zračenja tela I , ili energetska jačina i predstavlja je energiju koju ispušta telo sa jedinične površine u jedinici vremena:

$$I = \frac{d\Phi}{dS} \left[\frac{W}{m^2} \right] \quad (1.5)$$

Ovo je u suštini gustina toplotnog fluksa i često se naziva u literaturi specifični toplotni fluks i obeležava sa q pri čemu je

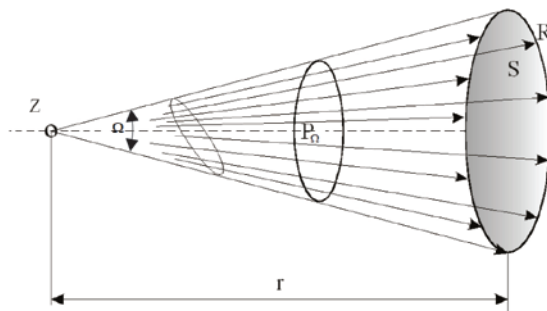
$$q = \frac{\Delta Q}{\Delta t \cdot S} \left[\frac{J}{s \cdot m^2} = \frac{W}{m^2} \right]. \quad (1.6)$$

Kod zračenja ili radijacije se toplotna (unutrašnja) energija materije pretvara u energiju zračenja koja se u vidu elektromagnetnih talasa prostire kroz prostor i vakuum. Energija elektromagnetnih talasa se, kada naiđe na drugo telo ponovo pretvara u toplotnu energiju menjajući unutrašnju energiju tela. Na ovaj način se na primer prostire toplota sa Sunca na Zemlju. I kod požarnih procesa, kako raste rastojanje objekta od izvora požara, tako se povećava i odnos radiacione energije koju dobija objekat u odnosu na ostala dva oblika prenosa toplote (kondukcionog i konvekcionog).

1.4. IZVORI TOPLOTNOG ZRAČENJA I APSOLUTNO CRNO TELO

1.4.1. Tačkasti izvor zračenja

Fizičke veličine elektromagnetskog zračenja u spektralnom području koje se obuhvata termičkom analizom definišu se na primeru tačkastog izvora, slika 1.3 [3].



Slika 1.3 - Zračenje tačkastog izvora

Izvor zračenja malih je dimenzija u odnosu na udaljenost r površi R na koju pada zračenje. Površina ploče S je mala u odnosu na r^2 , tako da se može smatrati kalotom sfere poluprečnika r . Uz ove uslove izvor Z se može smatrati tačkastim, jer će se zraci koji polaze iz ovog izvora, a koji su usmereni prema ploči tek neznatno razlikovati po intenzitetu zbog male razlike u rastojanjima. Zraci (talasi) koji dolaze na ivice ploče R ograničavaju (formiraju) prostorni ugao veličine: $\Omega = S / r^2$. U taj ugao izvor zračenja emituje snop elektromagnetskog zračenja, koji se predstavlja energetske fluksom ili tokom energije zračenja. Kroz svaki poprečni presek tog prostornog ugla prolazi u jedinici vremena ista količina energije, tj. ista je snaga zračenja.

Kada se govori o energiji koja se izrači u određenom prostornom uglu u jedinici vremena, ako se ona povezuje sa izvorom, govori se o snazi zračenja izvora (fluksu) ili ako se povezuje sa snopom zračenja govori se o snazi snopa ili snazi zračenja što pada (stiže) do površi. U svim slučajevima to je ista veličina, pa je uvedena veličina fluks zračenja Φ_Ω . Međutim moguće je meriti samo upadni fluks Φ_u koji dolazi do neke površine ali on zavisi od veličine same površine, tj veličine mernog elementa koji bi merio taj fluks. Da bi se dobila veličina koja je karakteristična za izvor Z i položaj prijemnika R tj površine S uvodi se veličina ozračenje (iradijansa) $E_u = \Phi_u / S$, i označava površinsku gustinu fluksa ili bi to bio intenzitet u skladu sa (1.4). Sa Φ_u je označen fluks upadnog zračenja na površinu S . Jedinica za ozračenje je $[W/m^2]$.

Malom delu površine receptora (ΔS) odgovara i mali ugao: $\Delta\Omega = \Delta S / r^2$, kao i fluks izračivanja $\Delta\Phi_i$, karakterističan za izračivanje izvora u određenom smeru. Količnik fluksa i

ugla predstavlja jačinu zračenja (radijacijski intenzitet) $I = \Delta\Phi_i / \Delta\Omega$, koja predstavlja gustinu fluksa, odnosno snagu po jedinici ugla.

U diferencijalnom obliku navedene veličine se definišu kao [3]:

$$d\Omega = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{r^2} = \frac{dS}{r^2} \quad (1.7)$$

$$dE_u = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta\Phi_u}{\Delta S} = \frac{d\Phi_u}{dS} \quad (1.8)$$

$$I = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta\Phi_i}{\Delta\Omega} = \frac{d\Phi_i}{d\Omega} \quad (1.9)$$

Iz ovih formula sledi, uz tačkasti izvor zračenja i sfernu kalotu:

$$dS = r^2 d\Omega; \quad S_\Omega = \int_0^\Omega r^2 d\Omega \quad (1.10)$$

$$d\Phi_u = E_u dS; \quad \Phi_u = \int_0^S E_u dS = \int_0^\Omega E_u \cdot r^2 d\Omega = r^2 \int_0^\Omega I d\Omega \quad (1.11)$$

$$d\Phi_i = I d\Omega, \dots, \Phi_i = \int_0^\Omega I d\Omega \quad (1.12)$$

Ukoliko se radi o istom snopu zračenja, tada je: $d\Phi_u = d\Phi_i$, sledi: $E_u dS = I d\Omega$, tj. $E_u r^2 d\Omega = I d\Omega$, odakle sledi da je:

$$E_u r^2 = I \quad i \quad E_u = I / r^2 \quad (1.13)$$

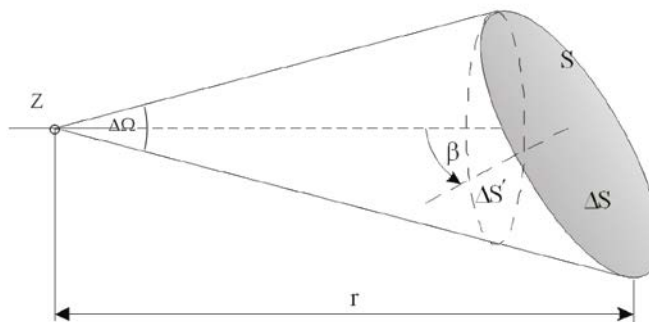
Uz određenu jačinu zračenja ozračenje opada sa kvadratom udaljenosti ozračene ploče od izvora zračenja, što je evidentno.

U slučaju da je ozračena ploča postavljena koso u odnosu na pravac prostiranja slika 1.4, [3], tako da normala površi zaklapa ugao β sa tim pravcem, onda će važiti:

$$d\Phi_u = E_u \cdot dS \quad dS = \frac{dS'}{\cos\beta} = \frac{r^2 d\Omega}{\cos\beta} \quad (1.14)$$

odakle je:

$$\frac{E_u r^2 d\Omega}{\cos\beta} = I d\Omega \quad i \quad E_u = \frac{I}{r^2} \cos\beta \quad (1.15)$$



Slika 1. 4. Ozračenje uz koso upadanje snopa zračenja na površinu

Da bi se odredio fluks izlaznog zračenja $\Phi_{i,\Omega}$ za neki ugao Ω , potrebno je poznavati funkciju po kojoj se menja jačina zračenja: $I = f(\phi, \theta)$, i da se onda fluks odredi kao integral:

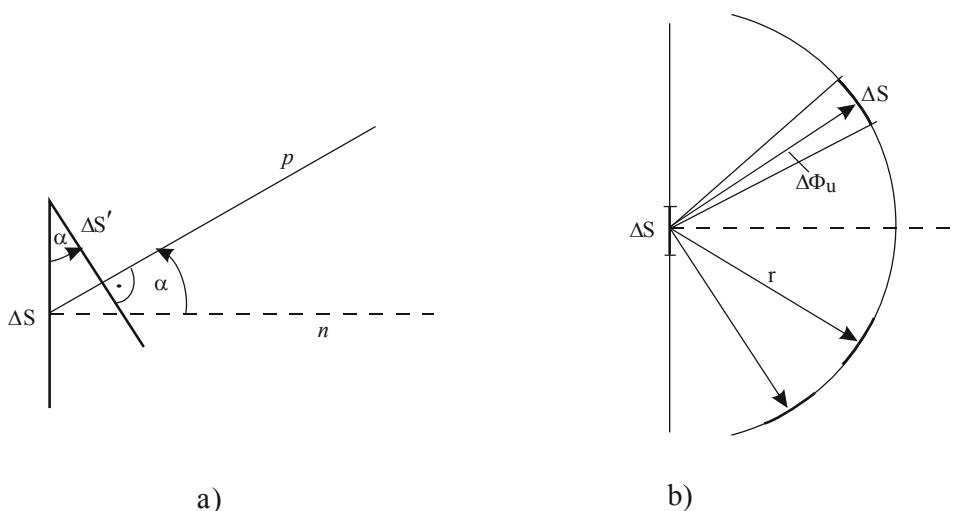
$$\Phi_{i,\Omega} = \int_0^{\omega} I d\Omega = \iint I \cdot d\varphi \cdot d\theta \quad (1.16)$$

Da bi se odredio fluks upadnog zračenja $\Phi_{u,\Omega}$ nekog tačkastog izvora zračenja na površinu S potrebno je poznavati vrednosti ozračenja E_u za pojedine elemente površine (ΔS), kao i udaljenost tih elemenata od izvora i njihovu orijentaciju, pa je:

$$\Phi_{u,\Omega} = \int_0^S E_u dS \cos\beta = \int_0^{\omega} E_u r^2 d\Omega \quad (1.17)$$

1.4.2. Površinski izvor zračenja

Radi kraćeg izražavanja uvodi se pojam prividne površine za određeni elemenat površine bilo izvora zračenja ili prijemnika zračenja. Na slici 1.5.a [3], šematski je prikazana prividna površina $\Delta S'$ površine ΔS . Površina ove projekcije je $\Delta S' = \Delta S \cos \alpha$.



Slika 1. 5. a) prividna površina površine ΔS ; b) određivanje jačine zračenja površinskog elementa u različitim smerovima

Ako je ovaj površinski elemenat deo površine zračenja, koje zrači u svim pravcima poluprostora (2π), onda se na mestu prijema (za prijemnik) ako je na dovoljno velikoj udaljenosti može taj izvor smatrati tačkastim izvorom zračenja. Zbog toga je potrebno da se za ovakav površinski elemenat odredi jačina zračenja u svim smerovima. Radi jednostavnosti može se uzeti da je površinski element prijemnika orijentisan normalno na pravac prostiranja i da se nalazi na istoj udaljenosti od delova (elemenata) izvora zračenja, tj. na površini kugle poluprečnika r , kao što je prikazano na slici 1.5.b. Ako se želi izračunati upadni fluks $\Delta\Phi_u$ ugla $\Delta\Omega$ koji odgovara površinskom elementu prijemnika ΔS_p , pa je kao i kod tačkastog izvora zračenja:

$$\Delta\Omega = \Delta S_i / r^2 \quad i \quad \Delta I = \Delta\Phi_u / \Delta\Omega \quad (1.18)$$

Tako određena jačina zračenja biće veća što je veća površina zračenja ΔS_i . Nadalje je za zračenje u određenom pravcu značajna samo projekcija $\Delta S'_i$ elementa ΔS_i na ravan koja je normalna na pravac zračenja, tj. prividna površina: $\Delta S'_i = \Delta S_i \cdot \cos \alpha$.

Da bi se dobila veličina koja karakteriše izvor zračenja u određenoj tački površine nezavisno od veličine površine kroz koju se zrači, uvodi se veličina zračivost (radijansa) L , tako što se jačina zračenja podeli sa prividnom površinom izvora zračenja:

$$L_\alpha = \frac{\Delta I_\alpha}{\Delta S_i \cos \alpha} = \frac{1}{\Delta S_i \cos \alpha} \cdot \frac{\Delta^2 \Phi_u}{\Delta\Omega} \quad (1.19)$$

Prema slici 1.3.b sledi da je:

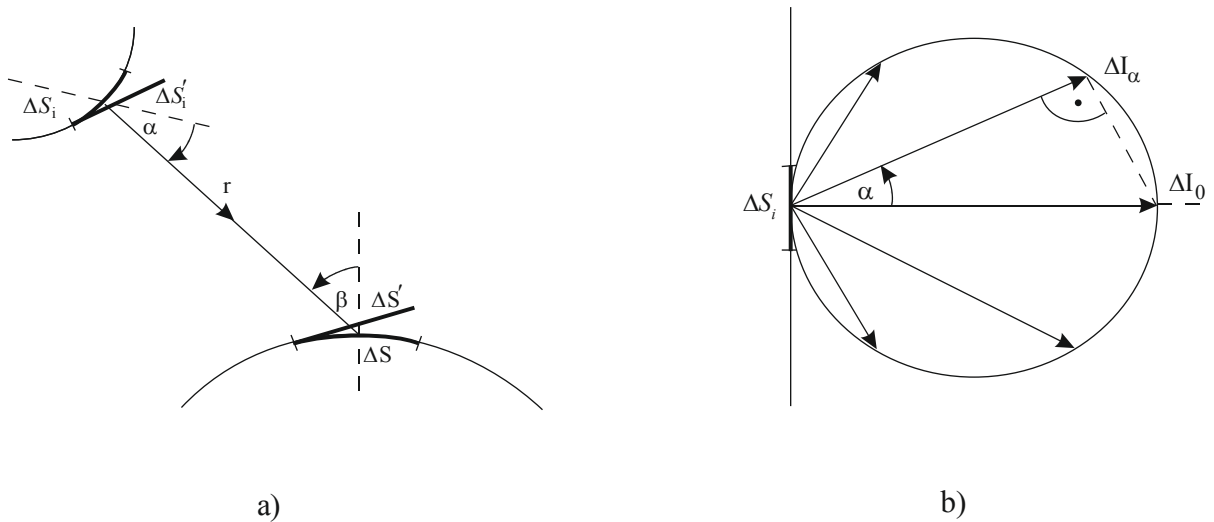
$$\Delta\Omega = \frac{\Delta S'}{r^2} = \frac{\Delta S \cos \beta}{r^2} \quad (1.20)$$

Na slici 1.5.a šematski je prikazan odnos između elemenata ΔS_i izvora zračenja i elemenata ΔS prijemnika, odnosno ozračene površine. U ovom slučaju izraz za radijanciju L imaće oblik:

$$L = \frac{1}{\Delta S_i \cos \alpha} \cdot \frac{r^2}{\Delta S \cos \beta} \cdot \Delta^2 \Phi_u \quad (1.21)$$

odnosno u diferencijalnom obliku:

$$L = r^2 \frac{d^2 \Phi_u}{\cos \alpha d S_i \cdot \cos \beta d S} \quad (1.22)$$



Slika 1. 6 a) prikaz međusobnog odnosa površinskih elemenata izvora zračenja ΔS_i i ozračene površine ΔS i njihovih prividnih površina;
b) opadanje jačine zračenja savršeno difuzne površine sa kosinusom ugla ozračivanja

Veličina L , različita je za razne površinske elemente izvora zračenja, kao i za različite smerove istog elementa. Za specijalan slučaj jednolične i savršeno difuzne ploče, ta je veličina konstantna, za celu površinu i nezavisna je od smera. Za ovakve površine važi Lambertov (*Lambert*) zakon emisije prema kojem jačina zračenja opada sa kosinusom ugla koji grade pravac zračenja sa normalom na površinu izvora zračenja, pa je prema slici 1.6.b: $I_\alpha = \Delta I_0 \cos \alpha$, odakle sledi da je radijancija:

$$L_\alpha = \frac{\Delta I_\alpha}{\Delta A \cos \alpha} = \frac{I_0 \cos \alpha}{\Delta A \cos \alpha} = \frac{\Delta I_0}{\Delta A} \quad (1.23)$$

odakle sledi da je ona ne zavisi od upadnog ugla emitovanog zračenja.

Za određivanje fluksa zračenja sa cele površine izvora zračenja za celu površinu prijemnika potrebno je izvesti dvostruku integraciju izraza:

$$d^2 \Phi_u = L \cdot \cos \alpha dS_i \cdot \cos \beta dS \cdot \frac{1}{r^2} \quad (1.24)$$

$$\Phi_u = \iint_{S_i S} L \cos \alpha dS_i \frac{\cos \beta dS}{r^2} = \iint_{S'_i S'} L \cdot \frac{dS'_i \cdot dS'}{r^2} \quad (1.25)$$

gde funkcija raspodele vrednosti L za celu površinu izvora zračenja mora biti poznata. Za jednoličnu i savršeno difuznu izvora zračenja je L konstantna, pa je:

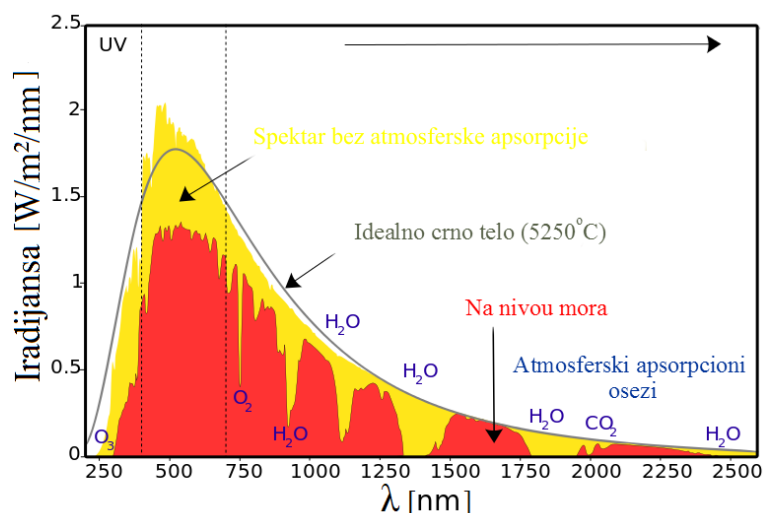
$$\Phi_u = L \iint \frac{dS_i' dS}{r^2} = L \iint \frac{\cos \alpha dS_i \cdot \cos \beta dS}{r^2} \quad (1.26)$$

Da bi se potpuno definisao površinski izvor zračenja uvodi se pojam emisiona moć i označava se sa E_i , M ili E , koja se definiše kao fluks zračenja koji zrači sa jedinice površine: $E = d\Phi_i / dS_i$. Za izvor zračenja koje ima savršeno difuzne površine, L je konstantno, pa se integracijom za poluprstor dobija relacija: $E = \pi \cdot L$. Za izvor zračenja konačne površine S_i ukupni izlazni fluks bio bi:

$$\Phi_i = \int_0^A E_i dS_i \quad (1.27)$$

Sve navedene veličine zračenja: Φ , I , E , L , M različite su za različite talasne dužine, pa uz svaku treba staviti indeks λ . Ovaj indeks označava da se te veličine odnose samo na zračenje uskog spektralnog područja od λ do $(\lambda + d\lambda)$.

Povezujući upadne i emisijske veličine može se snimanjem odrediti emisiona moć tela na svakoj frekvenciji i nacrtati grafik koji se naziva emisijski spektar tela. Ukoliko je to telo crno telo, onda se on naziva emisijski spektar crnog tela. Grafik iradijancije sunca je prikazan na slici 1. 7 [4]

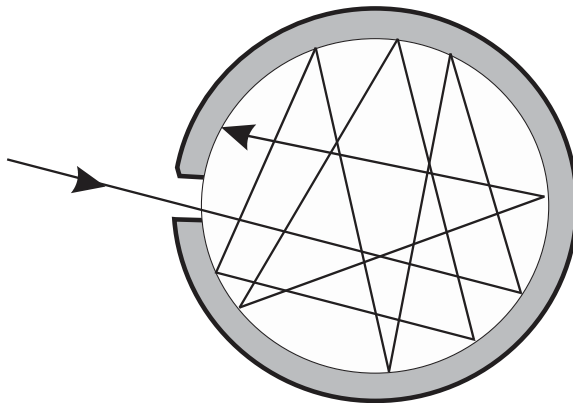


Slika 1. 7 – Grafik solarni radijacioni spektar (spektralna iradijancija sunca)

Legenda: Crna linija - teorijska linija apsolutno crnog tela (sunca), žuta spektar na vrhu atmosfere, crvena na površini zemljene atmosfere na nivou mora.

Idealno crno telo je telo koje apsorbuje elektromagnetske talase svih talasnih dužina koje padnu na njega. Apsolutno crno telo ima za sve talasne dužine koeficijent apsorpcije jednak jedinici, $a = 1$, prema (1.4) i predstavlja čisto idealiziranje fizičke stvarnosti, jer takvog tela u prirodi nema. Kao model apsolutnog crnog tela može poslužiti izvesna šupljina, koja ima mali otvor za ulazak zračenja, slika 1. 8. U njoj se zrak koji uđe kroz otvor, posle vrlo velikog broja odbijanja može smatrati potpuno apsorbovanim. Ukoliko je otvor na zidu manji, postoji i manja mogućnost da zrak pri svom praktično bezbrojnom prelamanju pogodi

izvesnom trenutku otvor. Ako se to i desi, zrak je toliko oslabljen da se može smatrati apsorbovanim. Crna tela građena su od materije koje mogu podneti visoke temperature od nekoliko hiljada kelvina, moraju biti dobro termički izolovana, a okolina malog otvora dobro termički zaštićena, tako da se može meriti samo zračenje emitovano iz otvora ovakvog izvora zračenja. Isti otvor ujedno predstavlja i izvor zračenja kada crno telo figuriše kao emitor.



Slika 1. 8 – Realizacija apsolutno crnog tela

Poluzračna tela: kvarc, staklo, optička keramika, plastične mase, gasovi i pare (uz isključivanje jednoatomnih i dvoatomnih gasova u tankom sloju), karakterišu se time da je u procesu emitovanja i apsorbovanja toplotnog zračenja angažovana cela zapremina tela, pa ovde zračenje ima zapreminsku prirodu.

Svako telo date temperature zrači (emituje) energiju. Isto tako, ono delimično apsorbuje, reflektuje ili propušta energiju koju dobija od drugih tela slika 1. 9 a [5], pri čemu je:

$$\frac{Q_a}{Q} + \frac{Q_r}{Q} + \frac{Q_d}{Q} = a + r + d = 1 \quad (1.28)$$

gde je: Q - ukupna energija koja je došla do tela (dozračena energija); Q_a - deo te energije koji je telo apsorbovalo; Q_r - deo upadne energije koji je telo odbilo (reflektovalo); Q_d - deo upadne energije koji je telo propustilo u vidu oslabljenog zraka; a - koeficijent apsorpcije; r - koeficijent refleksije; d - koeficijent prozračnosti.

Ako je $a = a_0 = 1$, ($r = 0$ i $d = 0$), telo ima osobinu da apsorbuje sve toplotne talase koji na njega padnu $Q = Q_a$. Takvo telo se zove apsolutno crno telo.

Ako je $r = r_0 = 1$, ($a = 0$ i $d = 0$), telo ima osobinu da odbije svu toplotnu energiju koja padne na njega $Q = Q_r$. Ovakvo telo zove se apsolutno belo telo.

Ako je $d = d_0 = 1$, ($a = 0$ i $r = 0$), onda telo propušta svu energiju toplotnih talasa koja je pala na njega $Q = Q_d$. Ovakvo telo je apsolutno termopropustljivo ili dijatermičko telo.

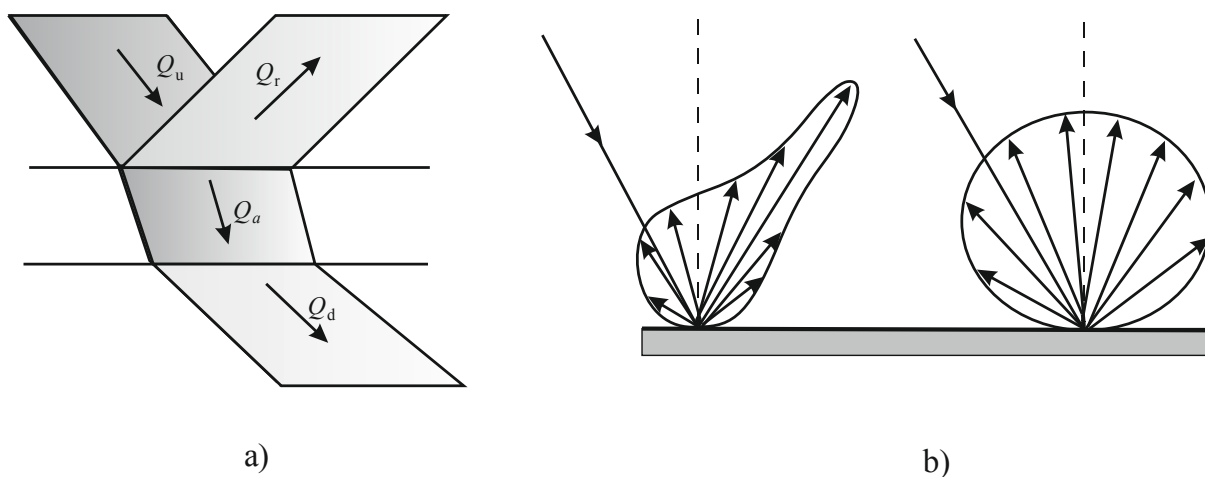
Veličine ovih koeficijenata zavise od prirode tela. U prirodi, tela imaju uvek $a < 1$ (a takođe r i d) i poznata su pod zajedničkim imenom siva tela. Siva tela apsorbiraju manje energije toplotnih zraka nego što na njih padnu ($Q_a < Q_u$).

Koeficijenti a , r i d nazivaju se integralnim koeficijentima jer izražavaju odnose pojedinih energija zračenja za ceo interval talasnih dužina.

Za slučaj zračenja na jednoj talasnoj dužini jednačina (1.22) imaće oblik:

$$a_\lambda + r_\lambda + d_\lambda = 1 \quad (1.29)$$

gde su a_λ , r_λ i d_λ tzv. monohromatski koeficijenti (apsorpcije, refleksije i dijeternije).



Slika 1. 9. a) Raspodela incidentne energije u jednom semitrparentnom telu;
b) Polarni dijagrami refleksije zračenja na delimično glatkoj i na savršeno reflektujućoj površini

Čvrsta i tečna tela su praktično neprozračna za toplotne talase, pa je za njih $d = 0$, odnosno: $a + r = 1$. Takvo telo koje bi bilo sposobno da potpuno upije svu dozračenu energiju $r = 0$, pa bi mu i koeficijent apsorpcije bio jednak jedinici ($a = 1$), što i predstavlja apsolutno crno telo.

1.5. ZAKONI ZRAČENJA APSOLUTNO CRNOG TELA

Zakoni zračenja apsolutno crnog tela nastali su iz eksperimenta koji su znatno kasnije i teorijski dokazani i objedinjeni. Proučavanje zračenja apsolutno crnog tela zakonima klasične fizike bilo je bezuspešno sve dotle dok klasična fizika nije ustupila mesto u razjašnjavanju ovih pojava kvantnoj fizici.

1.5.1. Kirhofov zakon

Prve zakone toplotnog zračenja postavio je Kirhof (*Kirchhoff*) na osnovu eksperimenta i dokazao da je ukupna izračena energija toplotnih talasa jednog zagrejanog tela Q jednaka proizvodu iz emisije moći E , površine tog tela S i vremena t :

$$Q = E S t . \quad (1.30)$$

Kirhof je proučavajući odnose apsorpcione i emisije moći tela došao do vrlo važnih zaključaka koji su objedinjeni u poznatom Kirhofovom zakonu koji glasi: odnos između emisijih moći ma kojih dveju površina na datoj temperaturi jednak je odnosu njihovih koeficijenata apsorpcije tj.,

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{a_1}{a_2} \quad \text{ili} \quad \frac{E_1}{a_1} = \frac{E_2}{a_2} . \quad (1.31)$$

Odnos emisije i apsorpcione moći nekog tela ne zavisi od njegove prirode. Telo koje bolje apsorbuje bolje i zrači toplotne zrake.

Može se reći da je zaključak Kirhafa odnosno zakona koji se po njemu naziva da telo najveće apsorpcije najviše emituje zračenje. Zbog toga će jednolično zagrejana šupljina kroz mali otvor emitovati više zračenja nego bilo koje telo zagrejano na istoj temperaturi.

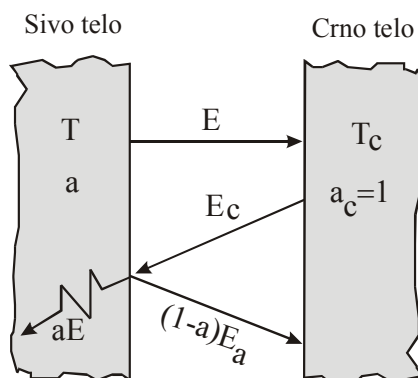
Ovaj zakon daje vezu između sposobnosti zračenja i apsorbovanja sivih tela i apsolutno crnih tela. Da bi se on izveo, razmatra se razmenjena energija zračenjem između dva tela, sivog i apsolutno crnog tela.

On se obično izvodi polazeći od dva tela sa ravnim površinama, postavljena jedno naspram drugog na dovoljno malom rastojanju, tako da zraci koji polaze sa jedne površine padaju skoro u potpunosti na drugu, slika 1. 10. Preostale površine ova dva tela su izolovane i ne razmenjuju toplotnu energiju sa okolinom. Temperatura, površinska gustina, integralnog zračenja (emisiona sposobnost- moć) i koeficijenti apsorpcije sivog tela su redom: T , E , i a , a apsolutno crnog tela: T_c , E_c i $a_c=1$.

Energija sopstvenog zračenja sivog tela, koje padne na površinu crnog tela, biva u potpunosti apsorbovana. Energija sopstvenog zračenja apsolutno crnog tela (emisiona sposobnost) E_c koja padne na površinu sivog tela biva u iznosu $a \cdot E_c$ apsorbovana, a ostatak $(1-a) \cdot E_c$ biva reflektovan prema crnom telu i tamo potpuno apsorbovan. Razmenjena energija integralnog zračenja između dva tela u jedinici vremena i po jedinici površine iznosi:

$$E_{raz} = E + (1-a) E_c - E_c = E - a E_c \quad (1.32)$$

Za slučaj termodinamičke ravnoteže, odnosno jednakosti temperatura sivog i crnog tela ($T=T_c$), rezultujuća razmenjena energija zračenja mora biti jednaka nuli zbog uspostavljanja dinamičke ravnoteže na tom temperaturnom nivou.



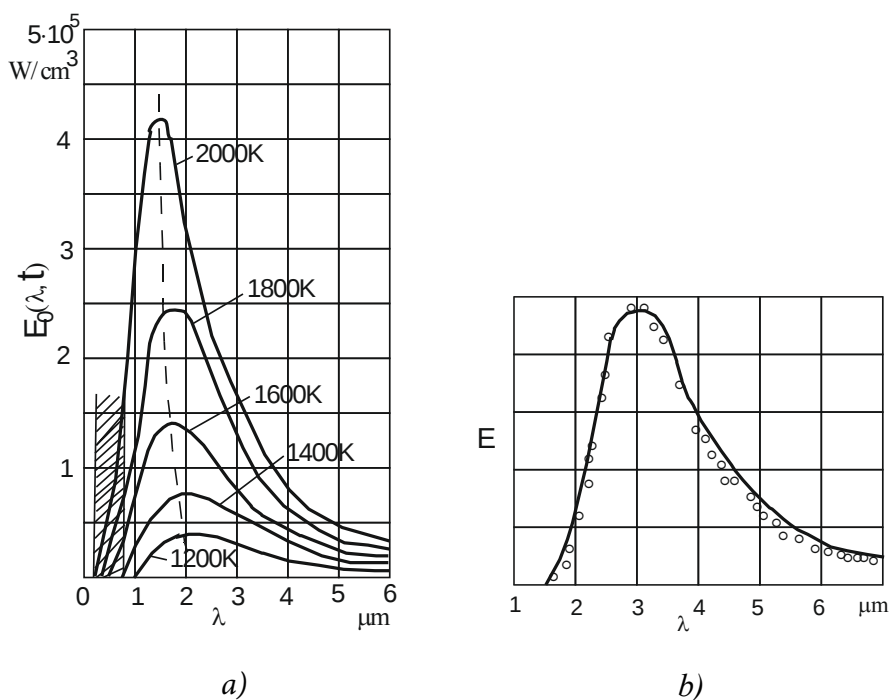
Slika 1. 10. Izvođenje Kirchhoffovog zakona

Zbog toga je:

$$E - aE = 0, \text{ odnosno } \frac{E}{a} = E_c = f(T) \quad (1.33)$$

Pošto su dosadašnja razmatranja važila za sivo telo može se napisati:

$$\frac{E_1}{a_1} = \frac{E_2}{a_2} = \frac{E_3}{a_3} = \dots E_c = f(T) \quad (1.34)$$



Slika 1. 11 - Spektralna emisiona funkcija zračenja: a) za zagrejano tela na više temeperatura, b) eksperimentalno snimljeni podaci sa aproksimacionom krivom

Kirhof je eksperimentalno dokazao da je emisiona moć jednog tela funkcija talasne dužine λ i apsolutne temperature T :

$$E = f(\lambda, T) . \quad (1.35)$$

Ova funkcionalna zavisnost data je na slici 1.11. i naziva se spektralna emisiona funkcija zračenja.

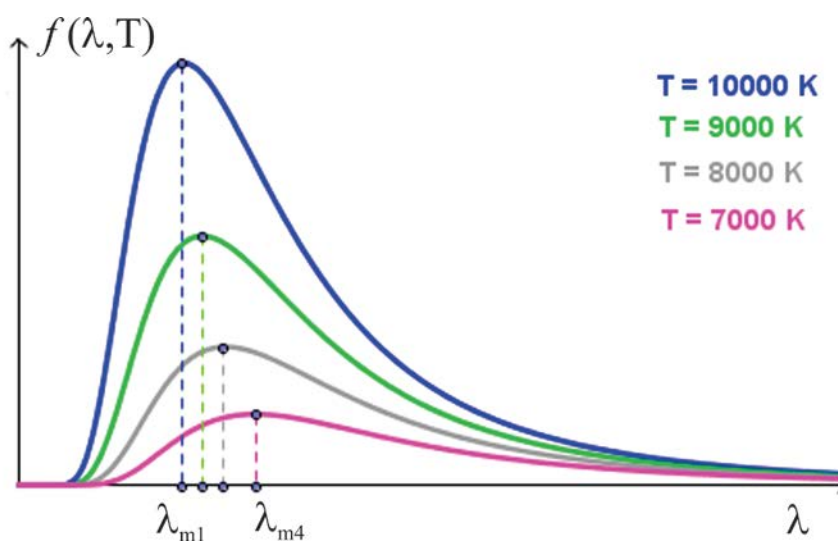
1.5.2. Štefan – Bolcmanov zakon

Energija koju zrače tela u celom intervalu talasnih dužina od $\lambda = 0$ do $\lambda = \infty$ pri $T = \text{const.}$, je integralno zračenje usmereno u svim pravcima polusfere prostora. Zavisnost njene gustine od vrednosti apsolutne temperature za apsolutno crno telo, definisana je upravo ovim zakonom.

Slovenački fizičar Jozef Štefan je dokazao da je energija koju izrača apsolutno crno telo u jedinici vremena sa jedinice površine (emisiona moć) proporcionalna četvrtom stepenu njegove apsolutne temperature T . Istu zakonitost teorijski je potvrdio njegov učenik Bolcman i postavio matematičku formulaciju tog zakona:

$$E_0 = \sigma_0 T_0^4 \quad (1.36)$$

Ova jednačina predstavlja Štefan–Bolcmanov (*Stefan–Boltzmann*) zakon koji glasi: da je emisiona moć apsolutno crnog tela proporcionalna četvrtom stepenu apsolutne temperature T tog tela.



Slika 1.12. – Spektralna karakteristika zračenja

Konstanta σ_0 - naziva se Štefan-Bolcmanova konstanta i njena eksperimentalno dobijena vrednost je:

$$\sigma_0 = 5,672 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4} . \quad (1.37)$$

Pretpostavlja se da je u potpuno praznoj šupljini zapremine V smešteno apsolutno crno telo. Toplotni zrak koji na neki način uđe u ovo šuplje telo izvrši bezbroj refleksija, tako da se može smatrati daje njegova energija u potpunosti apsorbirana, te da je prema tome šupljina ispunjena zračenjem apsolutno crnog tela. Na osnovu toga usvaja se da je model apsolutno crnog tela ispunjen zračenjem u obliku fotonskog gasa. U tim uslovima fotonski gas se nalazi u termodinamičkoj ravnoteži i ima istu temperaturu kao i zidovi crnog tela te se nad njim mogu primeniti zakoni klasične fenomenološke termodinamike. Fotonski gas u mirovanju nema masu, pa se sve estenzivne veličine skaliraju u odnosu na jedinicu zapremine. Ako se šupljem telu (modelu crnog tela) datog energetskog stanja, dovodi spolja toplota, ono će se širiti, pa se na osnovu prvog principa termodinamike može napisati:

$$\delta Q = d(uV) + p dV \quad (1.38)$$

pri čemu je u [J/m^3]- gustina zračenja po jedinici zapremine šupljine.

Energija toplotnog zračenja jednoznačno je određena temperaturom, isto kao i unutrašnja energija idealnog gasa, dok se p u jednačini (1.38) može smatrati kao "pritisak zračenja", odnosno pritisak fotonskog gasa. Na osnovu Maksvelove teorije, pritisak elektromagnetnih talasa iznosi:

$$p = u / 3 \quad (1.39)$$

Nakon zamene jednačine (1.30) u (1.29) dobija se:

$$\delta Q = V du + \frac{4}{3} u dV \quad (1.40)$$

Pošto je $u = f(T)$ odnosno $du = \frac{\partial u}{\partial T} dT$, to je:

$$\delta Q = V \frac{\partial u}{\partial T} dT + \frac{4}{3} u dV \quad (1.41)$$

Na osnovu drugog principa termodinamike je :

$$dS = \frac{\delta Q}{T} = \frac{V}{T} \frac{\partial u}{\partial T} dT + \frac{4}{3} \frac{u}{T} dV \quad (1.42)$$

a sa druge strane, kako je $S = f(T, V)$, biće:

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T dV \quad (1.43)$$

Upoređivanjem jednačina (1.33) i (1.34) dobija se :

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V = \frac{V}{T} \frac{\partial u}{\partial T} \quad i \quad \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T = \frac{4}{3} \frac{u}{T} \quad (1.44)$$

odakle su drugi parcijalni izvodi:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial T \partial V} = \frac{V}{T} \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} \quad i \quad \frac{\partial^2 S}{\partial T \partial V} = \frac{4}{3} \frac{1}{T} \frac{\partial u}{\partial T} - \frac{4}{3} \frac{u}{T^2} \quad (1.45)$$

Kako su mešoviti izvodi međusobno jednaki, sledi da je:

$$\frac{1}{T} \frac{\partial u}{\partial T} = \frac{4}{3} \frac{1}{T} \frac{\partial u}{\partial T} - \frac{4}{3} \frac{u}{T^2} \quad (1.46)$$

odnosno:

$$\frac{\partial u}{\partial T} = 4 \frac{u}{T}, \text{ ili } \frac{du}{u} = 4 \frac{dT}{T} \quad (1.47)$$

odakle se nakon integracije dobija:

$$u = aT^4 \quad (1.48)$$

Relacija (1.38) pokazuje daje gustina energije zračenja apsolutno crnog tela proporcionalna četvrtom stepenu apsolutne temperature, što predstavlja izraz Stefan-Bolcmanovog zakona. Konstanta a se ne može sračunati na osnovu fenomenološkog pristupa, već se ona određuje uz pomoć kvantne teorije.

Zakon Stefan-Boltzmann-a može se izvesti i direktno iz Planckovog zakona integracijom spektralne gustine zračenja po celom intervalu talasnih dužina ($0 \leq \lambda \leq \infty$):

I za tela koja nisu apsolutno crna, za takozvana siva tela, važi za emisiju moć zakon proporcionalnosti četvrtom stepenu apsolutne temperature, ali sa novom konstantom:

$$E = e \sigma_0 T^4 = \sigma T^4 \quad (1.49)$$

U ovoj jednačini e je - emisivnost površine sivog tela i predstavlja odnos emisije moći sivog tela i emisije moći apsolutno crnog tela. $E / E_0 = e$. Pošto je prema Kirhofovom zakona $E_0 / E = 1 / a$, emisivnost $e = a$ - koeficijentu apsorpcije.

Proizvod $\epsilon \sigma_0 = \sigma$ je konstanta zračenja sivog tela. Ona karakteriše intenzivnost sopstvenog zračenja tela. Konstanta zračenja brojno je jednaka količini integralnog polusfernog sopstvenog zračenja, svedenoj po jedinici površine, jedinici vremena i za temperaturu tela jednaku 1 K. Integralni stepen crnoće tela u stvarnosti zavisi osim od prirode sastava površine, takođe i od njene temperature. U tabeli 1.1, [5], date su vrednosti emisionog odnosa (stepena crnoće) različitih tela u slučaju kada su toplotno zraci upravni na površinu (ϵ_n).

Tabela 1.1. - *Stepen crnoće raznih tela (ϵ_n - stepen crnoće kada je zračenje u pravcu normale; za ukupno zračenje može se uzeti: za sjajne površine metala $\epsilon=1,2\epsilon_n$, za druga tela glatke površine $\epsilon=0,95\epsilon_n$, za hrapave površine $\epsilon=0,98\epsilon_n$)*

Materijal	Stanje površine	Temperatura [°C]	ϵ_n	Materijal	Stanje površine	Temperatura [°C]	ϵ_n
Metali:				Srebro	polirana	230	0,02
Aluminijum	sirova	25	0,070		polirana	630	0,032
	polirana	23	0,052	Bizmut	sjajna	80	0,34
	izvaljana	170	0,039	Čink	poc.gv.lim	28	0,23
Olovo	polirana	130	0,056		polirana	230	0,045
	polirana	230	0,074		zagasita	50-280	0,21
	oksidirana	28	0,280	Kalaj	kal.gv.lim	24	0,056-0,086
Hrom	polirana	150	0,058	Ostali mater.	.		
Gvožđe	sjajno uglaš.	150	0,128	Krov.lepenka		20	0,93
	sjajno izbr.	20	0,24	Led	glatka,voda	0	0,96
	crveno zard.	20	0,61		sir.led. kora	0	0,98
	izvaljana	20	0,77	Sedra		20	0,90
	livena	100	0,80	Staklo	glatka	20	0,94
	jako zard.	20	0,85	Tvrda guma			0,95
Zlato	polirana	20	0,02-0,03	Drvo	glatka	20	0,8-0,9
Bakar	polirana	20	0,03	Krečni malt.	hrapava	20	0,93
	slabo zagasita	30	0,037	Ugalj	brušena	620	0,79
	grebana	20	0,07	Korund. prah	hrapava	80	0,86
	oksidirana	130	0,76	Papir		20	0,9-0,9
	crno oksidir.	20	0,78	Porcelan	emajlirana	20	0,92
Manganin	izvalj. glatko	120	0,048	Šam. kamen	emajlirana	1000	0,75
Mesing	polirana	20	0,05	Silik. kamen	hrapava	1220	0,80
	zagasita		0,222	Glina	pečena	70	0,66
Nikl	polirana	230	0,070	Malter		20	
	pon.gv.lim p.	20	0,054-0,060	Premazi			
	pon.gv.lim z.	20	0,109-0,113	Alu. bronza		100	0,2-0,4
Platina	sjajno polir.	230	0,054	Emajl		20	0,85-0,95
	sjajno polir.	630	0,105	Min. premaz		100	0,93

1.5.3. Vinov zakon

Za funkciju emisije moći zračenja karakteristične su talasne dužine $\lambda_{m1}, \lambda_{m2} \dots \lambda_{mn}$ na kojima je zračenje maksimalno. Ako se uporede krive koje se odnose na razne temperature, zapazićemo da se sa povećanjem temperature maksimumi zračenja pomeraju na stranu kratkih talasnih dužina na slici 1.12. Ako maksimalnim vrednostima emisije moći odgovara talasna dužina λ_m , onda prema Vinovom (Wein) zakonu važi relacija:

$$T \lambda_m = b, \quad (1.50)$$

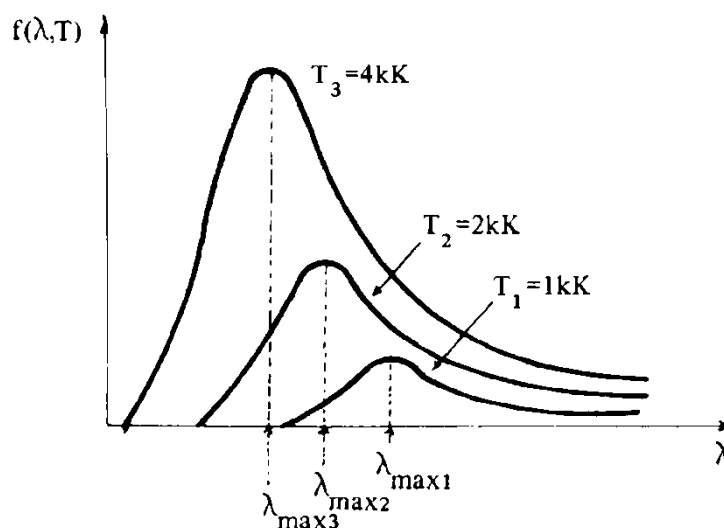
gde je $b = 0,228 \cdot 10^{-2} \text{ [m} \cdot \text{K]}$ Vinova konstanta.

Vinov zakon može da se formuliše i ovako: talasna dužina koja odgovara maksimalnoj emitovanoj energiji čija je funkcija $f(\lambda, T)$, obrnuto je proporcionalna odgovarajućoj apsolutnoj temperaturi ($\lambda_m = b/T$).

Maksimalna vrednost emisije moći na talasnoj dužini λ_m direktno je proporcionalna petom stepenu apsolutne temperature,

$$E_m = C' T^5, \quad (1.51)$$

pri čemu je $C' = 1,3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{W}}{\text{m}^3 \text{K}^5}$



Slika 1.13 – Spektralna karakteristika zračenja i maksimumi funkcije zračenja na različitim temperaturama

1.5.4. Plankov zakon zračenja

Pojam kvanta svetlosti. Pokušaji da se teoretski odredi funkcija emisije moći zračenja apsolutno crnog tela $f(\lambda, T)$ metodama klasične fizike i pomoću Maksvelove teorije, nisu dali zadovoljavajuće rezultate. Svi ovi naponi doveli su do pojma kvanta, svetlosti i otvorili su novo poglavlje fizike, poglavlje kvantne fizike. Najveći doprinos kvantnoj fizici dao je genijalni nemački fizičar Maks Plank (*Max Planck*), time što je teoretski odredio oblik funkcije $f(\lambda, T)$ koja se u potpunosti slaže sa eksperimentima. Plank je ovo postigao uvodeći pretpostavku, stranu klasičnoj fizici, da se elektromagnetno zračenje svetlosnih talasa emituje u obliku odvojenih količina energije, u porcijama (ili u kvantima). Kvanti elektromagnetnih talasa, u ovom slučaju svetlosni kvanti, kreću se u prostoru sličnom kretanju čestica (korpuskula). Svetlosni kvanti nazivaju se još fotoni. Osnovna karakteristika jednog kvanta je količina energije koja je u njemu koncentrisana. Kreće se brzinom svetlosti c i prema zakonu relativiteta ima svoju masu.

Prema Plankovoj pretpostavci energija jednog kvanta je:

$$\varepsilon = h \nu, \quad (1.52)$$

pri čemu je ν je frekvencija kvanta elektromagnetnog talasa, a $h = 6,62 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ je Plankova konstanta.

Ako se elektromagnetni talasi emituju u vidu n elementarnih kvanata iste frekvencije, onda je ukupna emitovana energija:

$$W = n \varepsilon = n h \nu. \quad (1.53)$$

Ako sa N označimo broj kvanta koji u jedinici vremena prođu kroz jedinicu površine, onda možemo da definišemo pojam intenziteta protoka kvanta, ili protoka fotona:

$$I = N h \nu. \quad (1.54)$$

Prema teoriji relativiteta, masa jednog kvanta može da se izračuna pomoću jednačine:

$$m = \frac{e}{c^2}. \quad (1.55)$$

Pošto se kvant kreće brzinom svetlosti c , onda je količina kretanja jednog kvanta:

$$p = m c = \frac{h \nu}{c}. \quad (1.56)$$

Plank je pretpostavljajući da svetlost može da se apsorbuje i emituje samo u kvantima, čija je energija $h \nu$, i koristeći zakone statističke termodinamike, odredio funkciju emisione moći zračenja apsolutno crnog tela koja glasi:

$$f(\lambda, T) = 2 \pi h c^2 \frac{\lambda^{-5}}{\frac{h c}{e^{\lambda k T} - 1}}, \quad (1.57)$$

gde je $e = 2,718$ osnova prirodnog logaritma, h - Plankova konstanta, c - brzina svetlosti u vakumu i k - Bolcmanova konstanta.

Funkcija $f(\lambda, T)$ naziva se Plankova formula koja u potpunosti određuje matematički, eksperimentalno nađene vrednosti rasporeda karakteristika zračenja apsolutno crnog tela.

Iz Plankove formule može da se dokaže Štefan-Bolcmanov i Vinov zakon. Ako funkciju $f(\lambda, T)$ integralimo od $\lambda = 0$ do ∞ , dobićemo određeni integral:

$$E = \int_0^{\infty} f(\lambda, T) d\lambda. \quad (1.58)$$

Ako umesto λ uvedemo novu promenljivu,

$$x = \frac{h c}{\lambda k T}, \quad (1.59)$$

dobićemo izraz:

$$E = \frac{2 \pi h c^2}{\left(\frac{h c}{k}\right)^4} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx. \quad (1.60)$$

Određeni integral daje broj,

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} = 6,498. \quad (1.61)$$

Izraz ispred integrala $\frac{2 \pi h c^2}{\left(\frac{h c}{k}\right)^4}$ određuju konstante:

h , c , k i njihovom zamenom, dobija se:

$$E = 5,7 \cdot 10^{-8} \cdot T^4, \quad (1.62)$$

odnosno,

$$E = E_0 = \sigma_0 T^4, \quad (1.63)$$

koji predstavlja Štefan-Bolcmanov zakon za emisionu moć apsolutno crnog tela, jer je konstanta u ovoj jednačini približno jednaka konstanti σ_0 iz jednačine (1.36).

Za dokazivanje Vinovog zakona treba odrediti mesto gde se nalaze maksimumi emisije moći zračenja, koristeći univerzalnu funkciju $f(\lambda, T)$.

Mesto gde se nalaze maksimalne vrednosti emisije moći dobićemo iz uslova:

$$\frac{\partial f(\lambda, T)}{\partial \lambda} = 0, \quad (1.64)$$

koji glasi,

$$-5 \lambda_m^{-6} \left(e^{\frac{hT}{\lambda_m k T}} - 1 \right) + \lambda_m^{-5} e^{\frac{hc}{\lambda_m k T}} \cdot \frac{h c}{k T \lambda_m^2} = 0. \quad (1.65)$$

Uvodeći u ovu jednačinu umesto λ_m , veličinu x_m iz jednačine (1.59), dobićemo posle skraćivanja sa $-\lambda_m^{-6}$:

$$5 \cdot (e^{x_m} - 1) - x_m e^{x_m} = 0. \quad (1.66)$$

Rešavajući ovu jednačinu dobijamo da je $x_m = 4,965$, a iz jednačine,

$$x_m = \frac{h c}{k T \lambda_m} = 4,965, \quad (1.67)$$

odredićemo maksimalne vrednosti talasne dužine na kojoj se nalaze maksimumi energije zračenja apsolutno crnog tela, to jest,

$$\lambda_m = \frac{h c}{4,965 k T} = 0,284 \cdot 10^{-2} \frac{1}{T} = \frac{b}{T}. \quad (1.68)$$

Plankova formula ne daje samo pravilnu zavisnost od temperature već i brojčanu vrednost Vinove konstante.

Ako je poznata vrednost λ_m , talasna dužina na kojoj je emisiona moć maksimalna, možemo da odredimo emisionu moć zračenja na toj talasnoj dužini u zavisnosti od apsolutne temperature. Zamenom λ_m u jednačini (1.57) dobijamo:

$$f(\lambda, T)_m = \frac{2 \pi h c^2}{\left(\frac{0,284}{T}\right)^5} \cdot \frac{1}{e^{4,965} - 1} = \frac{2 \pi h c^2 T^5}{0,284 \cdot (e^{4,965} - 1)}, \quad (1.69)$$

odnosno,

$$f(\lambda, T)_m = 1,36 \cdot 10^{-5} T^5 = C' T^5. \quad (1.70)$$

Kao što vidimo, konstanta C' iz ove jednačine približno je jednaka konstanti C' u jednačini (1.51), a emisiona moć na talasnoj dužini λ_m , teorijski dokazano, proporcionalana je petom stepenu apsolutne temperature.

Pošto je sposobnost apsorpcije realnih tela manja od jedinice, njihovo zračenje pri datoj temperaturi biće manjeg intenziteta, od zračenja apsolutno crnog tela. Za bilo koju talasnu dužinu sposobnost zračenja realnog tela ne može da bude veća od sposobnosti zračenja apsolutno crnog tela pri istoj temperaturi sivih tela.

1.6. POŽAR KAO IZVOR TOPLOTNOG ZRAČENJA

1.6.1. Zračenje gasova i para

Za razliku od čvrstih i tečnih tela, gasovi su, u većoj ili manjoj meri, prozračni za toplotne talase. Jednoatomni i dvoatomni gasovi mogu se smatrati skoro potpuno prozračnim. Međutim, troatomni i višeatomni gasovi (npr. CO_2 i H_2O) samo su delimično prozračni; oni imaju izvesnu sposobnost apsorpcije (pa i zračenja) toplotnih zraka. Ovo je od velikog značaja za ložišta parnih kotlova, u kojima CO_2 i H_2O kao produkti potpunog sagorevanja ugljenika i vodonika, na relativno visokoj temperaturi zrače znatnu energiju, tabela 1.2.

Kad toplotni zrak naiđe na sloj gasa koji ima izvesnu sposobnost da apsorbuje zrake (talasne dužine), tada će on izići iz sloja sa oslabljenim intenzitetom. U tom slučaju će koeficijent apsorpcije gasnog sloja iznositi:

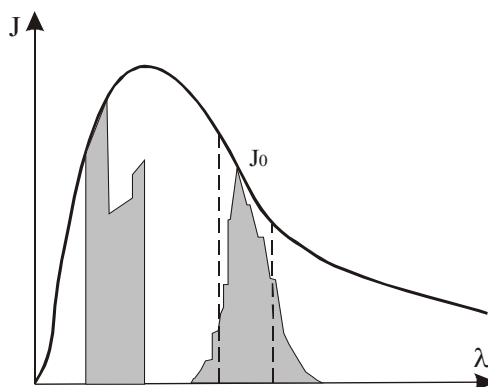
$$a_\lambda = (I_{\lambda 1} - I_{\lambda 2}) / I_{\lambda 1} \quad (1.71)$$

gde je: $I_{\lambda 1}$ - intenzitet zraka na ulazu u gasni sloj, $I_{\lambda 2}$ - intenzitet istog zraka na izlazu iz gasnog sloja.

Gasovi međutim emituju i apsorbuju toplotne zrake samo u određenom intervalu talasnih dužina, dok su za zrake drugih talasnih dužina prozračni i njihova energija jednaka je u tom slučaju nuli. Takvo zračenje gasova nazvano je selektivnim, slika 1.14, [5, 6]

Tabela 1.2. - Spektralni opsezi zračenja

CO ₂		H ₂ O	
$\lambda, [\mu\text{m}]$	$\Delta\lambda$	$\lambda, [\mu\text{m}]$	$\Delta\lambda$
2,65-2,80	0,15	2,30-3,40	1,10
4,15-4,45	0,30	4,40-8,50	4,10
13,00-17,00	4,00	12,00-30,00	18,00



Slika 1.14 - Selektivno zračenje gasova

Činjenica da su čvrsta tela praktično neprozračna za toplotne zrake odražava se na primer u tome da tela zrače samo iz površinskog sloja, odnosno da apsorbiraju dozračenu energiju u svom površinskom sloju (u dubinu od svega nekoliko mikrona), dok se zračenje i apsorpcija gasa dešavaju po celoj njegovoj zapremini. Koeficijent apsorpcije gasnih slojeva, pa i njihov stepen crnoće, zavisi od broja molekula na koje zrak naiđe pri svom prolazu kroz gas, a i od temperature gasa. Ovaj broj molekula zavisi opet od dužine puta (l) zraka, kao i od parcijalnog pritiska (p) gasa. Odavde sledi da koeficijent apsorpcije nekog gasnog sloja zavisi u suštini od njegove temperature (T_g) i umnoška njegovog parcijalnog pritiska sa dužinom puta koji pređe zrak u gasnom sloju, pa je za ravnotežno zračenje na osnovu Kirhofovog zakona:

$$a_\lambda = \varepsilon_\lambda = f(T_g, p \cdot l) \quad (1.72)$$

Za svaki interval talasnih dužina $\Delta\lambda$, u kom neki gas zrači energiju, moguće je tu energiju izraziti sa:

$$E_{\Delta\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_\lambda d\lambda \quad (1.73)$$

Odavde sledi da je ukupna energija zračenja gasa za sve intervale talasnih dužina:

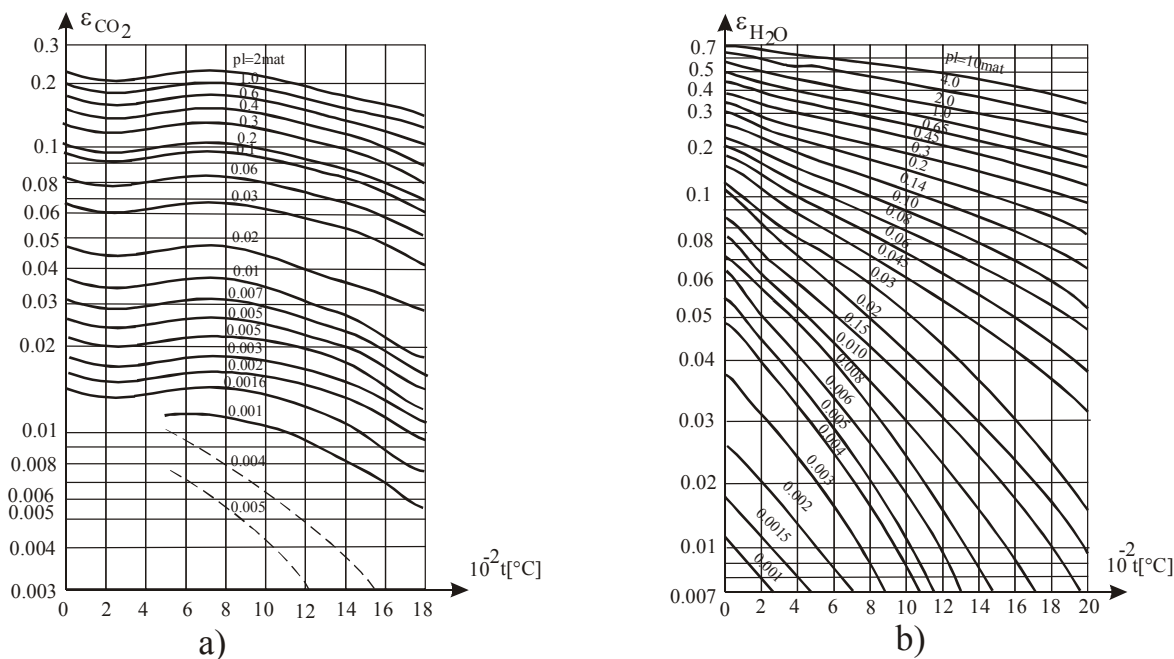
$$E_g = \sum E_{\Delta\lambda} \quad (1.74)$$

Pored toga, eksperimentalnim putem su za neke gasove dobijene različite zavisnosti za energiju zračenja. Tako je utvrđeno da je energija zračenja ugljen-dioksida proporcionalna $T^{3.5}$, dok je ista vodene pare proporcionalna trećem stepenu apsolutne temperature T . Međutim, korišćenje ovih zavisnosti za rešavanje praktičnih zadataka nije zbog svoje složenosti doživelo neku znatniju primenu. Zato se i za gasove koristi Stefan-Boltzmannov zakon:

$$E_g = \varepsilon_g C_c (T_g / 100)^4 \quad (1.75)$$

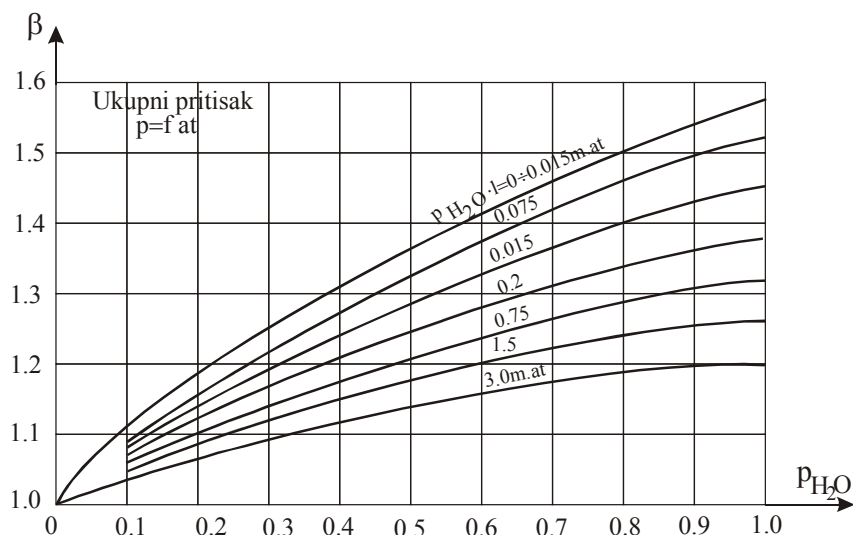
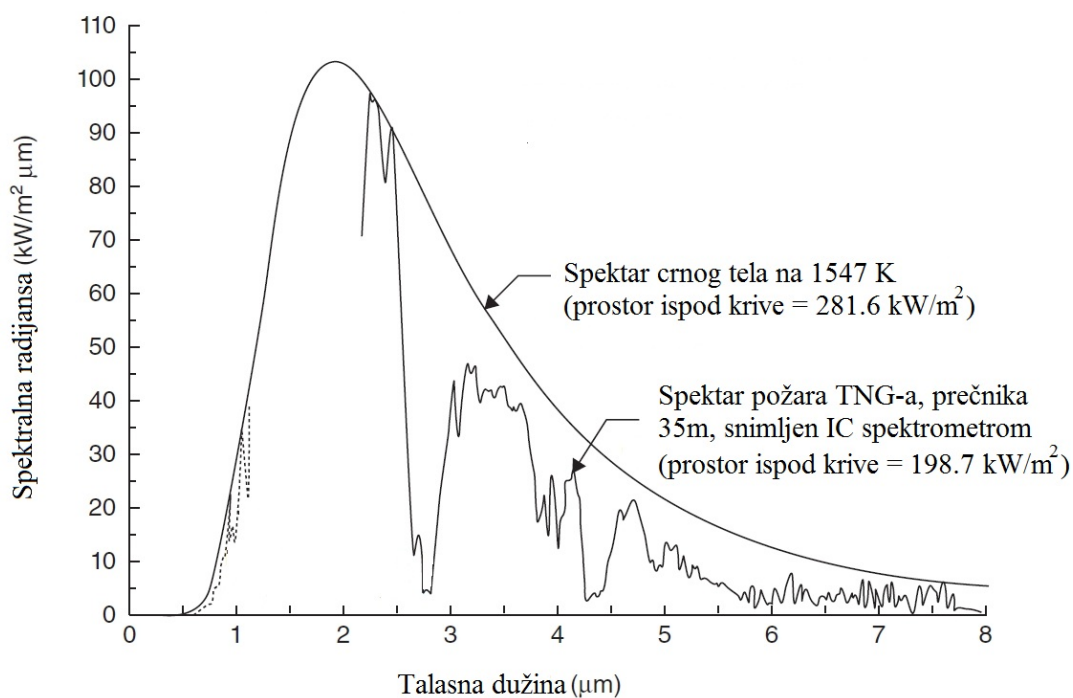
gde je : $\varepsilon_g = f(t_g, p \cdot l)$ - stepen crnoće gasa.

Stepen crnoće iz gornje relacije se obično daje u obliku nomograma u zavisnosti od temperature i proizvoda parcijalnog pritiska i debljine sloja kao parametra.



Slika 1.15 - Stepen crnoće: a) ugljen-dioksida; b) vodene pare

Na slici 1.15, [5] dati su nomogrami za određivanje ε_{CO_2} i ε_{H_2O} , ali je pri korišćenju podataka sa tih dijagrama potrebno uzeti u obzir kod vodene pare jači uticaj parcijalnog pritiska od uticaja dužine puta zraka, pa je odgovarajuće vrednosti za ε_{H_2O} , potrebno množiti sa popravnim koeficijentom β , slika 1.16, [5]. Isto tako, kada CO_2 i H_2O obrazuju gasnu smešu, stepen crnoće te smeše biće nešto manji od zbira njihovih pojedinačnih stepena crnoće, tj. $\varepsilon_g = \varepsilon_{CO_2} + \beta \varepsilon_{H_2O} - \Delta \beta_g$. Ovo se objašnjava time što se intervali talasnih dužina zračenja i apsorpcije delimično preklapaju, tako da jedan deo energije koju zrači CO_2 apsorbuje H_2O , i obrnuto.

Slika 1.16 - Popravni koeficijent β za parcijalni pritisak vodene pare

Slika 1.17 - Poređenje izmerenog emisionog spektra, na 20 m od ivice požara TNG-a, prečnika 35 m, sa emisionim spektrom zračenja crnog tela

Slika 1.17, [22] pokazuje da je zračenje realnog požara vrlo slično zračenju crnog tela. Takođe se vidi i da je površina ispod izmerene krive zračenja požara 198.7 kW/m^2 , a unutar krive zračenja crnog tela 281.6 kW/m^2 . Odavde sledi da je na rastojanju od 20 m od ivice požara dospelo 70.6 % zračenja crnog tela. Razlog ovome je apsorpcija toplotnog zračenja od opsega vodene pare i ugljen-dioksida.

2.

MAKSVELOVA TEORIJA PROSTIRANJA ELEKTROMAGNETNIH TALASA

Na prvi pogled Maksvelove jednačine su samo nešto malo opštije od glavnih zakona elektriciteta i magnetizma. Ono što se ne vidi ovde je simetrija jednačina kada se one zapišu u odgovarajućoj matematičkoj formi. Maksvelova kompletna i simetrična teorija pokazuje da električna i magnetna sila predstavljaju različite manifestacije jedne iste stvari - elektromagnetne sile. Ova klasična unifikacija sila je jedan od motiva za savremene pokušaje ujedinjavanja četiri osnovnih sila u prirodi. Naročite važnosti je njegova hipoteza da promenljivo električno polje kreira magnetno polje. To je potpuno analogno (i simetrično) Faradejevom zakonu elektromagnetne indukcije. S obzirom na to da promenljivo električno polje stvara relativno slabo magnetno polje, u vreme kada je Maksvel izneo ovu hipotezu, nije ga bilo lako detektovati. Maksvel je međutim izneo pretpostavku da naelektrisanja koja osciluju u kolima sa naizmeničnom strujom kreiraju promenljiva polja. On je predvideo da se ta polja zatim od izvora šire kroz prostor stvarajući talase slično talasima koje se na jezeru stvaraju bacanjem kamena u njega. Hipotetički talasi se sastoje od oscilujućih električnih i magnetnih polja i prema tome predstavljaju elektromagnetni (EM) talas. EM talasi bi morali da budu sposobni da deluju na naelektrisanja udaljena od izvora talasa, pa na taj način mogu da budu detektovani. Kombinujući svoje jednačine, izračunao je da brzina tih talasa u vakuumu mora da iznosi $1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$. Kada je ubacio vrednosti ovih dveju konstanti u gornji izraz, za brzinu je dobio $c = 3 \times 10^8$ m/s, što je predstavljalo, od ranije poznatu, vrednost brzine svetlosti u vakuumu. Na osnovu toga je Maksvel zaključio da je svetlost takodje EM talas koji ima takvu talasnu dužinu da je ljudsko oko osetljivo na njega. EM talasi mogu da postoje i na drugim talasnim dužinama ali oni nisu vidljivi za naše oči. Na osnovu svega ovog je bilo jasno da ukoliko bi Maksvelova predviđanja bila verifikovana to bi predstavljalo najveći trijumf u fizici nakon Njutna. Eksperimentalna potvrda je usledila nekoliko godina posle njegove smrti.

2.1. OSNOVNE VELIČINE ELEKTRIČNOG I MAGNETNOG POLJA

Za poznavanje električnog i magnetnog polja potrebno je poznavati veličine koje su pridružene električnom i magnetnom polju. Za električno polje to su sledeći vektori:

- jačina električnog polja $\vec{E}$
- električna indukcija $\vec{D}$ i
- polarizacija $\vec{P}$.

Ove tri vektorske veličine se međusobno vezane jednačinom

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.1)$$

pri čemu je ϵ_0 dieletrična konstanta vakuma i ima brojnu vrednost $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}^2}{\text{N} \cdot \text{m}^2}$.

Vektor jačine električnog polja je karakteristika polja i određen je količnikom sile $\vec{F}_p$ koja se javlja na probno naelektrisanje q_p , pri čemu se smatra da se sve dešava u vakumu, tj.

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_e}{q_p} \quad (2.2)$$

U slučaju materijalne sredine, njen uticaj se definiše uvođenjem konstante sredine koja naziva dielektrična konstanta sredine ϵ_r .

Veličina koja pokazuje koliko je elektrostatička sila, F_{es} , manja u nekoj sredini nego u vakuumu, F_e , naziva se relativna dielektrična konstanta.

$$\epsilon_r = \frac{F_e}{F_{es}} \quad (2.3)$$

F_e - elektrostatička sila u vakuumu,

F_{es} - elektrostatička sila u posmatranoj sredini.

Polarizacija je proces razdvajanja centara pozitivnih i negativnih naelektrisanja u materijalnoj sredini. Ovo je ustvari dejstvo električnog polja na materiju, odnosno dejstvo električnog polja na naelektrisanje u materiji. Atome i molekule obično predstavljamo kao sisteme naelektrisanja (pozitivnih-protona i negativnih-elektrona) koji su međusobno vezani dejstvom električne sile. Kada ovakav jedan sistem bude unešen u strano (spoljašnje) električno polje dolazi do pojave sile na svako od tih naelektrisanja. Kao rezultat tih električnih sila dolazi do pomeranja vezanih naelektrisanja i stvaranja dipola. Ovaj proces pomeranja vezanih naelektrisanja se zove proces polarizacije, a veličina koja ga karakteriše je vektor polarizacije $\vec{P}$. Ako se ovaj proces zavisi od karakteristika materije (materijala) u kome se odigrava i same jačine električnog polja koja ga izaziva i uopšteno se može napisati $\vec{P} = \alpha \vec{E}$, gde je α koeficijent polarizacije materijala. Ako se ovo zameni u (1) dobija se

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi \vec{E} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} \quad (2.4)$$

χ - električna susceptibilnost materijala, nova konstanta koja je dobijena kao $\alpha = \epsilon_0 \cdot \chi$, pa i $(1 + \chi)$ ima prirodu konstante i naziva se relativna dielektrična konstanta, što je već poznato, pa prethodna jednačina može da se napiše

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} = \epsilon \vec{E} \quad (2.5)$$

pri čemu je $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$, dielektrična konstanta materijala.

Osnovne veličine magnetnog polja su:

- jačina magnetnog polja $\vec{H}$
- električna indukcija $\vec{B}$ i
- magnetizacija $\vec{M}$.

Ove tri vektorske veličine se međusobno vezane jednačinom

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.6)$$

Magnetno polje deluje silom na naelektrisanе čestice koje se kreću brzinom v , što je iskazano kroz Lorencov zakon, (*Hendrik Lorentz*), $\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$. Ovde je primer vektorskog množenja dva vektora, vektora brzine $\vec{v}$ i vektora magnetne indukcije $\vec{B}$. Dejstvo magnetnog polja na materijalnu sredinu je određeno karakteristikama sredine koje se iskazuju kroz magnetnu propustljivost ili magnetnu permeabilnost μ . Ovo je konstantna sredine i materijalne sredine se u odnosu na vrednosti magnetne permeabilnosti dele na: paramagnetike, dijamagnetike i feromagnetike.

Sve veličine električnog i magnetnog polja su u principu vremenski promenljive, posmatrajući njihovu vrednost (intenzitet) u određenoj tački prostora. Ovo su vektorske veličine i kao svaki vektor imaju svoj pravac, smer i intenzitet.

2.2. TEORIJA PROSTIRANJA ELEKTROMAGNETNIH TALASA

Prostiranje elektromagnetnog talasa u toplotnom opsegu je definisano kao i prostiranje elektromagnetnih talasa bilo koje frekvencije potpunim skupom Maksimalovih jednačina u integralnom obliku. Takav je i elektromagnetni talas koji sa Sunca se prostire kroz bezvazdušni prostor (vakuum) i dolazeći do Zemlje donosi preko potrebnu energiju.

Elektromagnetno polje se može spoznati merljivim fizičkim veličinama i to vektorima jačine električnog polja $\vec{E}$, magnetne indukcije, $\vec{B}$ i silom, $\vec{F}$, (Lorencova sila) kojom deluje

na probno (test) naelektrisanje, dq , koje se može kretati brzinom $\vec{v}$,

$$d\vec{F}(\vec{r}, t) = dq(\vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{v}(\vec{r}, t) \times \vec{B}(\vec{r}, t)) \quad (2.7)$$

gde je $\vec{r}$ vektor položaja tačke u polju, a t vreme. Ova sila je jedini način da se utvrdi postojanje elektromagnetnog polja u nekom delu prostora [7]. Naelektrisanja u mirovanju i/ili kretanju su prema (2.7), izvori polja. Makroskopski, izvore opisujemo zapreminskom gustinom naelektrisanja, $\rho(\vec{r}, t)$ i vektorom gustine struje, $\vec{J}(\vec{r}, t)$ koji su povezani zakonom o održanju količine naelektrisanja, zapravo jednačinom kontinuiteta,

$$\nabla \cdot \vec{J}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \rho(\vec{r}, t) \quad (2.8)$$

Osnovni vektori elektromagnetnog polja ($\vec{E}, \vec{B}$) povezani su u vremenu i prostoru. Jedna od tih veza je *Faradayev* zakon elektromagnetne indukcije.

Maksvelu dugujemo matematički zapis zakona o elektromagnetnoj indukciji i, kako je zapisao: “Faradej je svojim duhovnim okom video kako linije sile prelaze ceo prostor, (dok su matematičari videli privlačne centre sila delovanja na daljinu. Kada sam Faradejeve ideje, kako sam ih razumeo, preveo na matematički jezik, našao sam da oba metoda uopšte dovode do istih rezultata, ali su poneki od metoda mogli bolje da se izraze Faradejevim načinom”.

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (2.9)$$

Amper (*André-Marie Ampère*) dolazi do izvanredno jednostavne formule kojom daje najopštiji kvantitativni odnos između magnetnih polja u vakumu i stacioniranih električnih struja koje ta polja prouzrokuju. Ta formula je poznata kao Amperov zakon o cirkulaciji vektora magnetnog polja i u diferencijalnom obliku glasi,

$$\nabla \times \vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{J}(\vec{r}, t), \quad (2.10)$$

gde je konstanta proporcionalnosti μ_0 magnetska permeabilnost vakuma.

U vezi sa fenomenima magnetnog polja u materijalnim sredinama Amper je postavio teoriju mikrostruja koje danas zovemo Amperovim strujama. Pošto se magnetna polja ovih struja pokoravaju istim zakonima kao i polja makrostruja, generalisani oblik Amperovog zakona možemo zapisati na sledeći način

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t), \quad (2.11)$$

gde je $\vec{H}$ jačina magnetnog polja ili magnetizaciono polje,

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\mu_0} \vec{B}(\vec{r}, t) - \vec{M}(\vec{r}, t) \quad (2.12)$$

i gde je $\vec{M}$ vektor gustine magnetskih momenata, makroskopska veličina kojom se

karakteriše stanje namagnetisanosti materije.

U vakumu je $\vec{M} = 0$, a u linearnim i izotropnim sredinama između vektora $\vec{M}$ i $\vec{H}$ postoji linearna zavisnost, pa se veza između vektora $\vec{B}$ i $\vec{H}$ pojednostavljuje,

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (2.13)$$

gde je konstanta μ apsolutna magnetna propustljivost (permeabilnost) sredine.

Međutim, lako je pokazati da je Amperov zakon u slučaju vremenski promenljivih polja u suprotnosti sa jednačinom kontinuiteta. Kako za svaku vektorsku funkciju, $\vec{F}$ (koja ima sve potrebne izvode) važi:

$$\nabla(\nabla \times \vec{F}(\vec{r})) = 0 \quad (2.14)$$

to je i

$$\nabla(\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t)) = \nabla \vec{J}(\vec{r}, t) \equiv 0 \quad (2.15)$$

što je tačno samo u slučaju stacionarnih polja. Ova protivurečnost je korigovao Maksvel uvodivši vektor električnog pomeraja. $\vec{D}(\vec{r}, t)$ ili kako ga je sam nazvao, vektor električne indukcije,

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (2.16)$$

gde je ϵ_0 dielektrična propustljivost vakuma (slobodnog prostora) i gde je $\vec{P}$ vektor intenziteta polarizacije čiji je intenzitet brojno jednak površinskoj gustini vezanih naelektrisanja. U vakumu je $\vec{P} = 0$, dok u linearnim i izotropnim sredinama između vektora $\vec{D}$ i $\vec{E}$ postoji linearna zavisnost, pa je

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (2.17)$$

gde je ϵ apsolutna dielektrična propustljivost sredine.

Izvodi vektora $\vec{D}$, $\vec{E}$ i $\vec{P}$ po vremenu dimenziono predstavljaju gustine struja

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (2.18)$$

Izvod vektora $\vec{D}$ - se prema Maksvelu naziva gustina struje električnog pomeraja i sadrži dve, po prirodi, različite komponente. Prva komponenta, izvod vektora $\vec{P}$ je gustina struje polarizacije i nastaje kao posledica ograničenog kretanja vezanih naelektrisanja. Po prirodi se ne razlikuje od kondukcione struje pa tako stvara i magnetno polje. Druga komponenta, prvi sabirak u (2.18), iako dimenziono predstavlja gustinu struje, razlikuje se od kondukcione struje ili struje polarizacije. Postoji i u odsustvu materijalne sredine ($\vec{P} = 0$) i ne može se objasniti kretanjem ma kakvih naelektrisanih čestica. Ova komponenta se prema Maksvelu zove gustina struje pomeraja u vakumu, a suština njene prirode je istovetna sa

prirodom samog elektromagnetnog polja.

Ono što čini suštinu jedne od najgenijalnijih naučnih hipoteza je da struja pomeraja pobuđuje magnetno polje po istom kvantitativnom zakonu kao i kondukciona struja, pa je i logična korekcija Ampereovog zakona,

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t). \quad (2.19)$$

U stvari

$$\nabla \left(\vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t) \right) = 0, \quad (2.20)$$

odakle, očigledno, sledi

$$\nabla \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) \quad (2.21)$$

Maksvel je jednačinu (2.21) prvobitno iskazao kao postulat i na njoj je kao na "kameni temelju" razvijao celu teoriju makroskopskih elektromagnetnih polja [7]. Kako se pokazalo ovaj postulat je bio u savršenom skladu sa korigovanim Amperovim zakonom i jednačinom kontinuiteta a predstavljao je generalizaciju Gausove (*Carl Friedrich Gauss*) teoreme,

Kao što (2.21) sledi iz (2.20). tako i

$$\nabla (\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t)) = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \vec{B}(\vec{r}, t) \equiv 0 \quad \Rightarrow \quad \nabla \vec{B}(\vec{r}, t) = C^{ta} \quad (2.22)$$

Polje ne može biti neograničenog trajanja, pa je $C^{ta} = 0$ i prethodna jednačina je,

$$\nabla \vec{B}(\vec{r}, t) = 0, \quad (2.23)$$

zakon o konzervaciji magnetne indukcije. Jednačine divergencije (2.21 i 2.23) poznate su kao treća i četvrta Maksvelova jednačina, mada je potrebno primetiti da (2.21) sledi iz (2.20) a (2.23) sledi iz (2.9).

Konačno potpun sistem Maksvelovih jednačina se u diferencijalnom obliku može napisati:

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (2.24)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t) \quad (2.25)$$

$$\nabla \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) \quad (2.26)$$

$$\nabla \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.27)$$

Maksvelovim jednačinama potrebno je dodati jednačinu kontinuiteta, (2.8),

$$\nabla \vec{J}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \rho(\vec{r}, t) \quad (2.28)$$

i konstitutivne veze, (2.13, 2.17),

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (2.29)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (2.30)$$

i Ohmov zakon u diferencijalnom obliku,

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \sigma \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (2.31)$$

gde je σ specifična provodnost sredine.

Dalje, primenimo rotor na prvu Maksvelovu jednačinu,

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t)) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t)), \quad (2.32)$$

i kako je rotor vektora $\vec{H}$ određen drugom Maksvelovom jednačinom, to je

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = \mu \frac{\partial}{\partial t} \vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{1}{\epsilon} \nabla \rho(\vec{r}, t), \quad (2.33)$$

i na sličan način:

$$\Delta \vec{B}(\vec{r}, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{B}(\vec{r}, t) = -\mu \nabla \times \vec{J}(\vec{r}, t), \quad (2.34)$$

gde je

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (2.35)$$

pri čemu veličina v je dimenziona brzina.

Jednačine (2.33, 2.34) su Delambertove (*Jean le Rond d'Alembert*) jednačine. Desne strane tih jednačina,

$$\vec{I}_E(\vec{r}, t) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \vec{J}(\vec{r}, t) - \frac{1}{\epsilon} \nabla \rho(\vec{r}, t), \quad (2.36)$$

$$\vec{I}_S(\vec{r}, t) = \mu \nabla \times \vec{J}(\vec{r}, t), \quad (2.37)$$

ukazuju na činjenicu da su stvarni izvori elektromagnetnog polja ne samo gustine naelektrisanja, ρ , i struje, J , već i njihovi vremenski i prostorni izvodi.

Generalisani oblik Delamberovih jednačina (2.33 i 2.34) je

$$\Delta F(\vec{r}, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{F}(\vec{r}, t) = -\vec{I}_F(\vec{r}, t) \quad F = \begin{Bmatrix} E \\ B \end{Bmatrix} \quad (2.38)$$

Kad u prostoru nema naelektrisanja u mirovanju ili kretanju, $\vec{I}_F = 0$, $F = \begin{Bmatrix} E \\ B \end{Bmatrix}$

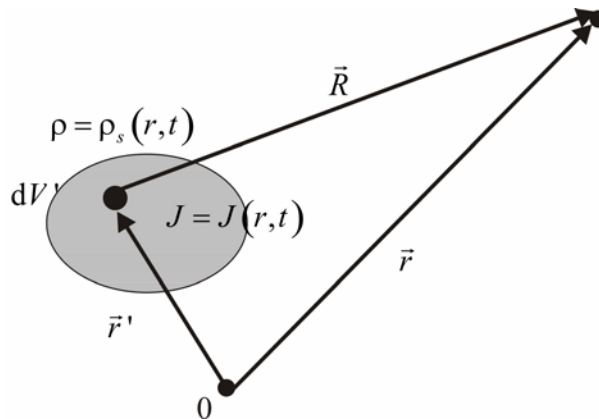
Delamberove jednačine se svode na talasne jednačine, na osnovu kojih je Maksvel predvideo postojanje elektromagnetnih talasa koji se prostiru brzinom v , (2.35).

Rešenja ovih jednačina u sferno simetričnom slučaju su očigledno zbir dve funkcije pa je rešenje

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = C_1 \frac{1}{r} f_1\left(\vec{r}, t - \frac{r}{v}\right) + C_2 \frac{1}{r} f_2\left(\vec{r}, t + \frac{r}{v}\right); \quad F = \begin{Bmatrix} E \\ B \end{Bmatrix}, \quad (2.39)$$

gde su f_1 i f_2 proizvoljne, dva puta diferencijabilne funkcije u vremenu i prostoru i nazvane su talasnim funkcijama. Prvi sabirak predstavlja sferni talas koji se od izvora prostire brzinom v . Funkcija f_1 opisuje direktni elektromagnetni talas, koji zbog konačne brzine prostiranja kasni za pobudom i naziva se retardirani talas. Analogno, drugi sabirak predstavlja reflektovani ili advansirani talas. Direktni elektromagnetni talas se prostire i pošto je izvor elektromagnetnog poremećaja prestao da postoji. Reflektujući elektromagnetni talas se prostire i pošto površina refleksija ne postoji, a u većini slučajeva reflektovani talas se u slobodnom prostoru i ne uzima u razmatranje, jer se smatra da su reflektujuće površine u beskonačnosti.

Rešenje (2.39) ne važi za sve tačke u prostoru. Naime, kad je $r = 0$ ono postaje beskonačno, tj. gubi svaki smisao jer je $r = 0$ singularna tačka. Dalje, kad je $I_F = 0$, $F = (\vec{E}, \vec{B})$, rešenje treba zadovoljiti Delamberovu jednačinu, a ne talasnu. Mada postoji egzaktni matematički postupak da se jednačina (2.38) reši, obično se koristi analogija koja postoji između Laplaceove ($I_F = 0$, $\vec{F}(\vec{r}, t) = \vec{F}(\vec{r})$) i talasne ($I_F = 0$) jednačine sa jedne strane i Poissonove ($\vec{F}(\vec{r}, t) = \vec{F}(\vec{r})$) i Delamberove jednačine sa druge strane.



Slika 2.1 – Izvori polja $\rho = \rho(r, t)$ i $J = J(r, t)$

Ukoliko su svi izvori obuhvaćeni zapreminom V' rešenja jednačina (2.33, 2.34), tj. jednačine (2.38), je

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{V'} \frac{I_F\left(\vec{r}', t - \frac{R}{v}\right)}{R} dV' \quad F = \begin{Bmatrix} E \\ B \end{Bmatrix}, \quad (2.40)$$

pri čemu je

$$R = |\vec{R}| = |\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2\vec{r} \cdot \vec{r}'}, \quad (2.41)$$

euklidovsko rastojanje između tačke izvora, $\vec{r}'$ i tačke u polju, $\vec{r}$. Kada se rešenje (2.40) zameni u jednačinu (2.38), ova se svodi na identitet, pa je to najjednostavniji dokaz da (2.40) jeste rešenje Delamberove jednačine.

Svoja istraživanja Maksvel je objavio 1871. godine u radu „*Traktat o elektricitetu i magnetizmu*“. U slobodnom prostoru (vakuumu) brzina elektromagnetnih talasa jednaka je brzini svetlosti.

$$\varepsilon = \varepsilon_0, \quad \mu = \mu_0, \quad v = c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \quad (2.42)$$

„Svetlost i toplota su, dakle, elektromagnetni talasi, ali ništa ne sprečava da električna perturbacija ne dovede do takvih talasa“ Ovaj zaključak bio je osnova za Maksvelovu elektromagnetnu teoriju svetlosti. Tako je nastalo jedno naučno delo ”koje može da se ubroji u najveća zadivljujuća dela ljudskog duha”[7].

Koliko su Maksvelove ideje prihvaćene, pokazuje i činjenica da i danas svako jednofrekventno elektromagnetno polje nazivamo monohromatskim (jednoboječnim) poljem.

Svako linearno polje sa proizvoljnom zavisnošću od vremena može biti predstavljeno i u vidu superpozicije monohromatskih polja pa je zato od interesa proučiti rešenje Maksvelovih jednačina (posledično, Delamberove jednačine) u slučaju kad su sve veličine prostoperiodične, na primer,

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = R_e \left\{ \vec{F}_\omega(\vec{r}) e^{j\omega t} \right\} \quad (2.43)$$

gde je $\vec{F}(r, t)$ realna funkcija koordinata i vremena, a $\vec{F}_\omega$, odgovarajuća kompleksna funkcija koordinata ili fazor, i gde je $\omega = 2\pi f$ kružna učestalost koja odgovara linijskoj učestalosti, f , odnosno talasnoj dužini $\lambda = v f$.

U daljem tekstu su sve veličine kompleksne bez posebnog označavanja osim u izuzetnim slučajevima kada je potrebno naglasiti konjugovano kompleksnu vrednost, višeznačnost funkcije i slično.

Jednostavnosti radi, uobičajena je praksa da se sa $\vec{F}(t)$ obeležava $\vec{F}(\vec{r}, t)$ i slično, da

$\vec{F}$ znači $\vec{F}_\omega(\vec{r})$. Izvodi po vremenu tako postaju

$$\frac{\partial}{\partial t} = j\omega \quad \text{ i } \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\omega^2 \quad (2.44)$$

Jednačina (2.38) sada dobija oblik

$$\Delta \vec{F} + k^2 \vec{F} = -\vec{I}_F ; F = \begin{pmatrix} E \\ B \end{pmatrix}, \quad (2.45)$$

gde je

$$k = \frac{\omega}{v} = \omega \sqrt{\epsilon \mu} = \frac{2\pi f}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.46)$$

k je talasna konstanta. Jednačina (2.45) je poznata kao Helmholtcova (*Hermann von Helmholtz*) jednačina, a sva rešenja ove jednačine koja su integralnog oblika, (2.40),

$$\vec{F} = \int_{V'} \vec{I}_F(\vec{r}') \frac{e^{-jkR(\vec{r}, \vec{r}')}}{4\pi R(\vec{r}, \vec{r}')} dV'; F = \begin{Bmatrix} E \\ B \end{Bmatrix} \quad (2.47)$$

zovu se Helmholtcovi integrali.

Veličina sadržana u integrandu,

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-jkR(\vec{r}, \vec{r}')}}{R(\vec{r}, \vec{r}')}, \quad R(\vec{r}, \vec{r}') = |\vec{r} - \vec{r}'| \quad (2.48)$$

je Grinova (*Green*) funkcija.

Može se uočiti da izrazi za komponente polja u funkciji rastojanja e^{-jkr} / r , što predstavlja funkciju prostiranja Φ . Ona zadovoljava diferencijalnu jednačinu

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} = -\frac{1 + jkr}{r} \Phi, \quad (2.49)$$

što predstavlja uslov zračenja.

Maksvel se nije potrudio da i eksperimentalno dokaže postojanje elektromagnetnih talasa, možda zbog toga što je bio potpuno ubeđen u savršenost zaključaka do kojih je došao čisto matematičkim putem, a možda i zbog toga što su većini njegovih savremenika ti zaključci bili tako neobični da njegove ideje uopšte nisu shvatali ozbiljno.

Zasluga što je dokazano postojanje elektromagnetnih talasa pripada Hercu. Pomoću najskromnijih uređaja i vrlo jednostavnim ogledima Herc je između 1886. i 1888. godine eksperimentalno potvrdio celu Maksvelovu teoriju.

Hercov dipol je najjednostavniji sistem za zračenje (emitovanje) elektromagnetnih talasa [8]. Sastoji se kratkog tankog provodnika na čijim krajevima se nalaze male sfere koje

imaju ulogu kapacitivnika koji se naizmenično pune i prazne, te u kratkom provodniku održavaju promenljivu struju, $i(t) = dq/dt$, slika 2.2, [8]. Izvor naizmeničnog napona se nalazi u centru dipola koji tako održava prinudne električne oscilacije. Ako je dipol postavljen kolinearno sa z -osom, tako da je generator u tački $z = 0$, magnetni vektor potencijal ima samo z komponentu, a električni skalar potencijal je jednak zbiru potencijala koji stvaraju kvazi-tačkasta naelektrisanja na krajevima dipola.

$$A_z = \frac{\mu}{4\pi} \frac{i(t-r/v)}{r} l, \quad \phi = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left(\frac{q(t-r_1/v)}{r_1} - \frac{q(t-r_2/v)}{r_2} \right) a. \quad (2.50)$$

Na velikim rastojanjima od dipola, $r \gg l$, $\Delta r \rightarrow 0$, vrlo približno je

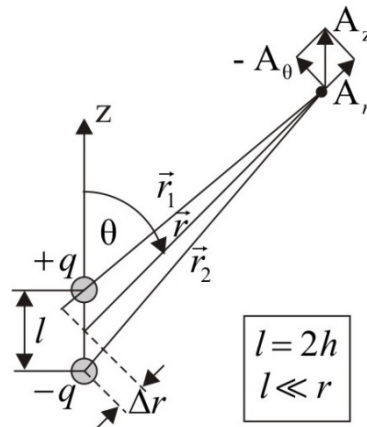
$$r_1 = r - \Delta r, \quad r_2 = r + \Delta r, \quad 2\Delta r = l \cos \theta. \quad (2.51)$$

Na osnovu definicije prvog izvoda neprekidne funkcije moguće je načiniti aproksimaciju oblika

$$f(x - \Delta x) - f(x + \Delta x) \approx -\frac{df(x)}{dx} 2\Delta x, \quad (2.52)$$

pa izraz za električni skalar potencijal postaje

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left(\frac{1}{v} \frac{dq(t-r/v)/dt}{r} - \frac{q(t-r/v)}{r^2} \right) l \cos \theta. \quad (2.53)$$



Slika 2.2. – Hercov dipol

Komponente polja su jednoznačno određene iz potencijala kao:

$$\vec{E} = -\text{grad } \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad \vec{B} = \text{rot } \vec{A}. \quad (2.54)$$

U sfernom koordinatnom sistemu za komponente elektromagnetnog polja se dobijaju izrazi

$$E_r = \frac{1}{2\pi\epsilon} \left(\frac{1}{v} \frac{i(t-r/v)}{r^2} + \frac{q(t-r/v)}{r^3} \right) l \cos \theta \text{ i } H_r = 0 \quad (2.55)$$

$$E_{\theta} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left(\frac{1}{v^2} \frac{di(t-r/v)/dt}{r} + \frac{1}{v} \frac{i(t-r/v)}{r^2} + \frac{q(t-r/v)}{r^3} \right) l \sin \theta \quad \text{i} \quad H_{\theta} = 0 \quad (2.56)$$

$$E_{\phi} = 0 \quad \text{i} \quad H_{\phi} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{v} \frac{di(t-r/v)/dt}{r} + \frac{i(t-r/v)}{r} \right) l \sin \theta \quad (2.57)$$

Neka se struja u dipolu menja po zakonu $\cos \omega t$, tada je

$$i(t-r/v) = I \cos(\omega t - kr), \quad (2.58)$$

$$\frac{d}{dt} i(t-r/v) = -\omega I \sin(\omega t - kr) \quad \text{i} \quad (2.59)$$

$$q(t-r/v) = \int i(t-r/v) dt = \frac{I}{\omega} \sin(\omega t - kr), \quad (2.60)$$

pa se za komponente elektromagnetnog polja dobija:

$$E_r = \frac{Il}{2\pi} Z_c \left(\frac{\cos(\omega t - kr)}{r^2} + \frac{\sin(\omega t - kr)}{kr^3} \right) \cos \theta, \quad (2.61)$$

$$E_{\theta} = \frac{Il}{4\pi} Z_c \left(-\frac{k \sin(\omega t - kr)}{r} + \frac{\cos(\omega t - kr)}{r^2} + \frac{\sin(\omega t - kr)}{kr^3} \right) \sin \theta \quad \text{i} \quad (2.62)$$

$$H_{\phi} = \frac{Il}{4\pi} \left(-\frac{k \sin(\omega t - kr)}{r} + \frac{\cos(\omega t - kr)}{r^2} \right) \sin \theta. \quad (2.63)$$

Komponente elektromagnetnog polja zavise od rastojanja, r , kao recipročni stepeni od jedan do tri. Međutim, u toj zavisnosti učestvuje i talasna dužina (kroz faznu, tj. talasnu konstantu) te je slabljenje polja uvek po zakonu $1/r^2$.

Iz potrebe da se opiše grafik svake od ovih funkcija polja, koje se sastoje od dva do tri sabiraka koji zavise od rastojanja r kao: $1/r$, $1/r^2$ i $1/r^3$, odnosno ponašanje ovih funkcija pri promeni rastojanja od izvora r , uočava se da se prostor može podeliti u zavisnosti koji deo funkcije odnosno koji sabirak će dominirati. Tako elektromagnetno polje nastalo oko dipol antene, što u principu važi i za sve izvore elektromagnetnih polja (instalacije, vodove električne i elektronske uređaje itd.), može da se podeli, zavisno od rastojanja, u sledeće zone:

1. zonu indukcije, gde je rastojanje od dipola $r \leq \lambda / 2\pi$,
2. prelaznu zonu, gde je $\lambda / 2\pi \leq r \leq 2\pi\lambda$ i
3. zonu zračenja, gde je $r \geq 2\pi\lambda$.

Ove granice nisu oštre i treba ih uzeti uslovno. Vrednost sabiraka komponenata polja u jednačinama (2.55 -2.57) zavisiće i od vrednosti imenioca, odnosno brzine promene struje i učestanosti. Vrlo često se u analizi zone redukuju i svode samo na zonu indukcije i zonu zračenja.

U zoni zračenja vektori $\vec{r}$, $\vec{E}$ i $\vec{H}$ grade ortogonalni triedar desne orijentacije, što znači da su elektromagnetni talasi TEM tipa. Električno i magnetno polje su u fazi, a odnos jačina im je jednak karakterističnoj impedansi sredine. Pointingov vektor ima pravac $\vec{r}$, a trenutna vrednost,

$$\Gamma(t, r) = E_0 H_0 = Z_c \frac{k^2 I^2 l^2}{4\pi r^2} \sin^2 \theta \sin^2(\omega t - kr), \quad (2.64)$$

stalno je pozitivna, što znači da u toku celog perioda (tj. kontinuirano) dipol radijalno emituje elektromagnetnu energiju u okolni prostor. Srednja vrednost u vremenu ovog vektora je

$$\Gamma_{sr}(r) = \frac{1}{T} \int_0^T \Gamma(t, r) dt = Z_c \frac{k^2 (Il)^2}{8\pi r^2} \sin^2 \theta. \quad (2.65)$$

Snaga zračenja dipola je jednaka fluksu Pointingovog vektora kroz proizvoljnu zatvorenu površinu koja obuhvata dipol. Ako se za površinu odabere sfera sa centrom u centru dipola, tada je

$$P = \oint_S \Gamma_{sr}(r) ds = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \Gamma_{sr}(r) r^2 \sin \theta d\phi d\theta = \frac{2\pi}{3} Z_c \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 I_{eff}^2 = R_z I_{eff}^2 \quad (2.66)$$

pri čemu je talasna (fazna) konstanta zamenjena vrednošću $k = 2\pi / \lambda$ i gde je $I_{eff} = I / \sqrt{2}$ efektivna vrednost struje.

Veličina R_z ima dimenziju otpornosti i to je otpornost zračenja, a i u izrazu za snagu zračenja predstavlja isto što i termogena otpornost u izrazu za snagu koja se troši na nekom otporniku u kolu naizmenične struje. Ovo je samo realni deo kompleksne impedanse zračenja antene Z_z .

Za određenu struju, snaga zračenja direktno je proporcionalna kvadratu odnosa dužine dipola i talasne dužine. Za datu dužinu dipola snaga zračenja je direktno proporcionalna kvadratu frekvencije. Tako se dolazi do objašnjenja zašto kratki provodnici na visokim frekvencijama vrlo efikasno zrače [99].

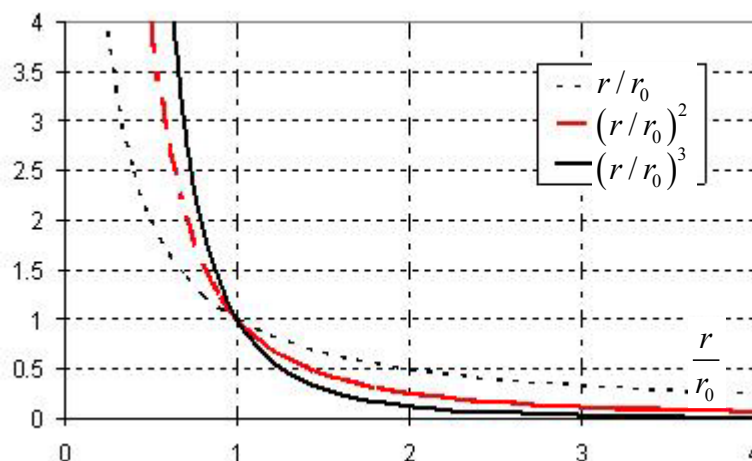
Pri razmatranju elektromagnetnih polja sa aspekta zaštite od zračenja koriste se redukovane zone zračenja i analizira se u odnosu na granično rastojanje r_0 :

- polje u zoni indukcije za $r < (\lambda / 2\pi \approx \lambda / 6)$, tj. $r < r_0$ i
- polje u zoni zračenja za $r > \lambda / 6$, tj. $r > r_0$,

a granicu između ovih zona čini rastojanje, $r_0 = \lambda / 2\pi \approx \lambda / 6$.

Na dijagramu na slici 2.3. prikazan je odnos komponentata polja, odnosno izgled grafika funkcija $1/r$, $1/r^2$ i $1/r^3$ a u skladu sa prethodnim jednačinama komponentata polje. Na dijagramu se ističe tačka (1,1) kao granica između zone indukcije i zone zračenja na kome

je $(r_0/r)=(r_0/r)^2=(r_0/r)^3=1$. Ako se posmatra jačina magnetnog polja iz odnosa amplituda indukcione komponente i komponente zračenja sledi $H_{ind} / H_{zra} = \lambda / 2\pi r$. Na rastojanjima od dipola koja su približno šestina talasne dužine amplitude ove dve komponente su jednake. Odavde je i definisana veličina $r_0 = \lambda / 2\pi \approx \lambda / 6$. Na sto puta većim rastojanjima, dakle, na rastojanju od oko $15 - 16\lambda$, preovladava komponenta zračenja, kad je amplituda indukcione komponente oko jedan procenat amplitude zračeće komponente.



Slika 2.3.- Odnos funkcija komponenti polja r_0/r , $(r_0/r)^2$ i $(r_0/r)^3$

U bliskoj zoni, ili zoni indukcije, dakle na malim rastojanjima od dipola, $r \ll \lambda$, preovladava uticaj članova koji od rastojanja zavise kao $1/r^3$.

U dalekoj zoni, ili zoni zračenja, dakle na velikim rastojanjima od dipola, $r \gg \lambda$, dominiraju članovi koji od rastojanja zavise kao $1/r$.

Kad se u izrazima za električno i magnetno polje zanemare članovi koji su mali na datom rastojanju, dobijaju se pojednostavljeni i dovoljno tačni izrazi koji su upotrebljivi za zone indukcije i zračenja (tabela 2.1). Često se ove zone nazivaju prema naučnicima koji su, međutim, proučavali ultra zvuk [8].

Tabela 2.1. Karakteristike bliske i daleke zone zračenja

Polje u zoni indukcije ili bliskoj zoni	Polje u zoni zračenja ili dalekoj zoni
$E_r = \frac{1}{2\pi} \frac{I l}{\omega \epsilon r^3} \sin(\omega t - kr) \cos \theta$	$E_r \approx 0$
$E_\theta = \frac{1}{4\pi} \frac{I l}{\omega \epsilon r^3} \sin(\omega t - kr) \sin \theta$	$E_\theta = -\frac{1}{4\pi} Z_c \frac{k I l}{r} \sin(\omega t - kr) \sin \theta$
$H_\varphi = \frac{1}{4\pi} \frac{I l}{r^2} \cos(\omega t - kr) \sin \theta$	$H_\varphi = -\frac{1}{4\pi} \frac{k I l}{r} \sin(\omega t - kr) \sin \theta$
Fraunhoferova zona	Fresnelova zona

U bliskoj zoni (zoni indukcije) moguće je zanemariti efekat kašnjenja koji je predstavljen članom kr sa negativnim znakom. Ako se u izrazima za komponente električnog polja u bliskoj zoni izostavi vremenska zavisnost, tada izrazi postaju identični onima za elektrostatički dipol. Ako se u izrazu za komponentu magnetnog polja izostavi vremenska, zavisnost tada se dobija izraz za jačinu magnetnog polja strujnog elementa, tj. Amper-Laplasov obrazac.

Samo u dalekoj zoni (zoni zračenja) komponente elektromagnetnog polja su vezane karakterističnom impedansom prostora.

U bliskoj i prelaznoj zoni neophodno je uzeti u obzir sve članove u izrazima za komponente elektromagnetnog polja ili vršiti precizna merenja, i to važi za sve zračeće strukture.

2.3. TEORIJA PROSTIRANJA TOPLOTNIH ELEKTROMAGNETNIH TALASA

Prenos toplote zračenjem se može analizirati koristeći kvantnu mehaniku i klasičnu elektromagnetnu teoriju prostiranja talasa. Kvantna mehanika korišćenjem fotona kao nosioca energije se može primeniti na prostiranje u materiji i interakciju sa materijom uz korišćenjem statističke mehanike. Kvantnu mehaniku je gotovo nemoguće primeniti na rešavanje komplikovanih inženjerskih problema.

Klasična elektrodinamička teorija (Maksvelova teorija) talasa u većini slučajeva omogućava da se jednačinama koje ona koristi opišu rezultati dobijeni kvantnim pristupom. Zbog toga se može zaključiti da se svako termalno zračenje može opisati korišćenjem elektromagnetnih talasa čak i kada rešavanje tih jednačina i izračunavanje prenosa toplote može biti vrlo teško. Spektralna raspodela energije emitovane sa crnog tela i spektralne karakteristike tela ne mogu objasniti elektromagnetnom teorijom već samo odgovarajućim jednačinama koje proizilaze iz osnovnih kvantnih efekata.

Značajno za prostiranje toplotne energije od izvora kroz vazduh i vakuum na veća rastojanja se dominantno obavlja elektromagnetnim talasima, a da pri dolasku do materije se vrši delimično prostiranje a delimična apsorpcija EM talasa. Od tog trenutka oslobodjenja toplote se može prostirati i kondukcijom i konvekcijom u zavisnosti od uslova materijalne sredine. Dok je brzina prostiranja EM talas u vakumu i vazduhu praktično jednaka brzini svetlosti c_0 , u materijalnoj sredini dolazi do smanjenja brzine prostiranja i ona iznosi c . Ovde se definiše indeks prelamanja kao odnos ove dve brzine

$$n = \frac{c_0}{c}. \quad (2.67)$$

Ovako definisan indeks prelamanje je samo realni deo kompleksnog indeksa prelamanja, $\underline{n}$, pri čemu je $\underline{n} = n - jk$. Za prirodne materijale $n \geq 1$ za elektromagnente talasa u infracrvenom i vidljivom spektru. Tako je na primer za staklo $n = 1.5$, za vodu $n = 1.33$, a za većinu gasova nešto malo veći od 1. Imaginarni deo kompleksnog indeksa prelamanja je indeks aporpcije i predstavlja meru kojom EM talas slabi pri prostiranju u materijanu sredinu.

Pionir u elektromagnetnom definisanju toplotnog zračenja je Rytov [65, 66]. U tom konceptu Rytov emisiju toplotnog zračenja objašnjava preko haotičnog kretanja naelektrisanja unutar materijala koji se sastoji od malih zračećih dipola sa slučajnom raspodelom amplituda. Oni emituju elektromagnetne talase saglasno principima elektrodinamike. Oni emituju talase koji su ograničeni veoma blizu površine tela, i ne daju doprinos pri proračunu polja u dalekoj oblasti. Ti privremeni talasi su značajni u slučaju dodira dva materijala dok eksponencijalno opadaju u pravcu normalnom na površinu tela na većim rastojanjima.

Uključivanje člana za termičku emisiju zračenja u Maxwellove jednačine nije jednostavno. U svom najopštijem obliku, emisija toplotnog zračenja opisuje se kvantno mehaničkim objašnjenjem, gde se pri prelasku nosioca energije (elektrona, molekula, fotona) iz energetsko višeg nivoa u niži emituje foton. Da bi mogli povezati ovaj fenomen sa prostiranjem elektromagnetsih talasa, moramo razmotriti emisiju EM zračenja sa elektrodinamičke tačke.

Prema saznanjima elektrodinamike, emitovanje talasa u bliskom i dalekom polju zračenja (tj, prostiranje i prolaz talasa) se vrši preko oscilovanja naelektrisanja suprotnog znaka. Ovo spregnuto naelektrisanje je ustvari dipol, pa kažemo da elektromagnetni talas emituje dipol. U telu na temperaturi većoj apsolutne nule ($T > 0$ K), kinetička energija omogućava termičko kretanje koje je haotično kretanje naelektrisanih čestica unutar tela a ono predstavlja oscilovanje dipola. Slučajno kretanje (promenljivo) naelektrisanja generiše promenljivo elektromagnetno polje, koje se naziva polje toplotnog zračenja, jer potiče od termičkog kretanja [65, 83]. Na makroskopskom nivou, promene polja su zbog toplotnih promena (fluktuacije) zapreminskih naelektrisanja i struje. Drugim rečima, elektromagnetno polje generisano termički nije zbir polja od pojedinačnih naelektrisanja, ali je polje generisano od izvora koja su skoro makroskopska (zapremina gustine naelektrisanja i struja). Fluktualna elektrodinamika je izgrađena na uprošćenom makroskopskom opisu. Pošto je zasnovana na fluktuaciji oko ravnotežne temperature (temperatura tela se ne menja), teorija je primenljiva na medije bilo kog oblika koji su u lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži, pri čemu se ravnotežna temperatura definiše u bilo kojoj tački u telu u bilo kom trenutku [83].

Fluktualna elektrodinamika polazi od Maksimalovih jednačina u vremenskom domenu koje konvertuje u frekvencijski zavisne veličine tj frekvencijski domen. Tako je jednačinama iskazan monohromatski talas koji je u vezi sa trenutnom vrednošću polja preko Fourier-ove transformacije. Pretpostavljajući da je polje prostoperiodična harmonijska funkcija u obliku

$\exp(-i\omega t)$, potpun sistem Maksvelovih jednačina je:

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) = j\omega \vec{B}(\vec{r}, \omega) = j\mu\omega \vec{H}(\vec{r}, \omega) \quad (2.68)$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}, \omega) &= -j\omega \vec{D}(\vec{r}, \omega) + \vec{J}(\vec{r}, \omega) = -j\epsilon\omega \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \sigma \vec{E}(\vec{r}, \omega) \\ &= -j\omega \left(\epsilon + \frac{j\sigma}{\omega} \right) \vec{E}(\vec{r}, \omega) = -j\omega \epsilon_0 \underline{\epsilon} \vec{E}(\vec{r}, \omega) \end{aligned} \quad (2.69)$$

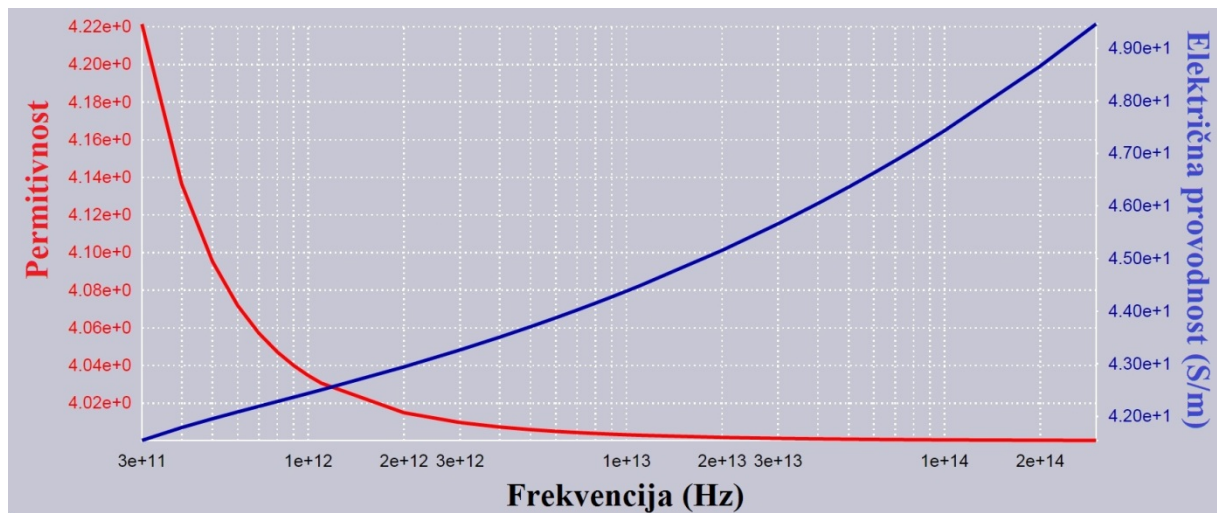
$$\nabla \cdot [\vec{D}(\vec{r}, \omega)] = \nabla \cdot [\epsilon \vec{E}(\vec{r}, \omega)] \epsilon = \rho_e \quad (2.70)$$

$$\nabla \cdot [\vec{B}(\vec{r}, \omega)] = \nabla \cdot [\mu \vec{H}(\vec{r}, \omega)] = 0 \quad (2.71)$$

pri čemu je $\underline{\epsilon} = \left(\epsilon + \frac{j\sigma}{\omega} \right)$ kompleksna dielektrična konstanta sredine a ϵ_0 dielektrična konstanta vakuma.

Elektromagnetne karakteristike sredina ϵ, σ, μ su frekvnetno zavisne veličine, što se prema prethodnim jednačinama može da jasno uoči, Ove veličine iako se u zovu konstante nisu u celokupnom opsegu talasnih dužina konstante već su promenljive veličine. Vrednost ovih konstanti se proračunavaju ili mere eksperimentalno [7, 104].

Na slici 2.4, [102], su prikazane vrednosti elektromagnetnih karakteristika kože u opsegu frekvencije toplotnog zračenja.



Slika 2.4 Grafik frekvencijeske zavisnosti ϵ , σ .

2.4. PROSTIRANJE RAVANSKOG TALASA U MATERIJALNIM SREDINAMA

Toplotno zračenje predstavlja elektromagnetni talas u opsegu $0.76 - 1000 \mu\text{m}$. Ovi talasi prema elektromagnetnoj teoriji mogu generisati izvori (oscilatori i dipoli) ovih dimenzija, tj izvori čije dimenzije su u opsegu ($0.00076\text{mm} - 1\text{mm}$), a to mogu biti molekuli, atomi ili njihovi delovi (joni, elektroni, ili jezgra atoma) koji se nalaze u ubrzanom kretanju tj. koji osciluju oko ravnotežnih položaja.

Na makroskopskim rastojanjima od izvora toplotno zračenje se prostire u formi ravanskog talasa.

Potpun sistem Maksvelovih jednačina u linearnoj sredini uz uslov da ne postoje u prostoru slobodna naelektrisanja i kondukcione struje ima oblik

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (2.72)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (2.73)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0, \quad (2.74)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0. \quad (2.75)$$

Ako se potraži $\text{rot}(\text{rot } \vec{E})$ tj. $\nabla \times \nabla \times \vec{E}$, sledi

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla \times \left(-\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{H}) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \left(\epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = -\epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (2.76)$$

Leva strana prethodne jednačine, na osnovu pravila vektorskih identiteta, je

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla \cdot (\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}, \quad (2.77)$$

pa pošto je $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ ($\rho = 0$) iz (2.76) i (2.77) sledi

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.78)$$

a ako se zameni $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}$, talasna jednačina (2.78) dobija oblik

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.79)$$

Uvodeći kompleksne predstavnike $\vec{E}(x, y, z)$ u slučaju prostoperiodičnog električnog polja, $\vec{E}(x, y, z, t) = \text{Re} \{ \vec{E}(x, y, z) e^{j\omega t} \}$ sistem Maksvelovih jednačina u linearnoj sredini,

dobija oblik

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\epsilon\vec{E}, \quad (2.80)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H}, \quad (2.81)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0, \quad (2.82)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0. \quad (2.83)$$

Primenjujući isti postupak kao kod jednačina (2.76) i (2.77) ovaj put za kompleksne predstavnike dobija se

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla \times (-j\omega\mu\vec{H}) = -j\omega\mu(\nabla \times \vec{H}) = -j\omega\mu \cdot j\omega\epsilon\vec{E} = \omega^2\epsilon\mu \cdot \vec{E}. \quad (2.84)$$

Leva strana prethodne jednačine na osnovu pravila vektorskih identiteta 2.84 je

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2\epsilon\mu\vec{E} = 0, \quad (2.85)$$

pri čemu je $\gamma^2 = -\omega^2\epsilon\mu$ kompleksna konstanta prostiranja, koja se može označiti preko talasne ili fazne konstante, $\gamma = jk = -j\omega\sqrt{\epsilon\mu}$, pa jednačina 2.85 ima oblik

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0, \quad (2.86)$$

što je vektorska Helmholtcova jednačina.

Za x komponentu polja koristeći isti način notacije ne gubeći na opštosti jednačina (2.86) postaje

$$\nabla^2 \vec{E}_x = -k^2 \vec{E}_x. \quad (2.87)$$

Ako se izvrši ekspanzija operatora u Dekartovom koordinatnom sistemu $\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, dobija se

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}_x}{\partial z^2} = -k^2 \vec{E}_x. \quad (2.88)$$

Ako pretpostavimo da E_x komponenta polja funkcija jedne koordinate z , što znači da ne zavisi od x i y koordinate onda su odgovarajući izvodi po tim koordinatama jednaki nuli ($\frac{\partial}{\partial x} = 0$ i $\frac{\partial}{\partial y} = 0$), pa se dobija parcijalna diferencijalna jednačina

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_x}{\partial z^2} = -k^2 \vec{E}_x, \quad (2.89)$$

čije je jedno partikularno rešenje

$$\vec{E}_x = \vec{E}_{x0} e^{-jkz}. \quad (2.90)$$

Vraćajući se sa kompleksnih predstavnika na vremenski domen dodajući $e^{j\omega t}$ i uzimajući realni deo dobijenog izraza dobija se

$$E_x(z, t) = E_{x0} \cos(\omega t - kz). \quad (2.91)$$

Drugo partikularno rešenje imalo bi oblik

$$\underline{E}_x = \underline{E}_{x0} e^{+jkz}, \quad (2.92)$$

odnosno,

$$E'_x(z, t) = E'_{x0} \cos(\omega t + kz). \quad (2.93)$$

Do istog rešenja se dolazi i rešavajući potpun sistem Maksvelovih tretirajući ih kao parcijalne diferencijalne jednačine [9].

U slobodnom prostoru $k = k_0$ i k_0 je fazna konstanta slobodnog prostora, $k_0 = \frac{\omega}{c}$ pa (2.91) postaje

$$E_x(z, t) = E_{x0} \cos\left[\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right], \quad (2.94)$$

a pri $t = 0$,

$$E_x(z, 0) = E_{x0} \cos\left(\frac{\omega z}{c}\right) = E_{x0} \cos(k_0 z), \quad (2.95)$$

što predstavlja periodičnu funkciju koja se ponavlja na rastojanju λ , što odgovara $2\pi = k_0 \lambda$ i predstavlja talasnu dužinu $\lambda = \frac{2\pi}{k_0}$. Maksimum kosinusne funkcije mora biti za vrednosti faze $2\pi m$, gde je $m = 0, 1, 2, \dots$ pa je $k_0 z = 2\pi m$.

Ako posmatramo mesta maksimuma za funkciju (2.91) onda je to uslov

$$\omega t - k_0 z = \omega\left(t - \frac{z}{c}\right) = 2\pi m. \quad (2.96)$$

Sa protokom vremena i z mora da se povećava da bi uslov (2.96) bio ispunjen. Znači da se maksimum talasa i ceo talas kreće sa povećanjem z , tj. u pravcu z ose. Sa istom argumentacijom za funkciju (2.93), odnosno njen argument, $(\omega t + k_0 z)$, može se reći da ova funkcija definiše talas koji se prostire u pravcu z ose u smeru negativnog dela ove ose. Često se talas koji se prostire u smeru pozitivnog dela z ose zove incidentni, a talas koji se prostire u suprotnom pravcu reflektovani.

Koristeći Maksvelove jednačine (2.81) i (2.83) određuje se kompleksni vektor električnog polja $\underline{\vec{H}}$, pošto je $\nabla \times \underline{\vec{E}} = -j\omega\mu\underline{\vec{H}}$, prelazeći na x komponentu kompleksnog vektora koja zavisi samo od z koordinate dobija se

$$\frac{\partial^2 \underline{E}_x}{\partial z^2} = -j\omega\mu \underline{H}_y, \quad (2.97)$$

pa je komponenta magnetnog polja $\underline{H}_y$ koristeći izraz za $\underline{E}_x$, (2.90),

$$\underline{H}_y = -\frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial^2 \underline{E}_x}{\partial z^2} = -\frac{1}{j\omega\mu} (-jk) E_{x0} e^{-jkz} = E_{x0} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} e^{-jkz}, \quad (2.98)$$

a u slučajnu slobodnog prostora trenutna vrednost vektora jačine magnetnog polja je

$$H_y(z, t) = E_{x0} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \cos(\omega t - k_0 z). \quad (2.99)$$

Može se zaključiti da je i pravac prostiranja vektora jačine magnetnog polja pravac z ose i da su električno i magnetno polje međusobno povezani, a da je njihov odnos

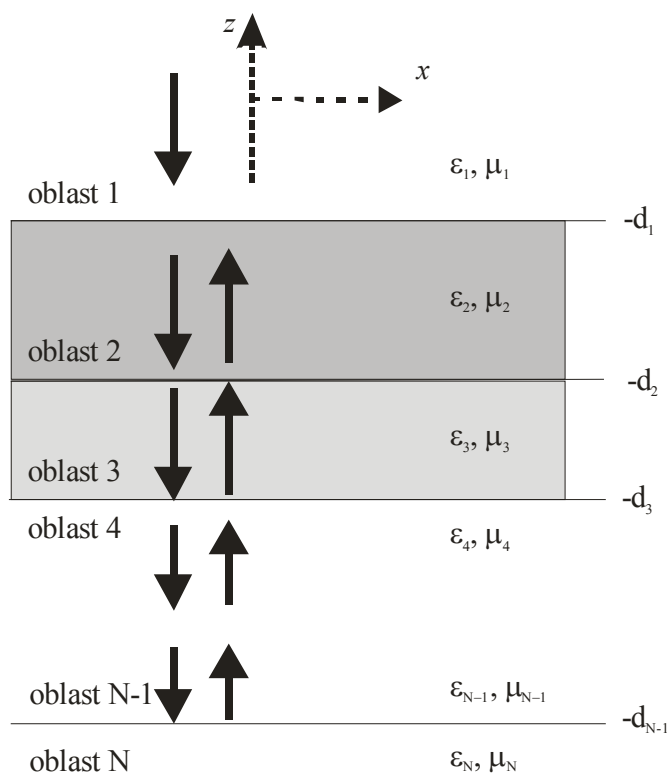
$$\frac{E_x(z, t)}{H_y(z, t)} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}, \quad (2.100)$$

konstantan u svakom trenutku vremena i u svakoj tački prostora u toku prostiranja ravanskog talasa.

Ovaj odnos predstavlja karakterističnu impedansu i označava se sa Z_c , $Z_c = \sqrt{\mu / \epsilon}$, a u slučaju slobodnog prostora je $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 120\pi = 377 \Omega$ odnosno. Ovakav talas se zove uniformni ravanski talas zbog toga što je amplituda talasa po bilo kojoj ravni $z = C^{ta}$ ista. Ovakav talas vrši prenos energije u pravcu z ose. Obe komponente ovog talasa, električno i magnetno polje su normalni na pravac prostiranja, tj. oba vektora električnog i magnetnog polja čine ravan, čija normala je pravac prostiranja talasa (transverzala). Uniformni ravanski talas je transverzalni elektromagnetni talas ili TEM talas.

2.5. ANALITIČKI MODEL PROSTIRANJA TALASA U VIŠESLOJNOJ SREDINI

Sredina koja se sastoji iz više planparalelnih slojeva različitih tkiva zanimljiva je za proučavanje prostiranja jer je ovaj model veoma blizak stvarnoj strukturi tela (koža, masno tkivo, mišićno tkivo, kost). Značajno je definisati refleksiju i transmisiju u ovakvoj višeslojnoj sredini i izračunati apsorbovanu snagu po slojevima i efekte apsorpcije. Svaka sredina je definisana $\sigma_i, \epsilon_i, \mu_i$, i debljinom sloja d_i , $n = 1, 2, \dots, N$.



Slika 2.5 – Višeslojna sredina

Pretpostavimo da je incidentni talas transverzalni električni, TE, pravac prostiranja normalan na razvojne ravni tj. razdvojne površine kao na slici 2.5 [7]. Pravac prostiranja je z osa, incidentno polje ima amplitudu A_i a polarizacija je linearna u pravcu y ose. Uopštavajući teoriju prostiranja talasa duž razdvojne površine iskazanu u prethodnom poglavlju, prihvatajući označavanje za višeslojnu sredinu, ($\rho_1 \rightarrow \rho_{12} \rightarrow R_{n,n+1}$ i $\tau_1 \rightarrow \tau_{12} \rightarrow T_{n,n+1}$), i definisanih koeficijenata refleksije i transmisije, odgovarajući Fresnelovi koeficijenti refleksije i transmisije na svakoj razdvojnoj površini, n i $n+1$ oblasti su:

$$R_{n,n+1} = \frac{\mu_{n+1}k_n - \mu_n k_{n+1}}{\mu_{n+1}k_n + \mu_n k_{n+1}}, \quad (2.101)$$

i

$$T_{n,n+1} = \frac{2\mu_n k_n}{\mu_{n+1}k_n + \mu_n k_{n+1}}, \quad (2.102)$$

gde je k_n fazna konstanta (talasni broj) za svaki region. U svakoj oblasti postoji direktni propagacioni talas iz prethodne oblasti i reflektovani talas iz naredne oblasti. Rešenje za električno i magnetno polje se dobija primenjujući granične uslove na svakoj razdvojnoj površini. Električno polje i magnetno polje za generalizovanu n -to slojnu sredinu se može izraziti kao, [104],

$$E_{ny} = A_n \left(e^{-jk_n z} + \tilde{R}_{n,n+1} e^{2jk_n d_n + jk_n z} \right) \quad (2.103)$$

$$H_{nx} = \frac{A_n}{Z_{cn}} \left(e^{-jk_n z} - \tilde{R}_{n,n+1} e^{2jk_n d_n - jk_n z} \right) \quad (2.104)$$

gde je A_n amplituda u n toj oblasti, d debljina (širina) tkiva, $\tilde{R}_{n,n+1}$ je generalizovani refleksioni koeficijent na razdvojnoj površini između n -te i $n+1$ oblasti. U generalizovanom koeficijentu su inkorporirani doprinosi svih n slojeva. Tako je

$$A_n = \frac{T_{n-1,n} A_{n-1} e^{(k_{n-1} - k_n) d_{n-1}}}{1 - R_{n,n-1} \tilde{R}_{n,n+1} e^{2jk_{n+1}(d_n - d_{n-1})}}, \quad (2.105)$$

$$\tilde{R}_{n,n+1} = \frac{R_{n,n+1} + \tilde{R}_{n+1,n+2} T_{n+1,n} e^{2jk_{n+1}(d_{n+1} - d_n)}}{1 + R_{n,n+1} \tilde{R}_{n+1,n+2} e^{2jk_{n+1}(d_{n+1} - d_n)}}. \quad (2.106)$$

Srednja vrednost površinske gustine snage u svakoj oblasti, odnosno intenziteta Pointingovog vektora je

$$\Gamma_n = P_{sn} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ E_y \times H_x^* \}, \quad (2.107)$$

pri čemu je H_x^* , konjugovano-kompleksna vrednost H_x .

2.6. RAVANSKI ELEKTROMAGNETNI TALAS U POLUPROVODNOJ SREDINI

Daleko polje (zona zračenja) toplotnog izvora je u suštini uniformni ravanski talas koji se formira već par mm od izvora toplotnog zračenja. Elektromagnetno zračenje opsega toplotnog zračenja se od izvora požara prostire najvećim delom kao elektromagnetni talas. Što je rastojanje toplotnog izvora do prijemnika veće, to je udeo energije koja se prenosi preko elektromagnetnog zračenja veći od udela koji se prenosi kondukcijom ili konvekcijom. Ovaj udeo je utoliko veći i zbog toga što elementi konvekcije (dimni zagrejani produkti) odlaze usled konektivne struje požara uvis [107, 114].

Zbog toga se u ovom poglavlju vrši teorijska analiza prostiranja toplotnog zračenja požara koje se prostire kao elektromagnetni talas.

U sredini u kojoj je provodnost σ različita od nule, postoji, pored struje električnog pomeraja, i kondukciona struja čija je gustina

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}. \quad (2.108)$$

Ako je sredina homogena i izotropna i ne sadrži slobodna električna opterećenja, sistem Maksvelovih jednačina može se napisati u obliku parcijalnih diferencijalnih jednačina i u kompleksnom obliku.

$$\text{rot} \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \quad \text{rot} \vec{H} = j\omega \varepsilon \vec{E} + \sigma \vec{E} \quad (2.109)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{rot} \vec{E} = -j\omega \mu \vec{H} \quad (2.110)$$

$$\text{div} \vec{E} = 0 \quad \text{div} \vec{E} = 0 \quad (2.111)$$

$$\text{div} \vec{H} = 0 \quad \text{div} \vec{H} = 0. \quad (2.112)$$

U odnosu na jednačine koje važe za prostiranje ravanskog talasa u idealnom savršenom dielektriku, može se konstatovati da je različita samo jednačina (2.80) koja se razlikuje za član (2.108) tj. gustinu kondukcione struje. Jednačina (2.109) može se napisati

$$\text{rot} \vec{H} = j\omega \left(\varepsilon - j \frac{\sigma}{\omega} \right) \vec{E}, \quad (2.113)$$

čime je uveden pojam kompleksne dielektrične konstante

$$\underline{\varepsilon} = \varepsilon - j \frac{\sigma}{\omega}, \quad (2.114)$$

a jednačina (2.113) postaje

$$\text{rot} \underline{\vec{H}} = j\omega \underline{\varepsilon} \underline{\vec{E}}, \quad (2.115)$$

tako sistem jednačina postaje istovetan kao i kod idealnog dielektrika.

Zbog toga poluprovodnu sredinu možemo formalno da tretiramo kao idealan dielektrik sa kompleksnom dielektričnom konstanom $\underline{\varepsilon}$, a da rezultate dobijene analizom prostiranja u idealnom dielektriku koristimo i u analizi prostiranja za slučaj poluprovodne sredine uz vođenje računa o kompleksnom karakteru dielektrične konstante [113].

Svaka sredina osim slobodnog prostora je u većoj ili manjoj meri provodna. Kod kvalitetnijih dielektrika provodnost je vrlo mala, dok je kod dobrih provodnika ona izuzetno velika. Pouzdan kriterijum za klasifikaciju provodnih osobina sredine je koeficijent p , kao odnos struje kondukcione struje i struje dielektričkog pomeraja

$$p = \frac{J_{kond}}{J_d} = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon}. \quad (2.116)$$

Ovaj koeficijent zavisi od frekvencije, a na osnovu vrednosti ovog koeficijenta, p , sredine su podeljene na idealne provodnike, dielektrike i poluprovodne materijale i to:

- a) $p \rightarrow \infty$, idealni provodnik,
- b) $p \approx 1$, poluprovodna sredina i
- c) $p \rightarrow 0$, idealni dielektrik.

Ako se talas prostire u pravcu z ose, a komponente polja talasa ne zavise od koordinata x i y , jednačine divergencije (2.111) i (2.112) su

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \text{ i } \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0 \Rightarrow E_z = 0 \text{ i } H_z = 0, \quad (2.117)$$

a koristeći analogiju sa rezultatima dobijenim pri prostiranju talasa u savršenom dielektriku dobijaju se izrazi za transverzalne komponente polja

$$\underline{E} = \underline{E}_{01} e^{-\underline{\gamma} z} + \underline{E}_{02} e^{\underline{\gamma} z}, \quad (2.118)$$

gde je $\underline{\gamma}$ kompleksna konstanta prostiranja, a zbog kompleksne dielektrične konstante $\underline{\varepsilon}$, sastojaće se od realnog i imaginarnog dela, $\underline{\gamma} = \alpha + jk$, gde je α konstanta slabljenja. Jednačina 2.118 dobija oblik

$$\underline{E} = \underline{E}_{01} e^{-\alpha z} e^{-jkz} + \underline{E}_{02} e^{\alpha z} e^{jkz}, \quad (2.119)$$

a trenutna vrednosti električnog polja je

$$E = \operatorname{Re} \{ \underline{E} \cdot e^{j\omega t} \} = \operatorname{Re} \{ \underline{E}_{01} e^{-\alpha z} e^{j(\omega t - kz + \varphi_1)} + \underline{E}_{02} e^{\alpha z} e^{j(\omega t + kz + \varphi_2)} \}, \quad (2.120)$$

$$E = \underline{E}_{01} e^{-\alpha z} \cos(\omega t - kz + \varphi_1) + \underline{E}_{02} e^{\alpha z} \cos(\omega t + kz + \varphi_2). \quad (2.121)$$

Koristeći jednačine koje definišu kompleksnu konstantu prostiranja

$$\underline{\gamma}^2 = (\alpha + jk)^2 = \alpha^2 - k^2 - 2j\alpha k, \quad (2.122)$$

$$\underline{\gamma}^2 = -\omega^2 \underline{\varepsilon} \underline{\mu} = -\omega^2 \underline{\mu} \left(\varepsilon - j \frac{\sigma}{\omega} \right) = -\omega^2 \underline{\mu} \varepsilon + j\omega \underline{\mu} \sigma, \quad (2.123)$$

dobija se sistem od dve jednačine sa dve nepoznate

$$\alpha^2 - k^2 = -\omega^2 \underline{\mu} \varepsilon, \quad (2.124)$$

$$2\alpha k = \omega \underline{\mu} \sigma. \quad (2.125)$$

Rešavajući sistem jednačina izračunava se konstanta slabljenja i fazna konstanta,

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\underline{\varepsilon} \underline{\mu}}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon^2}} - 1 \right)}, \quad i \quad (2.126)$$

$$k = \omega \sqrt{\frac{\underline{\varepsilon} \underline{\mu}}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon^2}} + 1 \right)}. \quad (2.127)$$

Brzina prostiranja ekvifazne ravni v ili fazna brzina je

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\underline{\varepsilon} \underline{\mu}}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon^2}} + 1 \right)}}. \quad (2.128)$$

Karakteristična impedansa sredine Z_c je

$$\underline{Z}_c = \frac{\underline{E}}{\underline{H}} = \sqrt{\frac{\underline{\mu}}{\underline{\varepsilon}}}, \quad (2.129)$$

što je u saglasnosti zbog kompleksnosti dielektrične konstante $\underline{\varepsilon}$. Ovo implicira i da električno i magnetno polje u poluprovodnoj sredini nisu u fazi. Karakteristična impedansa sredine se može izraziti u obliku

$$\underline{Z}_c = \frac{j\omega \underline{\mu}}{\underline{\gamma}} = \frac{\omega \underline{\mu}}{\alpha^2 + k^2} (k + j\alpha), \quad (2.130)$$

pri čemu je moduo i argument karakteristične impedanse sredine,

$$Z_c = \frac{\omega \underline{\mu}}{\sqrt{\alpha^2 + k^2}}, \quad (2.131)$$

$$\varphi = \arctg \frac{\alpha}{k}. \quad (2.132)$$

Ovde treba obratiti pažnju na pojam grupne i fazne brzine. Pošto brzina prostiranja faze zavisi od frekvencije ω , poluprovodna sredina je disperzivna sredina. Elektromagnetni talas, npr. signal mobilne telefonije je modulisani signal koji je nosilac neke informacije, se prostire se u poluprovodnoj sredini brzinom koja je različita od brzine prostiranja faze i to je brzina prostirana grupe (grupna brzina).

$$v_g = \frac{1}{\frac{dk}{d\omega}} = \frac{1}{\frac{d}{d\omega} \left(\frac{\omega}{v} \right)} = \frac{v}{1 - \frac{v}{\omega} \frac{dv}{d\omega}}, \quad (2.133)$$

Elektromagnetna energija se prostire grupnom brzinom, što je bitno kod sagledavanja efekata prostiranja elektromagnetnih talasa u poluprovodnim sredinama, kao što je biološko tkivo.

2.7. POLUPROVODNI MATERIJALI

Nijedan materijal nije niti idealni dielektrik, niti idealan provodnik. Njihove stvarne karakteristike se nalaze između ova dva granična slučaja. U zavisnosti kojem slučaju su bliži nazivamo ih provodnicima ili dielektricima. Kada se posmatra jedan realni materijal neophodno je voditi računa o njegovim i dielektričnim i provodnim svojstvima. Tako se izraz za dieletričnu konstantu može razložiti na dva izraza, prvi koji ukazuje na efekte polarizacije (vezana naelektrisanja), i drugi, efekte provođenja (slobodna naelektrisanja), tako koristeći veličine $\{\omega_0, \rightarrow \omega_{dp} \text{ ili } \omega_{cp}, \zeta \rightarrow \zeta_d \text{ ili } \zeta_c\}$ za svaki deo tj. član može se napisati izraz za totalnu (ukupnu) dielektričnu konstantu

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_0 \omega_{dp}^2}{\omega_{dp}^2 - \omega^2 + j\omega \zeta_d} + \frac{\varepsilon_0 \omega_{cp}^2}{j\omega(\zeta_c + j\omega)} \quad (2.134)$$

Ako prva dva člana obeležimo sa $\varepsilon_d(\omega)$, a treći sa $\frac{\sigma_c(\omega)}{j\omega}$, dobija se ukupna dielektrična konstanta materijala. Može se uočiti kompleksni karakter obe konstante.

$$\underline{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_d(\omega) + \frac{\sigma_c(\omega)}{j\omega} a, \quad (2.135)$$

gde je: $\varepsilon_d(\omega) = \varepsilon'_d(\omega) - j\varepsilon''_d(\omega)$.

U slučaju niskih učestanosti $\omega \rightarrow 0$, veličine $\varepsilon_d(0)$ i $\sigma_c(0)$ predstavljaju osnovnu (statičku) dielektričnu konstantu i provodnost.

Jednačina (2.135) može se zapisati i kao

$$j\omega\varepsilon(\omega) = \sigma_c(\omega) + j\omega\varepsilon_d(\omega). \quad (2.136)$$

Ova dva člana definišu kondukcijske struje i struje dielektričnog pomeraja.

Desna strana Amperovog zakona predstavlja totalnu gustinu struje

$$J_{tot} = J + \frac{\partial D}{\partial t} = J + j\omega D = \sigma_c(\omega)E + j\omega\varepsilon_d(\omega)E = j\omega\varepsilon(\omega)E, \quad (2.137)$$

gde je $J_{dp} = \frac{\partial D}{\partial t} = j\omega\varepsilon_d(\omega)E$ i predstavlja gustinu struje dielektričnog pomeraja ili polarizacije.

Dielektrična konstanta materijala (2.135) može se raščlaniti na realni i imaginarni deo

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega) = \varepsilon'_d(\omega) - j\varepsilon''_d(\omega) + \frac{\sigma_c(\omega)}{j\omega}, \quad (2.138)$$

gde je

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon'_d(\omega) \quad (2.139)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \varepsilon''_d(\omega) + \frac{\sigma_c(\omega)}{\omega} \quad (2.140)$$

Ovakvo raščlanjivanje je bilo moguće pod uslovom da je σ_c , realna vrednost. Ovo je zadovoljeno u metalima i biološkim tkivima koji imaju dobru provodnost.

Odnos između gustine kondukcijske struje i gustine struje dielektričnog pomeraja je

$$\left| \frac{J_c}{J_{dp}} \right| = \frac{|\sigma_c(\omega)E|}{|j\omega\varepsilon_d(\omega)E|} = \frac{|\sigma_c(\omega)|}{|j\omega\varepsilon_d(\omega)|} = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon}, \quad (2.141)$$

što je u saglasnosti sa Maksvelovom korekcijom I jednačine i jednačinom (2.116). Ovaj odnos je funkcija frekvencije i definiše granicu između dobrog provodnika ($\sigma / \omega\varepsilon \gg 1$) i dobrog dielektrika ($\sigma / \omega\varepsilon \ll 1$).

Srednja vrednost zapreminske gustine energije omskih gubitaka u jedinici vremena za određeni realni materijal je

$$\frac{dP_{gub}}{dV} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ \vec{J}_{tot} \cdot \vec{E}^* \} = \frac{\omega\varepsilon'' |\vec{E}|^2}{2} = \frac{\omega\varepsilon'' |E|^2}{2}, \quad (2.142)$$

odnosno

$$\frac{dP_{gub}}{dV} = (\omega \varepsilon_d''(\omega) + \sigma_c(\omega)) \frac{|E|^2}{2} = . \quad (2.143)$$

Omski gubici u materijalu disipiraju u obliku termičkih gubitaka što dovodi do zagrevanja materijala. Obično se izražava preko odnosa imaginarnog i realnog dela dielektrične konstante (tangens ugla gubitaka) i naziva se disipacioni faktor

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\varepsilon_d''(\omega)}{\varepsilon_d'(\omega)} = \frac{\omega \varepsilon_d''(\omega) + \sigma_c(\omega)}{\omega \varepsilon_d'(\omega)} = \frac{\varepsilon_d''(\omega)}{\varepsilon_d'(\omega)} + \frac{\sigma_c(\omega)}{\omega \varepsilon_d'(\omega)} = \operatorname{tg} \theta_d + \operatorname{tg} \theta_c . \quad (2.144)$$

Jednačina 2.143 postaje

$$\frac{dP_{gub}}{dV} = \omega \varepsilon_d'(\omega) \operatorname{tg}(\theta) \frac{|E|^2}{2} = . \quad (2.145)$$

Može se zaključiti da zagrevanje materijala kroz koji prolazi elektromagnetni talas ima dve komponente, jednu komponentu kojom je određeno zagrevanje usled dielektričnih karakteristika materije i koja raste sa frekvencijom, i druga komponenta koja zavisi od provodnosti materijala, odnosno od broja slobodnih naelektrisanja u materijalu.

2.8. PRODİRANJE I APSORPCIJA TOPLOTNOG ZRAČENJA

Pri prostiranju talasa u pravcu z ose za kompleksne vrednosti vektora električnog i magnetnog polja srednja vrednost Pointingov vektora (*John Henry Poynting*), $\vec{\Gamma}$, ima samo z komponentu:

$$\Gamma_1 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ \hat{x} E_1 \times \hat{y} H_1^* \} = \hat{z} \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ E_1 H_1^* \} \quad (2.146)$$

Direktna posledica kontinuiteta prostiranja talasa je konzervacija Pointingovog vektora duž razdvojne površine, tako da je

$$\Gamma_1 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ E_1 H_1^* \} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ E_2 H_2^* \} = \Gamma_2 \quad (2.147)$$

Ako se posmatra talas koji se prostire iz sredine koja je savršen dielektrik, Z_{c1} , u sredinu koja je nesavršeni dielektrik tj. (dielektrik sa gubicima), Z_{c2} , prethodna jednačina se može napisati preko incidentne i reflektovane komponente, za slučaj $E_{2-} = 0$,

$$\Gamma_1 = \frac{1}{2Z_{c1}} \left(|E_{1+}|^2 - |E_{1-}|^2 \right) = \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{2Z_{c2}} \right\} |E_{2+}|^2 = \Gamma_2 \quad (2.148)$$

Leva strana jednačine predstavlja razliku gustinu snage po jedinici površine incidentnog i reflektovanog talasa. To je u stvari snaga po jedinici površine koja prelazi iz sredine 1 u sredinu 2 koja nije savršen dielektrik. To je prenesena gustina snage (snaga transmisije). Koristeći izraze za koeficijente refleksije i transmisije ova jednačina se može napisati

$$\Gamma_1 = \frac{1}{2Z_{c1}} |E_{1+}|^2 (1 - |\rho_1|^2) = \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{2Z_{c2}} \right\} |E_{1+}|^2 |\tau_1|^2. \quad (2.149)$$

Odavde sledi da je

$$\frac{1}{Z_{c1}} (1 - |\rho_1|^2) = \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{Z_{c2}} \right\} |\tau_1|^2. \quad (2.150)$$

i konačno sledi

$$\frac{Z_{c1}}{Z_{c2}} = \frac{1 - \rho_1}{1 + \rho_1}, \Rightarrow \operatorname{Re} \left\{ \frac{Z_{c1}}{Z_{c2}} \right\} = \frac{1 - |\rho_1|^2}{|1 + \rho_1|^2} = \frac{1 - |\rho_1|^2}{|\tau_1|^2} \quad (2.151)$$

Tako se mogu napisati izrazi za gustinu snage (snagu po jedinici površine): incidentnu P_{sin} , reflektovanu P_{sref} i propuštenu snagu P_{str} , što nisu ništa drugo do odgovarajući intenziteti Pointingovog vektora, pa je

$$P_{sin} = \frac{1}{2Z_{c1}} |E_{1+}|^2, \quad (2.152)$$

$$P_{sref} = \frac{1}{2Z_{c1}} |E_{1-}|^2 = \frac{1}{2Z_{c1}} |E_{1+}|^2 |\rho_1|^2 = P_{sin} |\rho_1|^2, \quad (2.153)$$

$$P_{str} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{2Z_{c2}} \right\} |E_{2+}|^2 = \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{2Z_{c2}} \right\} |E_{1+}|^2 |\tau_1|^2 = P_{sin} \operatorname{Re} \left\{ \frac{Z_{c1}}{Z_{c2}} \right\} |\tau_1|^2. \quad (2.154)$$

Očigledno da je

$$P_{str} = P_{sin} - P_{sref}. \quad (2.155)$$

Koeficijenti refleksije i transmisije se mogu izraziti i preko gustina snaga

$$\frac{P_{sref}}{P_{sin}} = |\rho_1|^2, \quad \frac{P_{str}}{P_{sin}} = 1 - |\rho_1|^2 = \left(\frac{Z_{c1}}{Z_{c2}} \right) |\tau_1|^2 = \operatorname{Re} \left\{ \frac{n_2}{n_1} \right\} |\tau_1|^2. \quad (2.156)$$

Ako su sa obe strane razdvojne površine idealni dielektrici, onda su ρ_1, τ_1 realne vrednosti, a u slučaju poluprovodnih sredina ovi koeficijenti su kompleksne vrednosti.



EFEKTI TOPLOTNOG ZRAČENJA POŽARA I BIOLOŠKI MATERIJALI

Postoji potreba za procenom rizika kod utvrđivanja odnosa prenosa inteziteta termičke radijacije i ekvivalentnih povreda i tipa opekotina. Korelacije ovih odnosa i za smrtonosne opekotine i za one koje to nisu, su izvedene u Eisenberg-ovom, Lynch-ovom i Breeding-ovom modelu povredivosti (1975). Hymes (1983 SRD R275) je kasnije dao detaljan pregled i još neke dodatne informacije, a dodatne informacije se takođe mogu naći i u *Green Book* (CPD, 1992b).

Zdravstveni problemi vezani za opekotine koje pokrivaju velike površine tela, uključuju ogroman gubitak tečnosti i ekstremni su potencijal za infekcije, posle gubitka velikog dela zaštitnih slojeva kože. Preživljavanje zdravih odraslih osoba i tinejdžera, mogu se normalno očekivati kada manje od 20% površine tela ima opekotine drugog i trećeg stepena (procenat delova tela: glava 7 %, ruke 14 % i dlanovi 5 %). Stopa preživljavanja brzo opada za lica koja imaju više od 50 % površine tela pokriveno dubokim opekotinama, pa čak i uz intenzivnu medicinskim negu malo je verovatno da će preživeti.

Biološki materijali su veoma složeni jer se sastoje od više različitih vrsta ćelija, koje su same po sebi nehomogene u funkcionalnom, strukturnom i elektromagnetnom smislu. U smislu prostiranja toplotnog elektromagnetnog talasa, ovakve sredine se svrstavaju u grupu poluprovodnih sredina koje su sa stanovišta prostiranja elektromagnetnih talasa opisane u prethodnom poglavlju.

3.1. KOŽA KAO BIOLOŠKI MATERIJAL

Koža predstavlja oko 14%-16% od ukupne telesne težine odraslog čoveka i najveći je organ u ljudskom telu. Koža je veoma složen organ i ima više uloga u organizmu i to:

- senzorsku: služi kao organ smislu za kontaktna čula kao što su bol, toplota, hladnoća, pritisak, dodir;
- termoregulacionu: termički gledano služi kao generator, absorber, transmitter, provodnik i isparivač toplote;
- zaštitnu: sprečava ulazak stranih tela kao što su mikroorganizmi i štiti osnovna tkiva od različitih povreda, kao što su mehanički uticaji, toplota, hladnoća, biološke povrede itd.

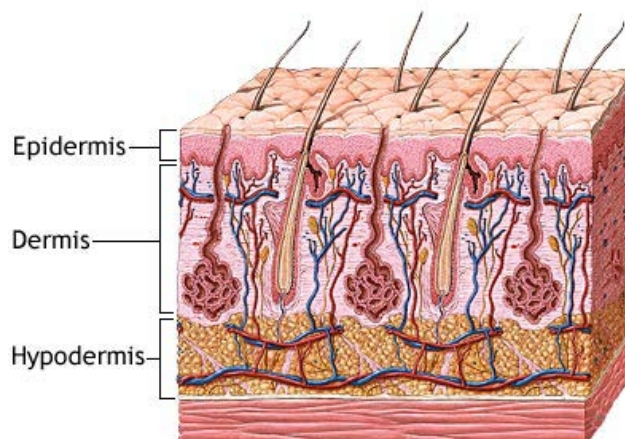
- skladišnu: koža deluje kao rezervoar za vodu i hranu, masno tkivo i sprečava suvišan gubitak vode iz organizma;
- koža pomaže procesu izlučivanja vode, soli, ureje, mlečne kiseline i služi kao skladište vitamina D.

Međutim, u ekstremnom okruženju, ljudi mogu da osećaju neprijatnost ili čak bol zbog ekstremne toplote ili hladnoće, a u nekim slučajevima može doći i do povređivanja tkiva kože, što za posledicu može imati fatalan ishod. Očigledno, koža ne može da zaštiti ljudsko telo kada je temperatura van normalnog fiziološkog opsega.

Da bi smo razumeli fiziologiju opekotina kože, potrebno je prvo shvatiti funkciju i građu kože. Komponente kože, mogu se podeliti na tri osnovna sloja: epidermis, dermis i hipodermis.

3.2. GRAĐA KOŽE

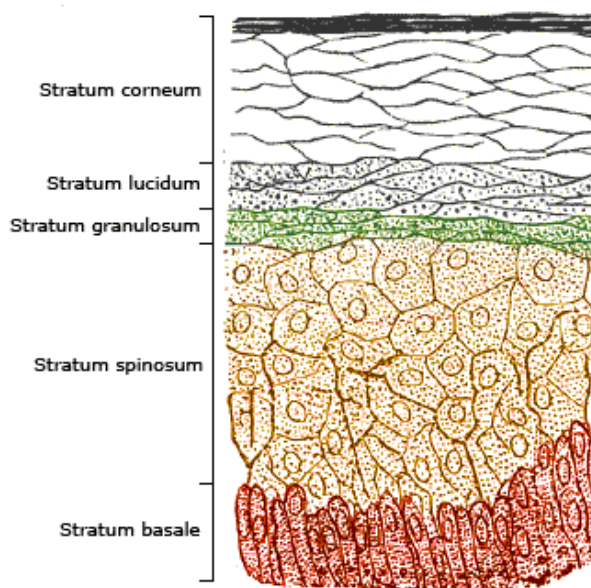
Tri glavna sloja kože prikazana su na slici 3.1, dok debljina ovih slojeva zavisi od lokacije kože [11].



Slika 3.1 – Slojevi kože-3 glavna sloja

3.2.1. Epidermis

Epidermis je debljine od 75 - 150 μm (osim na dlanovima i tabanima gde je to od 0.4 - 0.6 mm) i to je spoljni sloj kože. Ovaj sloj kože sadrži i žive i mrtve ćelije [12,13]. Sastoji se od 95% kartin-sintetizovanih epitelnih ćelija (*keratinocytes*) i 5% ne-*keratinocytes*-nih ćelija. Promene u ćelijskoj konstituciji epitelnih ćelija, daju za rezultat jasnu razliku u slojevima epidermis-a, slika 3.2, [17].



Slika 3.2 - Višeslojan pločast keratizovan epitel kože čoveka

Tanka koža izgrađena je od četiri, a u debeloj koži ima pet slojeva ćelija:

- *stratum basale* (*stratum germinativum*) naleže na podepitelsku laminu; njegove ćelije imaju sposobnost mitotičkog deljenja, čime se nadoknađuju slojevi uklonjeni perutanjem;
- *stratum spinosum* (*stratum Malpighi*) obrazuje neoliko slojeva keratinocita, koji zbog trnolikih nastavaka dobijaju naziv rogljaste (trnolike) ćelije;
- *stratum granulosum* dva do tri sloja tamnih ćelija ispunjenih granulama;
- *stratum lucidum* sloj keranocita u kome se teško uočavaju ćelijske organele, ne postoji u tankoj koži;
- *stratum corneum* nekoliko slojeva mrtvih, rožnih ćelija i ima ulogu barijere između spoljašnje sredine i organizma

Ne-keratinocytes-ne ćelije koje se mogu se naći u epidermisu su: *melanocytes*-ne (pigmentne ćelije), *Langerhans*-ove ćelije (imaju imunološku funkciju) i *Merkel*-ove ćelije (imunoreaktivne za više substanci).

3.2.2. Dermis

Dermis sačinjava veći deo ljudske kože i čini 15% do 20% od ukupne telesne težine. Dermis je mnogo deblji (1~4 mm), [13], od epidermisa i sastoji se od tri fibrinska proteina: kolagena, elastina i malo retikulina. U dermisu ima krvnih sudova, nerava, limfnih sudova, kao i dodatka kože, kao što su folikule, mali kosi mišići, lojne žlezde i znojne žlezde, koji se drže zajedno kolagenom. Dermis igra važnu ulogu u termoregulaciji i vaskularnoj mreži za snabdevanje nevaskularizovanog epiderma hranljivim sastojcima. Dermis je generalno podeljen na dva slabo prepoznatljiva sloja i to papilarni sloj i donji retikularni sloj. Papilarni

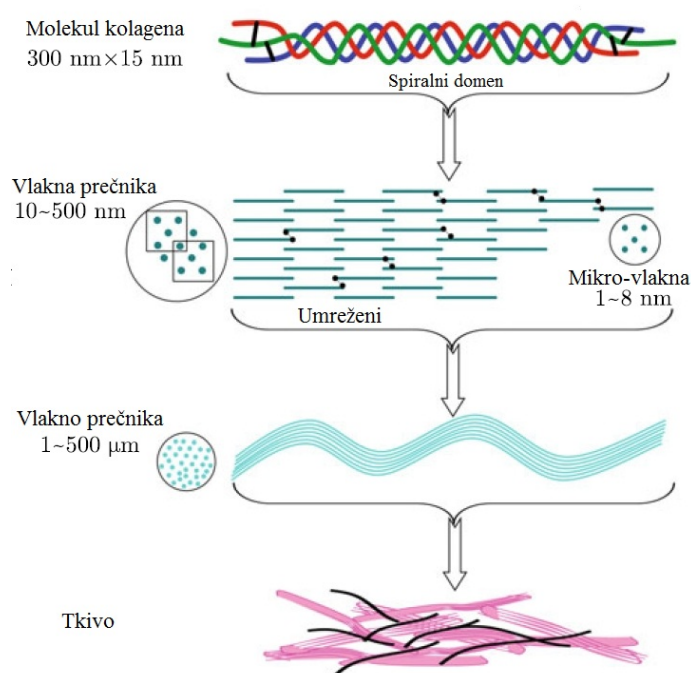
dermis je tanki spoljašnji deo dermalnog vezivnog tkiva i predstavlja oko 10% debljine dermisa. On sadrži manje i više labavija elastična i kolagena vlakna od osnovnog retikularnog dermisa. Retikularni dermis predstavlja veći deo dermisa. Ovo gusto kolageno i elastično vezivno tkivo, sadrži relativno malu količinu ćelija i vena.

3.2.2.1. Kožno-epidermalna barijera

Kožno-epidermalna barijera je važan interfejs mehaničke veze između epidermisa i dermisa. Sastoji se od bazalne membrane koja je talasastog oblika i obezbeđuje fizičku barijeru za ćelije i velike molekule. Čvrstoća veze određena je delovima epiderma koji prodire u papilarni dermis.

3.2.2.2. Kolagena vlakna u dermisu

Kolagen je prilično krut i težak protein koji je glavni sastojak ekstracelularnog matriksa vezivnog tkiva i glavni je strukturni element raznih mekih tkiva, preko kojeg se obezbeđuje strukturni integritet. U dermisu je kolagen glavni sastojak i čini približno 60% do 80% mase kože bez masti [13, 18, 19, 20, 21, 23 24] tj. 18% do 30% od zapremine dermisa [13]. Kolagen je makromolekul prečnika oko 1,5 nm i dužine oko 280 nm. U ljudskoj koži uglavnom su zastupljeni kolageni Tipa I, II i IV. Na slici 3.3 je prikazana struktura kolagena Tipa I. Uloga kolagena je da koži omogući zatezna svojstva.

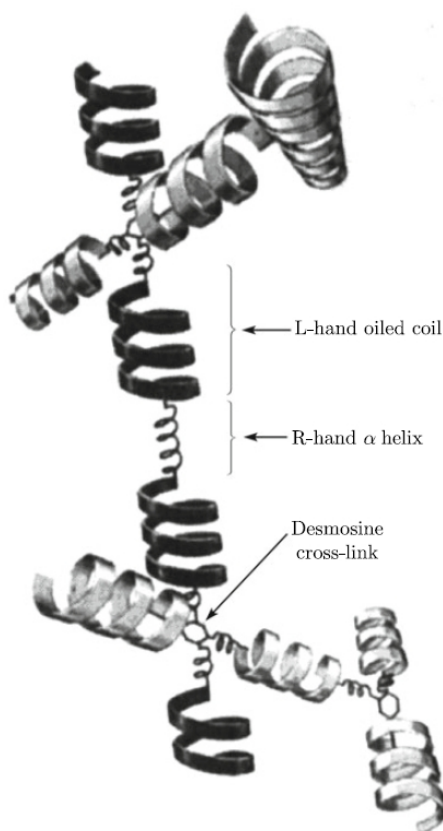


Slika 3.3 - Molekularno-vlaknasta konfiguracija kolagena Tipa I.

3.2.2.3. Elastična vlakna u koži

Elastin je jedan od najstabilnijih nerastvorljivih proteina u telu, i zauzima jako mali udeo u ukupnoj zapremini kože. Debljine je oko 100 nm i po građi je uvrnutiji nego vlakna kolagena. Izgled modela elastina prikazan je na slici 3.4.

Svaki vlaknasti monomer je vezan sa većim brojem drugih monomera i ima oblik trodimenzionalne mreže. Elastin se nalazi u koži, zidovima arterija i vena, i plućnom tkivu. Poznato je da je osnovna jedinica elastina dugačak lanac proteina koji je unakrsno povezan sa molekulima lizina. Četiri lanca elastina spojeni su unakrsno kovalentnim lepljenjem molekula lizina. Ova vlakna poseduju izuzetnu elastičnost, što objašnjava i njihovo ime. Prema ponašanju to su elastomeri tj. imaju mali elastični modul i vraćaju se njihovoj izvornoj veličini, čak i posle značajnog istezanja. Strukture tkiva sa elastinom, kao osnovnim gradivnim materijalom, interesantne su zbog svojih specifičnih biomehaničkih svojstava. Elastin ima amorfnu mrežnu strukturu koja omogućava visoku elastičnost njegovih vlakana koja su izgrađena od dugih fleksibilnih lanaca molekula.



Slika 3.4 - Izgled modela elastina

3.2.2.4. Amorfna vezivna supstanca.

Amorfna vezivna supstanca čini oko 20% težine suve kože i 70% do 90% zapremine kože [25]. To je gelasta supstanca koja sadrži hemikalije, koje uključuju glikozaminoglikane (GAG), proteoglikane i glikoproteine. Osobine ove supstance određene su sadržajem mukopolisaharida, protoglikana i glikoproteina. Od mukopolisaharida najbitnija je uloga hijaluronske kiseline čiji su lanci unakrsno povezani u koži sa kolagenima i elastičnim vlaknima, što i daje koži karakteristike slične gumi. Sve zajedno, ove supstance ovako povezane, zauzimaju formu gela, koji ne curi pri nekoj povredi kože, čak i pod dejstvom velikog pritiska.

3.2.3. Hypodermis

Ovo je treći glavni sloj kože (takođe se naziva i potkožna mast), koji se sastoji od rastresitog masnog vezivnog tkiva. Debljina masti varira od skoro ništa u pojedinim oblastima do 1.5 - 2,0 cm u drugim oblastima. Hypodermis, pored masti, sadrži velike krvne sudove i nerve. Debljina slojeva znatno varira po površini tela [13], a takođe zavisi i od starosti, pola, rase i uhranjenosti pojedinca. Deluje kao izolacioni sloj i zaštitni jastuk i čini oko 10% ukupne telesne težine [26].

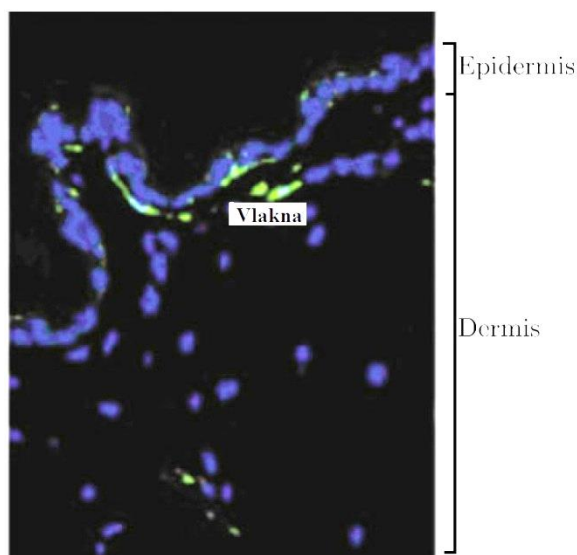
3.2.4. Dodaci u koži

Kosa, znojne žlezde i receptori u koži imaju veoma važnu ulogu u termoregulaciji. Znojne žlezde su jednostavne, jako savijene, cevaste žlezde, slika 3.5, [27]. Generalno, prostiru se duboko u koži i sastoje se od tri dela: sekretornog dela, koji je savijeni region znojne žlezde i nalazi se u dermisu; kanala za izlučivanje, i spirale u epidermu, koja prolazi kroz ćelije epiderma sve do površine kože. Koža je jako osetljiv organ prema eksternim uticajima. Brojni inkapsulirani i slobodni senzorni nervni završeci su bez odgovora pri stimulaciji temperaturom (toplota i hladnoća), pritiskom i dodirrom.



Slika 3.5 - Znojna žlezda u koži

Na slici 3.6 - prikazani su nervni završeci za bol i za epidermis i za dermis.

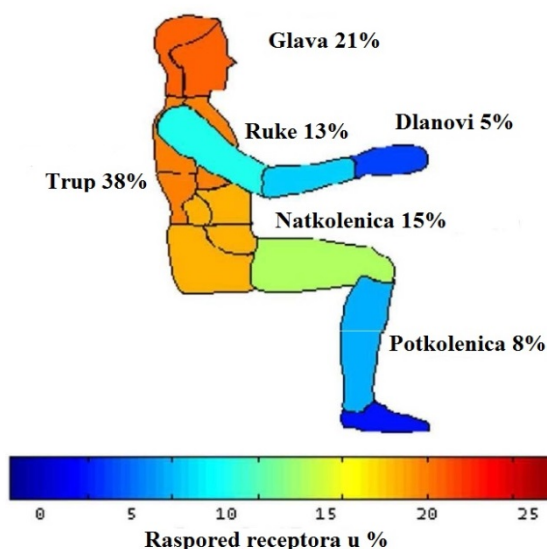


Slika 3.6 - Histološka sekcija slobodnih nervnih završetaka u koži

Istraživanja Ivanova i saradnika [28] pokazala su da su nervni završeci prisutni u različitim slojevima kože, kao i da termoreceptori mogu da informišu centralni nervni sistem ne samo o absolutnoj temperaturi, već i o vrednosti i pravcu toplotnog protoka kroz kožu.

Istraživanja Morin-a i Bushnell-a [29] su utvrdila da su receptori i za toplotu i za hladnoću nalaze unutar dermisa, ali da su za hladnoću smešteni malo dublje u odnosu na receptore za toplotu. Oba tipa receptora su aproksimativno oko 1mm u prečniku i receptora za hladnoću ima ima od 3-10 puta više, raspoređenih kroz tkivo kože, slika 3.7, [30].

Rapored temperaturnih receptora kože na telu

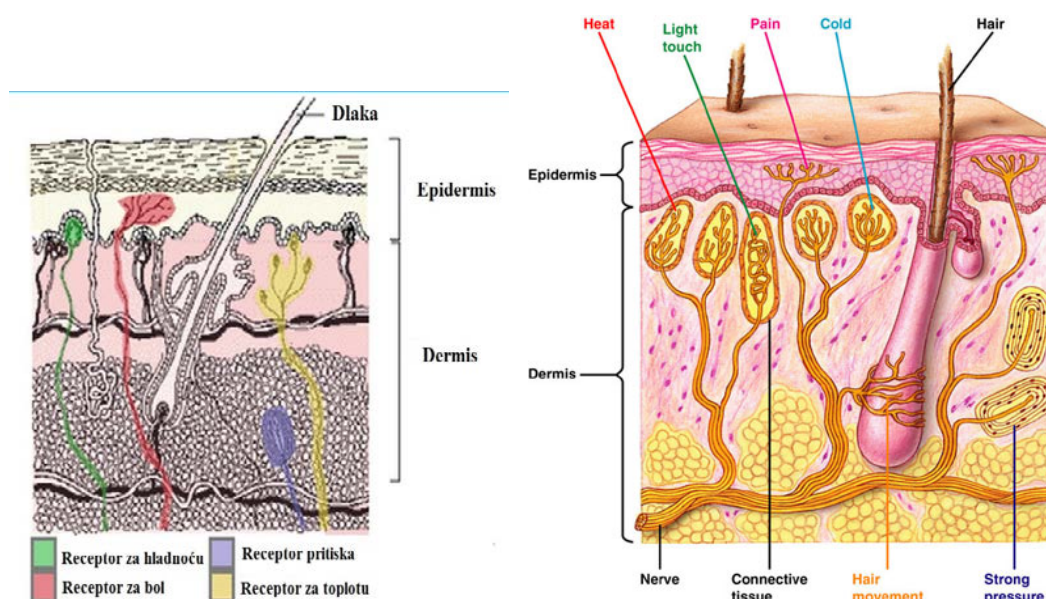


Slika 3.7. - Raspored kožnih temperaturnih receptora

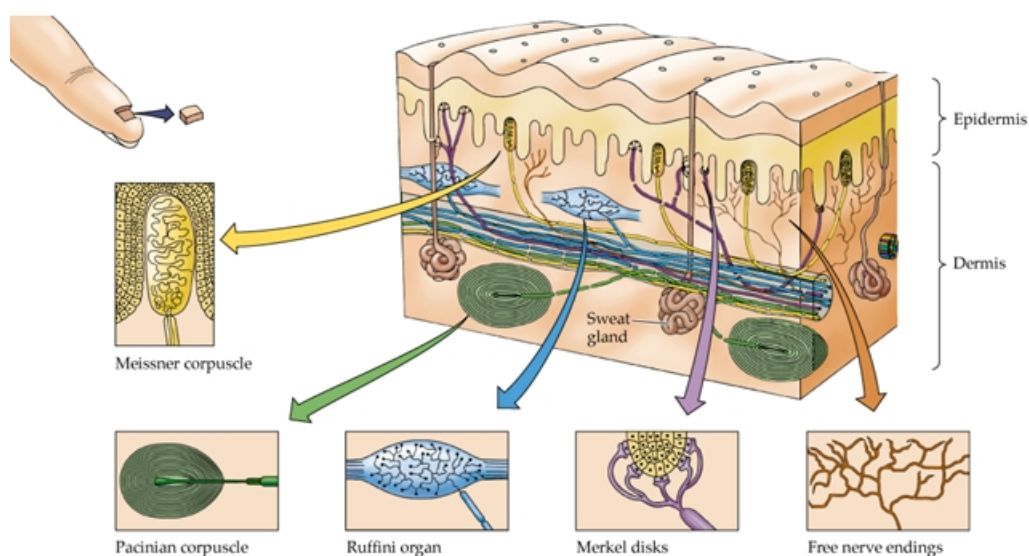
Receptori bola se aktiviraju samo na graničnim vrednostima opsega hladnoće ili toplote, dok su receptori za toplotu i hladnoću aktivni u nutar celog temperaturnog opsega, slika 3.8.

Generalno gledajući receptore u koži možemo podeliti u nekoliko osnovnih grupa slika 3.9. i to su:

- **Slobodni nervni završeci.** Funkcija: emituju informacije o bolu u mozak u potencijalno opasnim situacijama. Lokacija: nalaze se u većini površinskih slojeva kože u epidermalnom sloju
- **Meissner-ova telašca.** Funkcija: prenose informacije o laganom dodiru i imaju važnu ulogu u određivanju oblika, ivica, i tekstura. To su fazni receptori sa malim receptornim poljem, daju osećaj finih taktilnih stimulacija i omogućavaju prostornu diskriminaciju. Lokacija: nalaze se u većini površinskih slojeva kože u vrhu dermisa i posebno u velikom broju na vrhovima prstiju, usana i spoljašnjih genitalija.
- **Pacinian (Lamellar)-ova telašca.** Funkcija: optimizovana su za otkrivanje osećaj vibracija. Ovi receptori se brzo adaptiraju na stimulans i ne reaguju na stalni stimulans i imaju veliko receptorno polje. Lokacija: nalaze se dublje u koži u potkožnom sloju.
- **Ruffini-jevi završeci.** Funkcija: odgovori na pritisak na kožu i to su receptori za toplotu i to su sporo-adaptirajući receptori. Lokacija: nalaze se u dubljem sloju dermisa.
- **Krause-ovo telašce.** Funkcija: reaguje na pritisak i nisku temperaturu. Lokacija: nalazi se u dermisu usana, jezika i genitalija.



Slika 3.8. - Raspored receptora unutar kože



Slika 3.9. - Presek kože sa receptorima

3.2.5. Vaskularni sistem kože

Termoregulatorna funkcija kože ostvaruje se uglavnom modifikovanim protokom krvi, koja se ogleda u mikrocirkulaciji kroz arterije, magistralne i venske kapilare i vene. Većina mikrovaskularnog sistema nalazi se u papilarnom dermisu na 1 do 2 μm ispod epidermisa [28]. Arterije i vene formiraju dva važna pleksusa u koži: duboki kožna pleksus, nalazi se odmah ispod dermisa i mali sudovi polaze skoro pod pravim uglom iz njega, prolaze

kroz dermis i formiraju više površinskih pleksusa odmah ispod epidermisa [31]. Ova dva horizontalna pleksusa predstavljaju fiziološki važne oblasti u koži. U mikrokrvnim sudovima, u papilarnom dermisu, oni variraju u prečniku od 10 do 35 μm , ali većina su od 17 do 22 μm ; u srednjem i dubokom dermisu, mikrokrvni sudovi su prečnika od 40 do 50 μm i retko se može naći krvni sud veći od 100 μm [29]. Pored uobičajenih dermalnih pleksusa, neke oblasti na telu sadrže Arteriovenous anastomoze (AVA), kojih najviše ima u dermisu akrilne kože [32]. AVA se nalazi u dubokom dermisu blizu nivoa znojnih žlezdi [33] i igraju važnu ulogu u regulisanju relativnog stepena perfuzije krvi kroz kožu i tako igraju važnu ulogu u temperaturnoj regulacije [34].

3.3. OSOBINE KOŽE

3.3.1. Termičke osobine kože

Prenos toplote u koži se odvija uglavnom procesom kondukcije, a manjim delom i zračenjem u površinskim slojevima, u zavisnosti od vrste i snage, tj. dubine penetracije elektromagnetnih talasa. Procesi prenosa toplote u koži spojeni su sa komplikovanim fiziološkim procesima koji uključuju cirkulaciju krvi, znojenje, metaboličko stvaranje toplotne energije, a ponekad i odvođenje toplote putem dlaka iznad površine kože. Toplotna svojstva kože variraju u različitim slojevima; čak i u nekom istom unutrašnjem sloju postoji velika nehomogenost i anizotropija zbog prisustva krvnih sudova. I fiziološki procesi i termička svojstva kože su pod uticajem većeg broja faktora, kao što su temperatura, oštećenje, pritisak i starenje itd.. Koža je aktivan, samo-regulišući sistem, tako npr. prenos toplote kroz kožu dramatično utiče na stanje kože i može dovesti do preraspodele u protoku krvi kroz kožu koja se nalazi iznad kožne vaskularne mreže i na taj način uticati na ukupan prenos toplote u tkivu kože.

3.3.2. Mehaničke osobine kože

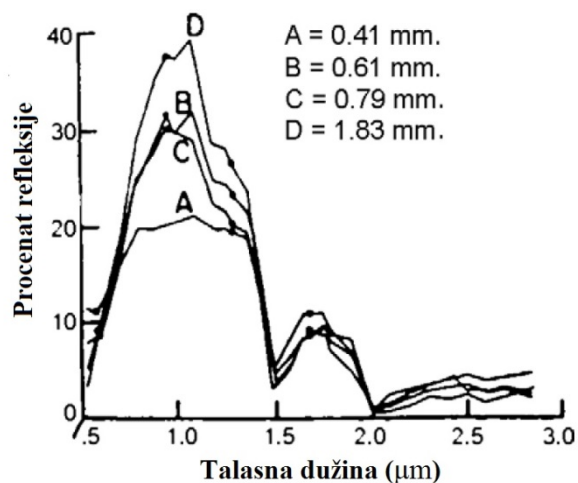
U odnosu na mehaničko ponašanje tkivo kože može biti heterogeno, anizotropno, nelinearno i viskoelastično *in vivo* (ako je jako nehomogene strukture i sastava). Takođe je i pod uticajem mnogo faktora, kao što su starost, pol, hidratacija i sl.

3.3.3. Termomehaničke osobine kože

Glavni sastojak suve kože je kolagen. Tokom zagrevanja, usled termičke denaturacije kolagena, dolazi do termički indukovano mehaničkog stresa, koji dovodi do termičkog skupljanja. Termička skupljanja mogu se koristiti za merenje termičkog oštećenja [35, 36] su pokazali da bruto skupljanje pruža iste informacije o kinetici denaturacije kao i biohemijske analize. Utvrđeno je da je mehaničko opterećenje isto tako važno kao i vrednost temperature tokom skupljanja [37]. Šta više, tokom denaturacije, ne dolazi samo do strukturnih promena, već i do promena u hidrataciji kolagena, dakle, nije iznenađujuće da termička denaturacija kolagenog tkiva može da dovede do izuzetne promene u mehaničkim, termičkim, električnim i optičkim svojstvima. Iz ovoga sledi da su povrede, naprezanja i temperatura tesno povezani.

3.3.4. Apsorbujuće i reflektujuće osobine kože

Normalna ljudska koža reflektuje preko 20 % incidentne energije u bliskom infracrvenom delu spektra i to u opsegu talasnih dužina od 0.7 μm do 1,7 μm , sa pikom refleksije od skoro 40% na 1.2 μm . [38, 39]. Procenat refleksije je relativno nezavistan od boje kože u vidljivog svetla. Prosečna refleksija kože je od 20-25%. Podaci o spektralnoj refleksiji kože prikazani su na slici 3.10.



Slika 3.10 - Zavisnost refleksije kože od talasne dužine incidentnog zračenja

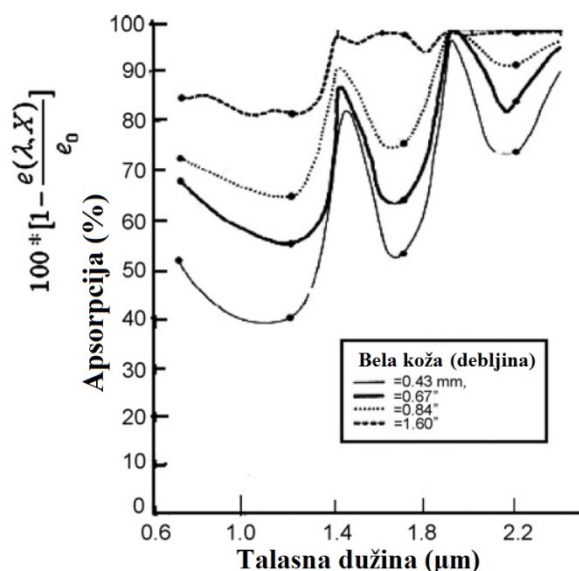
U bliskom infracrvenom delu spektra, refleksija kože varira sa sadržajem vlage u njoj, a sadržaj vlage u koži od relativne vlažnosti okoline [40].

Ljudska koža normalno sadrži određeni procenat vode, koja je poznata kao dobar apsorber. Procenat apsorpcije toplotnog fluksa od strane kože, varira sa talasnom dužinom zračenja i debljinom kože, slika 3.11.

Primećeno je da se frakcija spektralne energije koja ulazi u kožu i apsorbuje, povećava sa debljinom kože. Ljudska koža apsorbuje zračenje u bliskom infracrvenom delu spektra apsorpcionom frakcijom, koja je u zavisnosti od talasne dužine. Jaka apsorpcija nalazi se u centralnim opsezima na talasnim dužinama od 1,4 μm do 1,88 μm , što su upravo i centralni apsorpcioni opsezi za vodu, tabela 3.1 [41].

Tabela 3.1 - Glavni apsorpcioni opsezi u infracrvenom delu spektra za vodenu paru i ugljen-dioksid.

Vid apsorpcije	Jačina apsorpcije ili emisije	Centar talasne dužine apsorpcionog ili emitujućeg opsega (μm)
Vodena para (H_2O)	Jako	1.87, 2.66, 2.73 i 6.27
Ugljen dioksid (CO_2)	Slabo	0.94, 1.1, 1.38, 2.74 i 3.2
	Jako	2.7, 4.3 i region između 11.4 i 20
	Slabo	1.4, 1.6, 2.0, 4.8, 5.2, 9.4 i 10.4



Slika 3.11 - Apsorpcioni koeficijent u bliskom infracrvenom delu spektra u zavisnosti od debljine ljudske kože

3.4. DEJSTVO TOPLOTE NA KOŽU

Sva biološka tela žive u termičkom okruženju prostorno heterogene temperature. Čak i kod jednostavnih organizma, temperature njihovih organa i tkiva ne mogu biti jedinstvene zbog prostorno-vremenskog rasporeda izvora toplote. Ovu nejednoobraznost indukuje prenos toplote, kako unutar organizma, tako i kroz interfejs sa kojim je organizam u dodiru sa spoljnom sredinom. Toplotni transfer je dakle primarni mehanizam koji utiče na temperaturu. Živo tkivo predstavlja kompleksnu strukturu, tj skup substructura i sa stanovišta toplote i mase, može da se tretira kao izvesni medijum. Prenos toplotne energije u živom tkivu je složen proces koji obuhvata više fenomenoloških mehanizama, uključujući provodljivosti, konvekciju, zračenje, metabolizam, isparavanje, i faznu promenu. Termičke pojave ili prenos

toplote u koži, su uglavnom procesi toplotnog provođenja, zajedno sa komplikovanim fiziološkim procesima, kao što su cirkulacija krvi, znojenje, metaboličko stvaranje toplotne energije, i ponekad, odvođenje toplote preko kose ili površine kože.

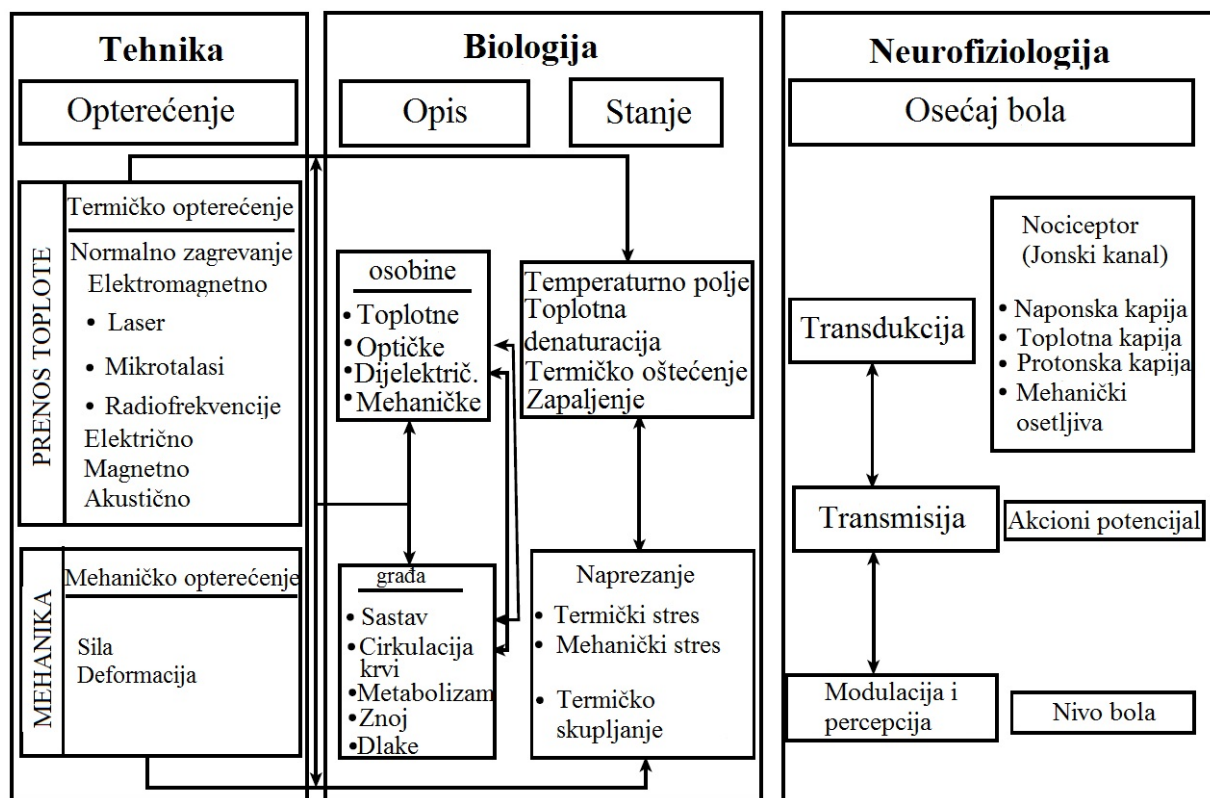
Efekti termičke radijacije na čoveka zavise uveliko od izvora radijacije, pa je jako bitno odrediti ih. Jedan od izvora termičke radijacije koji je od dugoročnog interesa je požar i u ovom radu će se najveća pažnja usmeriti na ovaj izvor toplotnog zračenja.

Drugi izvor termičke radijacije koji privlači sve veću pažnju je vatrena lopta, kao deo BLEVE eksplozije. Varena lopta je usko povezana sa većinom drugih tipova požara kojim ljudi mogu biti izloženi i jedan je od rizika požara prilikom kojih najverovatnije dolazi do velikog broja ozbiljnih povreda. U daljem tekstu biće navedene i posledice upotrebe atomskog oružja, jer se veliki broj radova na utvrđivanju veze između termičkog zračenja i termičkih povreda dovodio u vezu upravo sa ovim izvorom, kako radiativnog, tako i termičkog zračenja.

3.4.1. Pojava termičkog bola u koži

Kada se koža zagreva do temperature iznad kritične vrednosti ($\approx 44^\circ\text{C}$), javlja se bolna senzacija (neprijatano senzorno i emocionalno iskustvo). Shodno tome, termičko oštećenje tkiva kože uzrokuje destrukciju ćelija uz oslobađanje brojnih sporednih produkata tkiva i medijatora koji će aktivirati i senzibilisati receptore bola, što se ogleda u produženom, post-stimulativnom osećaju bola (Hiperpathia) i povećanju odgovora na normalno bolan stimulus (hiperalgezija). Termički indukovani stres prilikom zagrevanja, zbog neujednačne raspodele temperature može dovesti do osećaja termičkog bola. Podaci iz prakse pokazuju da pri istom nivou aktivnosti receptora bola, toplotni stimulans izaziva više bola nego mehanički stimulans i da deformacija tkiva zbog grejanja i hlađenja može da objasni poreklo bola [42]. Iako je bolna senzacija proučavana dugo vremena i na molekularnom nivou (kao što je jonski kanal), shvatanje osnovnog mehanizma čitavog nervnog sistema još uvek daleko. Jedan od razloga za to je što je bol posledica mnogih fizioloških faktora, poput intenziteta stimulusa i trajanja i psiholoških faktora kao što su pažnja i empatija.

Oblast istraživanja biotermomehaničkih svojstava kože i termičkog bola je izrazito multidisciplinarna i uključuje transport toplote biozagrevanjem, biomehaniku i neurofiziologiju. Relacioni odnosi između ovih oblasti predstavljeni su na slici 3.12, [43].



Slika 3.12. - Šematski prikaz uzajamnih odnosa naučnih oblasti uključenih u istraživanje nastanka termičkog bola

Tkivo kože karakteriše se strukturnim osobinama, protokom krvi, metaboličkim procesima u njemu, kao i mehaničkim, optičkim i dielektričnim osobinama. Izlaganje termičkom naprezanju, kao što je kontaktno zagrevanje, elektromagnetnom zračenju ili akustičnim talasima, i/ili pak mehaničkom naprezanju, kao što je npr. spoljašnja sila ili deformacija, dovešće i do različitog stanja tkiva kože, u smislu vrednosti temperature kože, termičkog oštećenja/zapaljenja i naprezanja. U odnosu na ova stanja tkiva kože, može se odrediti se i nivo bolne senzacije preko nervnog sistema. Iz ovog razloga je potrebno što bolje istražiti sve ove mehanizme.

3.4.2. Termičko oštećenje

Kada se biološko tkivo se izlaže temperaturama većim od fizioloških, struktura proteina i ćelijskih organela može biti izmenjena, rezultirajući odumiranje ćelija, a zatim i nekrozu tkiva. Termička oštećenja kože ili opekotine su najčešće tip traume koje susrećemo u civilstvu i u vojsci i nastala su najčešće kontakt sa vrućim tečnostima i površinama, plamenom, hemikalijama, električnim izvorima i neadekvatnom primenom termičkih tretmana u medicinske svrhe. Kvantifikacija u distribuciji termičkog oštećenja može da

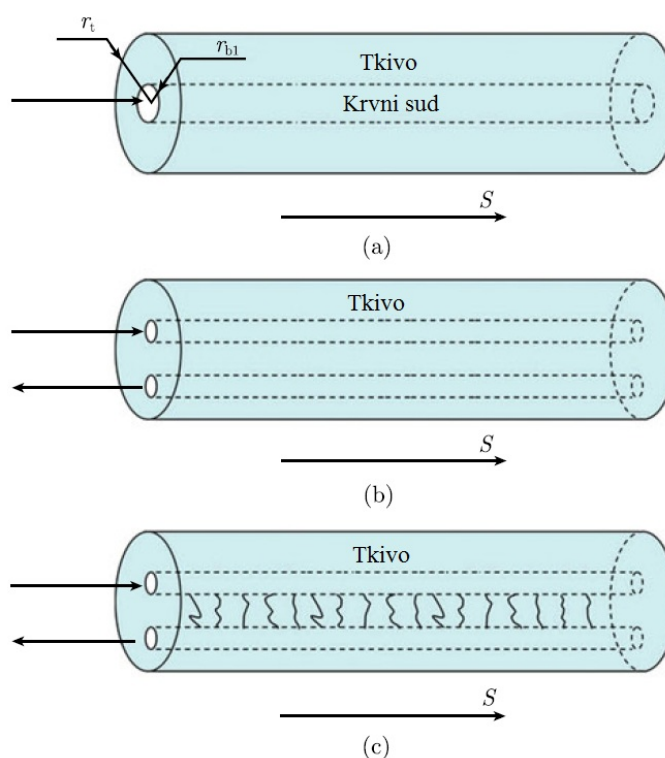
doprinese u optimizaciji termičkog tretmana pojedinih promena na koži uz minimiziranje nepoželjnih sporednih efekata.

Kada se koža zagreva iznad kritične temperature ($44\text{ }^{\circ}\text{C}$), dolazi do oštećenja ćelija uz pojavu velikog broja nusprodukata tkiva i medijatora koji će aktivirati receptore bola. Oštećenje tkiva opekotinama izaziva veliku bolnu senzaciju, koju je teško kontrolisati, a takođe može dovesti i do oštećenja receptora uzrokujući hladnu alodiniju (kauzalgiju) i hroničnu bol, kao i postraumatski stresni psihički poremećaj.

3.4.3. Biozagrevanje kože

Klasifikacija krvnih sudova kože u odnosu na prenos toplote

Protok krvi ima veliki uticaj na proces prenosa toplote u živim tkivima. Broj krvnih sudova u vaskularnoj mreže tkiva je obično veliki i protok krvi kroz njih, slika 3.13, ima različite uticaje na prenos toplote. Abramson [40] je sugerisao da do prenosa toplote između krvi koja teče i okolnog tkiva dolazi pretežno u malim kapilarnim petljama koje polaze iz višeg specifičnog plexusa, dok Chato [45] smatra da se ovaj proces odvija u nižim nivoima dermisa. Veinbaum i ostali [46] i Lemons i ostali [47] su eksperimentalno utvrdili da se sve arterije prečnika manjeg od $100\text{ }\mu\text{m}$ i sve vene prečnika manje od $400\text{ }\mu\text{m}$ mogu smatrati u potpunosti ekvilibrisanim sa okolnim tkivom u uslovima normalne temperature krvi.



Slika 3.13 - Konfiguracije modela krvnih sudova: a) jednosmerni model. b) dvosmerni model, c) veliki-mali-veliki model.

Iz navedenog može se zaključiti da je efekat krvnih sudova na prenos toplote je snažno povezan sa veličinom krvnih sudova. Iz ovog razloga se termička ekvibraciona dužina krvnih sudova, L_{eq} , definiše kao dužina na kojoj se razlika između temperature krvi i tkiva smanjuje na $1/e$ od početne vrednosti, gde e je eksponent, jednačina 3.1. Slične jednačine za L_{eq} su predložene od strane drugih istraživača [52], a tipična jednačina je:

$$L_{eq} = \frac{\rho_b c_b}{8k_b} V D_V^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{k_b}{k_{eff}} \ln \frac{D_C}{D_V} \right) \quad (3.1)$$

gde je k_{eff} efektivna termička provodnost, ρ_b, c_b i k_b su gustina, specifična toplota i termička provodnost krvi, respektivno, D_C i D_V su prečnici cilindra tkiva i krvnog suda i V je brzina protoka kroz krvni sud.

Odnos između L_{eq} i L , gde je L aktuelna dužina krvnog suda opisuje razliku termičkog udela:

$$\varepsilon_\tau = \frac{L_{eq}}{L} \quad (3.2)$$

Ako je $\varepsilon_\tau \ll 1$ tj ako je L_{eq} mnogo kraće od L , krv će imati temperaturu tkiva i obrnuto ako je $L_{eq} \gg 1$, temperatura krvi biće kao na ulazu u tkivo.

Eksperimentalne studije o termičkim oštećenjima kože

Odrađeno je dosta eksperimentalnih radova na temu povreda od termičke radijacije i na ljudima i na životinjama, a za potrebe ovog istraživanja pomenućemo nekoliko njih. Treba napomenuti da je upotreba ljudi kao subjekata, u ovim eksperimentima, ograničena na određivanje nižeg stepena bola i povreda.

Henriques (1974) je izveo eksperiment na čoveku ispitujući dejstvo termičke radijacije na crvenilo i pojavu plikova. Buettner (1951b) je izveo eksperimentalni rad na čoveku u kom su mereni temperatura kože i prag bola. Eksperimente na čoveku su takođe uradili Stoll i Greene (1959) na temu ispitivanja temperature kože, tj. praga bola i pojave plikova.

Hinshaw (1957) je na Univerzitetu Rochester istraživao intezitete termičke radijacije koji su potrebni da dovedu do opekotine drugog i trećeg stepena na svinjama. Eksperimente na svinjama su takođe izvodili Hardee i Lee (1977/78). Testove po pitanju reagovanja tekstila i tkanina na termičku radijaciju odradio je Wulff sa saradnicima (Wulff, 1973; Wulff i ostali, 1973; Wulff i Durbetaki, 1974), a rad po pitanju prenosa plamena sa odeće koja gori na nosioca odradio je Williams sa saradnicima na MIT-u kao i Arnold i ostali (1973) na Gillete istraživačkom institutu.

Patologija opekotina

Opisi opekotina i tretmani opekotina su prikazani u sledećim radovima: *Opekotine i njihovo tretiranje* (I.K. Muir i Barclay, 1974), *Opekotine: timski pristup* (Artz, Moncrief i Pruitt, 1979), *Klinička terapija opekotina* (Hummel, 1982), *Fiziološki odgovor na povrede opekotina* (J.W.L. Davies), *Smrtnost kod opekotina* (W. Clark i Fromm, 1987), *Plastična hirurgija* (Goldin, 1987) i *Plastična hirurgija* (Mc Carthy, 1990).

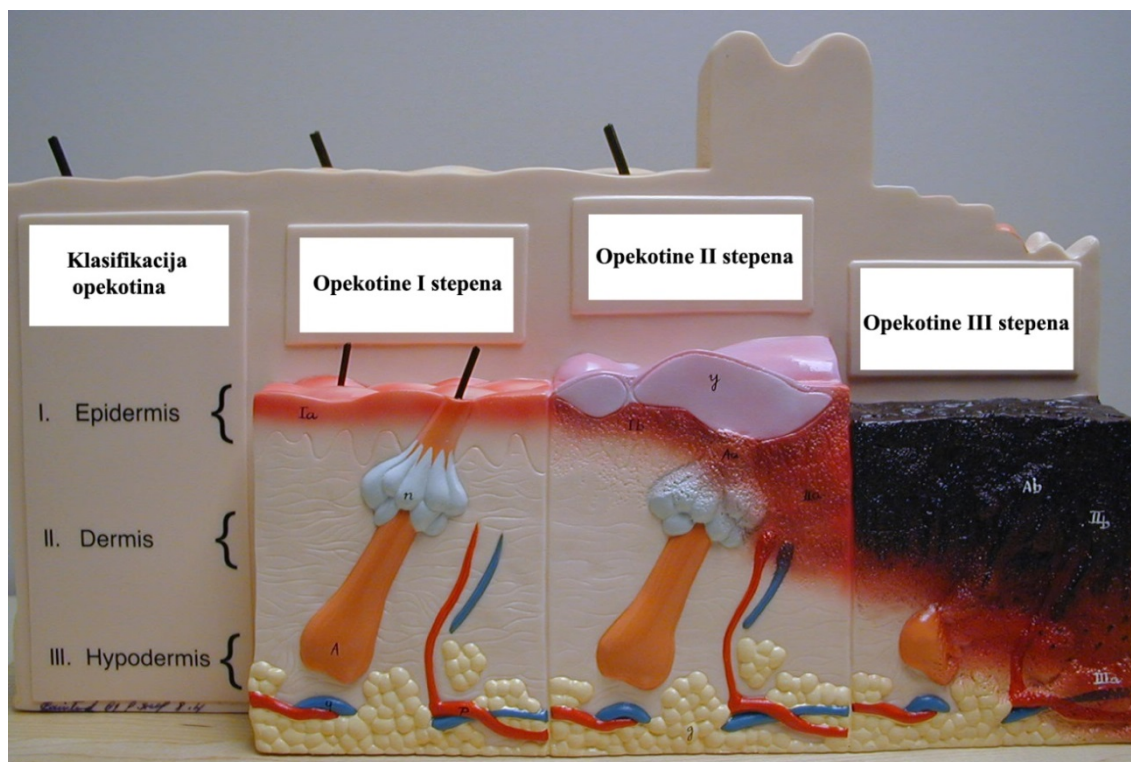
Termička oštećenja tkiva mogu se svrstati u pet odvojenih grupa u odnosu na različit mehanizam oštećenja: opekotine i povrede nastale vrućim parama, mastima, tečnostima ili gasovima [48]; kontaktne opekotine i povrede, nastale kontaktom sa toplom čvrstom površinom; požarne opekotine i povrede, koje dalje mogu biti podeljene u fleš i povrede od plamena [49]; termička oštećenja nastala zračenjem iz lasera ili drugih izvora [50]; opekotine i povrede nastale prolaskom električne struje kroz tkivo čoveka, koje su generalno sastavljene od dva mehanizma (termičkog oštećenja tkiva [51] i oštećenje elektroporacijom.). Efekti pojedinačnog termičkog zračenja, poređani prema rastućoj jačini, dati su u tabeli 3.2.

Opekotine prvog stepena uključuju epidermis. Kod njih postoji crvenilo usled širenja (vazodilatacije) subpapilarnih krvnih sudova ali ne i plikovi. Ostali propratni efekti su pojava minimalnog površinskog edema nastalog akumulacijom seruma i iritacija nervnih završetaka u slojevima dubljim od stratum corneum-a. Takođe se oseća i izvesna prolazna neprijatnost. Većina opekotina od sunca spada u ovu grupu.

Tabela 3.2. - *Efekti termičkog zračenja na kožu*

Tip opekotine	Manifestacija
Prvi stepen	Dugotrajno crvenilo
Drugi stepen: - Blaži - Dublji	Manje izražena pojava plikova Puna pojava plikova
Treći stepen	Kalcinacija, spaljenost

Opekotine drugog stepena mogu biti površinske i dubinske. Prve oštećuju epidermis i deo dermisa, uključujući manju pojavu plikova uz oštećenje samo površinskog sloja kože. Dubinske opekotine prodiru dublje u dermis i ozbiljnije ga oštećuju.



Slika 3.14. - Klasifikacija opekotina

Opekotine trećeg stepena uništavaju i epidermis i dermis, a sa nekrozom može da se proteže i do potkožnog tkiva. Kod opekotina trećeg stepena nema pojave plikova, ali je zato koža suva, sive boje i tvrda, gube se perceptivna svojstva sa malom mogućnošću regeneracije.

Pojmovi opekotina drugog i trećeg stepena su uveliko omogućili karakterisanje opekotina po pitanju dubine, preporučujući podelu na potpune dubinske opekotine i druge opekotine.

U literaturi [53] se može pronaći podela koja uključuje i postojanje opekotina četvrtog stepena, koje zahtevaju presađivanje kože, pa čak i petog i šestog stepena, koje uključuju oštećenje mišića i kosti.

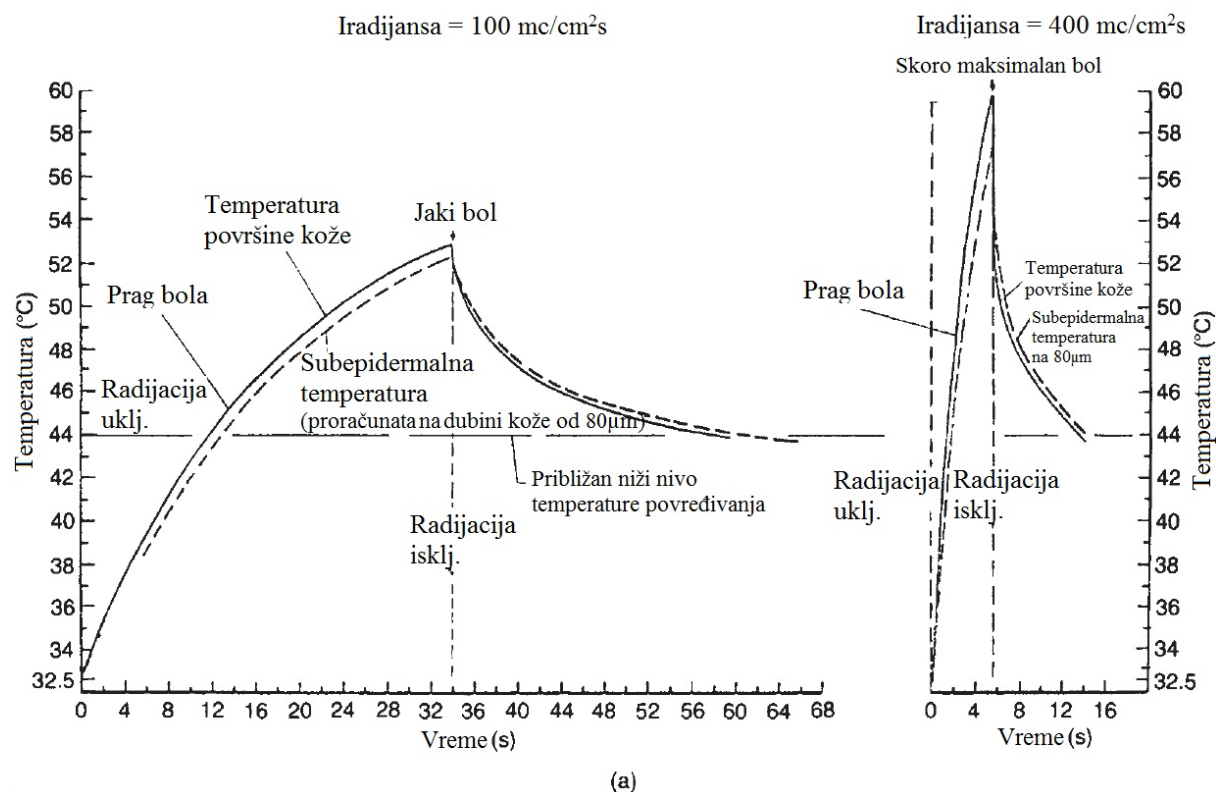
Temperatura kože

Povrede od opekotina su tesno povezane sa temperaturom kože. Bol se oseća pri temperaturi od 44°C . Povrede nastaju iznad ove temperature. Buettner (1951a), Stoll i Chianta (1971) su odredili odnose profila nestabilnog stanja temperature kože koja se iznenadno izlaže izvoru termičke radijacije. Najjednostavnija je Buettner-ova jednačina za neprodirući konstantni izvor termičke radijacije:

$$T_s - T_0 = \frac{2Q t^{1/2}}{(\pi k \rho c)^{1/2}} \quad (3.3)$$

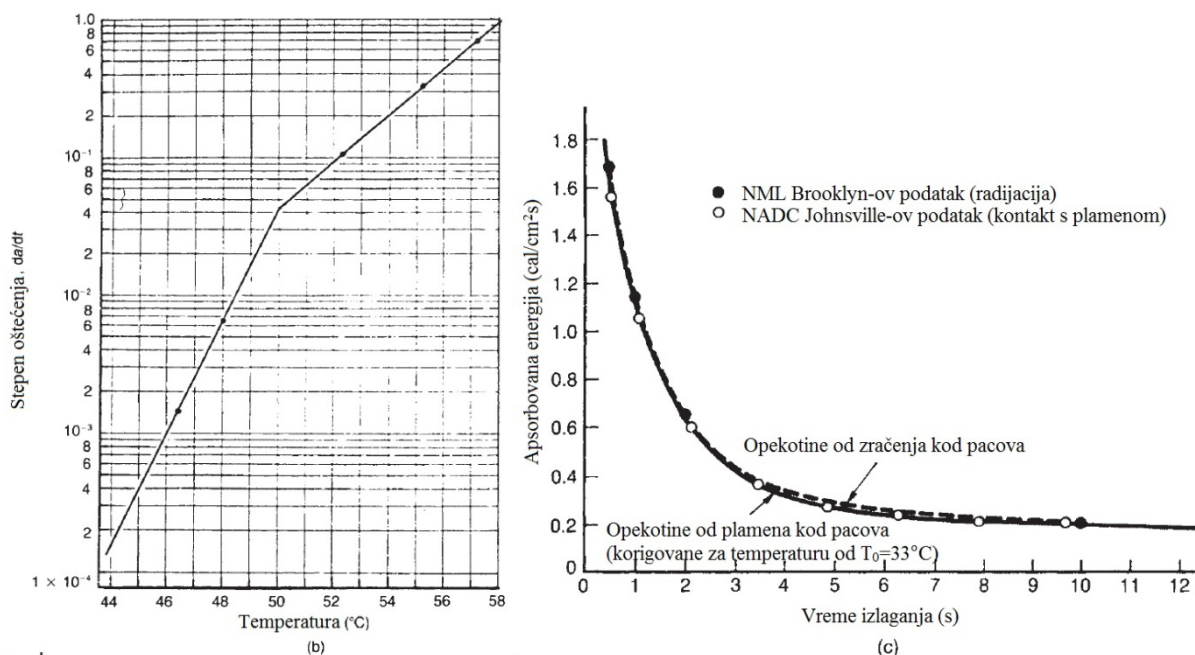
gde je c – specifična toplota kože, k – termička provodnost, Q – absorbovana toplota, t – vreme, T_0 – inicijalna temperatura od početka do kraja, T_s – površinska temperatura, a ρ – gustina.

Termička inercija upravlja termičkim odgovorom ($k\rho c$). Meru termičke inercije su utvrdili Stoll i Greene (1959). Oni su utvrdili da se termička inercija menja sa intezitetom termičke radijacije.



Slika 3.15. - Efekat toplote na kožu (Stoll i Chianta, 1971): a) zagrevanje i hlađenje kože izložene termičkoj radijaciji,

Stoll i saradnici (Stoll i Greene, 1959, Stoll i Chianta, 1971) su proučavali temperaturu u bazalnom sloju kože, koja je oko 80µm (0.08mm) ispod površine. Utvrdili su da oštećenja nastaju pri temperaturi iznad 44°C. Ovi istraživači su prikazali temperaturni profil kože na dubini od 80µm, koja je izložena termičkoj radijaciji dovoljno da prouzrokuje plikove, slika 3.16a. Oni takođe daju model za određivanje stepena oštećenja tkiva W izazvanog termičkom radijacijom. Deo oštećenja nastaje i tokom perioda rashlađivanja, pošto se ukloni izvor toplote.



Slika 3.16. - Efekat toplote na kožu (Stoll i Chianta, 1971): b) stepen oštećenja kože izložene termičkoj radijaciji; i (c) povrede od opekotina kod pacova izloženih termičkoj radijaciji i kontaktu s plamenom (Courtesy of the New York Academy of Sciences)

Stepen povređivanja iznad temperature od 44°C ubrzano raste sa porastom temperature. Tu relaciju su odredili Stoll i Chianta i prikazana je na slici 3.16b. Postoji približni odnos stope povređivanja za svakih 1°C porasta temperature. Tako je stopa povređivanja na 50°C nekih 100 puta veća nego na temperaturama od $44\text{--}45^{\circ}\text{C}$. Odavde sledi da je stepen oštećenja kože, funkcija temperature kože i vremena za koje je koža bila izlagana temperaturi iznad 44°C . Ovo dalje znači da do opekotina dolazi i pri fazi zagrevanja i pri fazi hlađenja. Pri izlaganju nižim intenzitetima termičkog zračenja 90% oštećenja nastaje tokom faze zagrevanja, a pri izlaganjima visokim intenzitetima 65%. Sa praktičnog stanovišta, ovo ne izgleda čudno, jer se pri brznoj upotrebi leda u prevenciji nastanka plika, može smanjiti povreda od opekotina za trećinu.

Stoll i Chianta primenjuju ovakav pristup i na opekotinama u eksperimentu sa pacovima. Odgovor pacova na termičku radijaciju i kontakt sa plamenom su takođe studirali i NML, Brooklyn i NADC, Johnsville. Slika 3.16c upoređuje ova dva seta dobijenih rezultata i na njoj se može videti da su odgovori praktično identični. Rezultati pokazuju da je relacija doziranog odgovora slična i kod termičke radijacije i kod kontakta s plamenom. Ovi rezultati se takođe smatraju primenjivim i na čoveka.

Faktor povređivanja

Povrede usled kratkog, ali jakog impulsa termičke radijacije, mogu biti u međusobnom odnosu na nekoliko načina. Najpogodnije je prihvatiti faktor povreda kao termičku dozu koja je proizvod inteziteta termičke radijacije i vremena. Nivo termičke radijacije za utvrđivanje pojedinačnog efekta često je u korelaciji sa terminom termičke doze.

Smatra se, međutim, da ovo, na neki način, potcenjuje efekat visokog inteziteta termičke radijacije i da se bolja korelacija dobija merenjima višeg inteziteta. Empirijska korelacija za faktor povreda koja najbolje odgovara ovoj činjenici je:

$$tI^n = \text{Constant} \quad (3.4)$$

gde je I – intezitet termičke radijacije (W/m^2), t – vreme (s), a n – indeks.

Jednačina 3.4 koju su dali Eisenberg, Lynch i Breeding se odnosi na korelaciju podataka vezanih za fatalnost opekotina sa vrijednošću indeksa $n=4/3 = 1.33$. Za manje, otklonjive povrede od opekotina, ovi autori koriste malo drugaciji eksponent $n=1.15$. Hymes je smatrao da su podaci i za fatalne i za otklonjive povrede od opekotina, adekvatno međusobno povezani sa vrednošću od $n = 1.33$.

Termin $tI^{4/3}$ je ovde prikazan kao termičko punjenje L , da bi se razlikovao od termičke doze $D=tL$. Opšte je poznato da se intezitet termičke radijacije izražava u kW/m^2 , mada je u osnovi jednačina inteziteta izražena u W/m^2 . Pošto jedinica W/m^2 izražava termička punjenja velikim brojkama, mnogo je praktičnije definisati i alternativno termalno punjenje L' . Ove velične su iz ovog razloga definisane na sledeći način:

$$D = tI \quad (3.5)$$

$$L = tI^{4/3}. \quad (3.6)$$

Ovde je: D termička doza [kJ/m^2], I intezitet termičke radijacije [kW/m^2], L termička jačina [$\text{s [kW/m}^2]^{4/3}$], a t vreme izlaganja [s]. Sledi da je:

$$L' = tI^{4/3}/10^4, \quad (3.7)$$

gde je I je intezitet termičke radijacije [W/m^2], a L' termička jačina [$\text{s [W/m}^2]^{4/3}/10^4$].

Prag bola i pojava plikova

Kada se već oseti bol, u situaciji požara, može biti prekasno da uklonite zaštitnu odeću na vreme da bi sprečili opekotine. Ovo je možda jedan od razloga što mnogi iskusni vatrogasci odbijaju da nose zaštitne kapuljače koje pokrivaju njihove uši. Tradicionalno su vatrogasci koristili uši kao indikator opasno visoke temperature. Iako postoje prednosti u zaštiti lica, ušiju i vrata, poseban oprez mora da postoji. Dodatna zaštitna oprema može da dozvoli vatrogascu da uđe u sobu u kojoj je opasno vruće i da provede dugo vremena u takvom prostoru. Vreme za koje oseti bol, često je predugo da se izbegnu opekotine u takvoj situaciji. Neke jednostavne empirijske korelacije su razvijene tako da omoguće predviđanje vremena za koje se bol oseća. Jednačina 3.8 se odnosi na incidentno zračenja na koži do vremena za koje se oseti bol [53].

$$t_p = \left(\frac{35000}{\dot{q}''} \right)^{1.33} \quad (3.8)$$

Preporuka je da se ova jednačina primenjuje sa faktorom sigurnosti 2 ili 4. Za incidentni toplotni fluks manji ili jednak 6000 W/m^2 , koristiti faktor 2, a za incidentni toplotni fluks veći od 6000 W/m^2 koristiti faktor 4. Pri fluksu od oko 1.7 kW/m^2 , bol se ne oseća, bez obzira koliko vremena trajalo izlaganje.

Plikovi počinju da se formiraju na dnu bazalnog sloja, približno $80 \mu\text{m}$ ispod površine kože, a može se definisati kao odvajanje epiderma od dermisa. Jednačina 3.9 opisuje krivu koja nam na osnovu eksperimentalnih podataka određuje vreme do pojave plika.

$$t_b = 300 \left(\frac{\dot{q}''}{1000} \right)^{-1.46} \quad (3.9)$$

Preporuka je da se ova jednačina primenjuje sa faktorom sigurnosti 2.

Tabela 3.3. - *Neke granice bola i povreda od termičke radijacije*

Intezitet termičke radijacije		Preporuka
Intezitet termičke radijacije [kW/m^2]		
1.5	Prag bola	Atallah I Allan (1971)
2.1	Nivo na kom se oseća bol posle 1 minuta	
1	Nivo koji je tolerantan samo za odevenog čoveka	HSE (1978b)
8	Nivo koji prouzrokuje smrt za nekoliko minuta	
4.7	Prag bola. Prosečno vreme da se oseti bol, 14.5s	Crocker I Napier (1986)

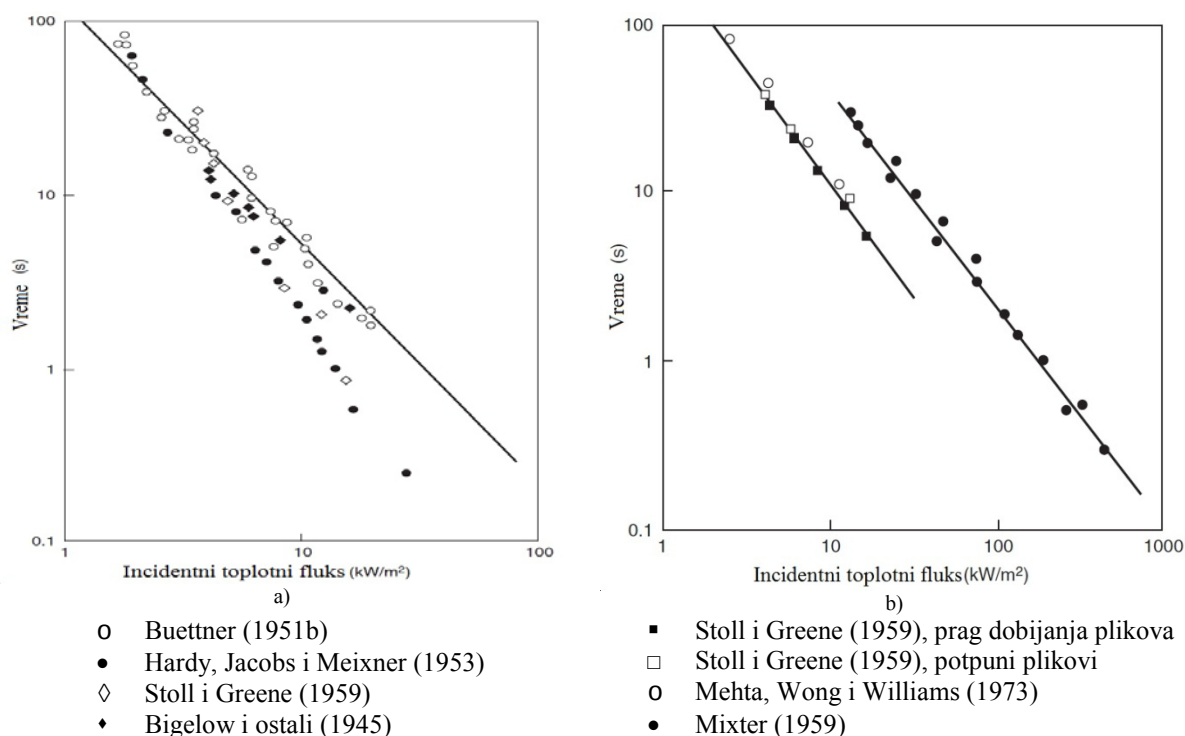
Brojni radovi bavili su se utvrđivanem veze između praga bola i pojave plikova. Tabela 3.3. pokazuje neke granice bola i povreda koje su date u literaturi pod pojmovima termičke radijacije, a u tabeli 3.4 i termičke doze.

Tabela 3.3. pokazuje rezultate dobijene za prag bola kod ljudi po Bettner-u (1961b), Stoll-u i Green-u (1959). Slika 3.17 a (Mudan, 1984c) je šematski prikaz dobijenih rezultata iz ispitivanja navedenih istraživača.

Tabela 3.4. - Neke granice bola i povreda od termičke radijacije

Termička doza		Preporukaa
Termička doza [kJ/m ²]		
40	Opekotine drugog stepena	Williamson i Mann (1981)
125	Opekotine trećeg stepena	
65	Prag bola	Rijnmond Public Authority (1982)
125	Opekotine prvog stepena	
250	Opekotine drugog stepena	
375	Opekotine trećeg stepena	
c100	Prag pojavljivanja plikova	Crossthwaite (1984)*
200	Plikovi	
700	Smrtnost 50%	
65	Prag bola, bez crvenila i plikova po koži	BS 5908: 1990
125	Opekotine prvog stepena	
200	Nastanak ozbiljnih povreda	
250	Opekotine drugog stepena	
375	Opekotine trećeg stepena	

* za termičku radijaciju vatrene lopte



Slika 3.17 - Vreme do praga efekta termičke radijacije (Mudan, 1984c): (a) prag bola; i (b) prag pojavljivanja plikova (Courtesy of Progress in Energy and Combustion Science)

Prag bola može takođe biti izražen pojmom termičke jačine. U tabeli 3.5, deo pod C, prikazane su vrednosti koje je dao Hymes, koje je zasnovao na prethodnim radovima Stoll-a i Green-a. Hymes daje kao približni prag bola vrednost od $92s (W/m^2)^{4/3}/10^4$.

Rezultati vremena za pojavu plikova kod ljudi, koje su dali Stoll i Green, prikazani su u tabeli 3.5, deo B, dok je Mudan dao šematski prikaz ovih i drugih podataka na slici 3.17 (b).

Tabela 3.5 - Vreme pojave bola i prag pojavljivanja plikova

A Vreme do praga bola: intenzitet termičke radijacije		
Autori	Intezitet termičke radijacije [kW/m ²]	Vreme [s]
Stoll i Green (1959) ^a	4.2	13.5
	5.2	10.1
	6.3	7.8
	8.4	5.5
	12.6	2.9
	16.8	2.2
Buettner (1951b) ^b	3.7	20
	6.2	10
	9.7	5
	18	2
API RP 521: 1990	1.74	60
	2.33	40
	2.90	30
	4.73	16
	6.94	9
	9.46	6
	11.67	4
	19.87	2

B Vreme do praga pojavljivanja plikova: intezitet termičke radijacije		
Autori	Intezitet termičke radijacije [kW/m ²]	Vreme [s]
Stoll i Green (1959)	4.2	33.8
	6.3	20.8
	8.4	13.4
	7.8	12.6
	5.6	16.8

C Vreme do praga bola: termička jačina		
Autori	Termička jačina, $tl^{4/3}$ [s [W/m ²] ^{4/3}]/10 ⁴]	Vreme [s]
Hymes (1983 SRD R275)	86	13.0
	88	10.0
	90	8.0
	91	5.5
	103	3.0

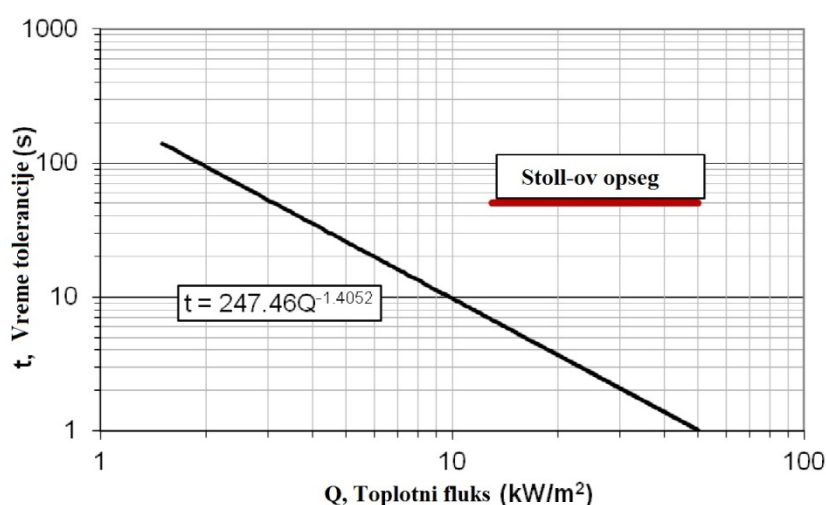
^a Vreme do praga bola

^b Vreme do nepodnošljivog bola

Opekotine drugog i trećeg stepena

Nekoliko istraživača je ispitivalo stepen izloženosti svinja nivoima termičke radijacije koji prouzrokuju opekotine drugog i trećeg stepena. U Hinshaw-ovom radu (1957) na Univerzitetu Rochester, svinje su bile izložene termičkoj radijaciji od 210, 420 i 670 kJ/m² u periodima od 0.5, 1.0, 3.0, 5.0, 10.0 i 30.0 s.

Najčešće korišćen kriterijum za procenu nastanka opekotina drugog stepena i praga bola proistekao je iz eksperimenata Stoll-a i Chianta [54] i ovaj kriterijum je u praksi poznat kao Stoll-ov kriterijum, a njegova grafička prezentacija prikazana je na slici 3.18.



Slika 3.18 - Stoll-ov kriterijum

Mora se napomenuti da su ovi rezultati dobijeni bez primene bilo kakve spoljašnje zaštite. Podaci sa slike 3.18, ukazuju na to da će do opekotina drugog stepena doći ako se subjekat izlaže toplotnom fluksu od 60 kW/m² fluksu u trajanju od 1s, odnosno pri izlaganju toplotnom fluksu od 10 kW/m² za 10 s. Ali treba biti oprezan u primeni ovog kriterijuma za vrednosti toplotnog fluksa iznad 50 kW/m² i ispod 10 kW/m², jer ovaj kriterijum nije obuhvatio ove opsege izlaganja, a poznato je i da pri dugotrajom izlaganju nižim vrednostima toplotnog fluksa protok krvi kroz tkivo i znojenje ima veliki uticaj na ukupno sagledavanje problema.

Kod visokih inteziteta termičke radijacije suvišna toplota utiče na isparavanje tečnosti iz tkiva, a ovaj efekat je poznat kao ablacija (odstranjivanje). Povrede koje nastaju u ovim uslovima su označene kao „plikovi pare (vode)“. Histološka ispitivanja u ovim eksperimentima su pokazala da je termička radijacija bila suviše snažna da prouzrokuje formiranje „plikova pare“ što doprinosi umanjenju tkivnog oštećenja.

Hymes je analizirao ove podatke, a izvedeni zaključci su prikazani u tabeli 3.6 u korelaciji sa faktorom termičkih povreda.

Tabela 3.6 - Opekotine drugog i trećeg stepena kod svinja izloženih termičkoj radijaciji (po Hymes-u, 1983 SRD R275), [55].

Termička doza [kJ/m ²]	Vreme [s]	Termička jačina [s [W/m ²] ^{4/3}]/10 ⁴]	Oštećenje kože [mm]	Vodeni plikovi
210	0.5	1570	0.17	Ne postoje
	1	1240	0.16	Ne postoje
	3	860	Ne postoji	Ne postoje
	5	730	Ne postoji	Ne postoje
	30	400	Ne postoji	Ne postoje
420	0.3	4680	0.49	Postoje
	3	2170	0.72	Ne postoje
	10	1450	0.45	Ne postoje
670	0.5	7385	0.9	Postoje
	1	5860	1.1	Postoje
	3	4065	1.4	Ponekad
	5	3430	1.6	Ne postoje
	10	2720	1.6	Ne postoje
	30	1890	1.1	Ne postoje

Iz ovih podataka Hymes procenjuje da je prag formiranja vodenih plikova pri termičkoj jačini od nekih 4000-4500 s (W/m²)^{4/3}/10⁴. Ovo je izuzetno visok nivo termičke radijacije koji bi, prema fatalnim odnosima koji su naznačeni u daljem radu, bili smrtonosni u nekih 90% slučajeva. Iz ovog razloga od primarnog je interesa intezitet termičke radijacije koji je niži od nivoa formiranja vodenih plikova.

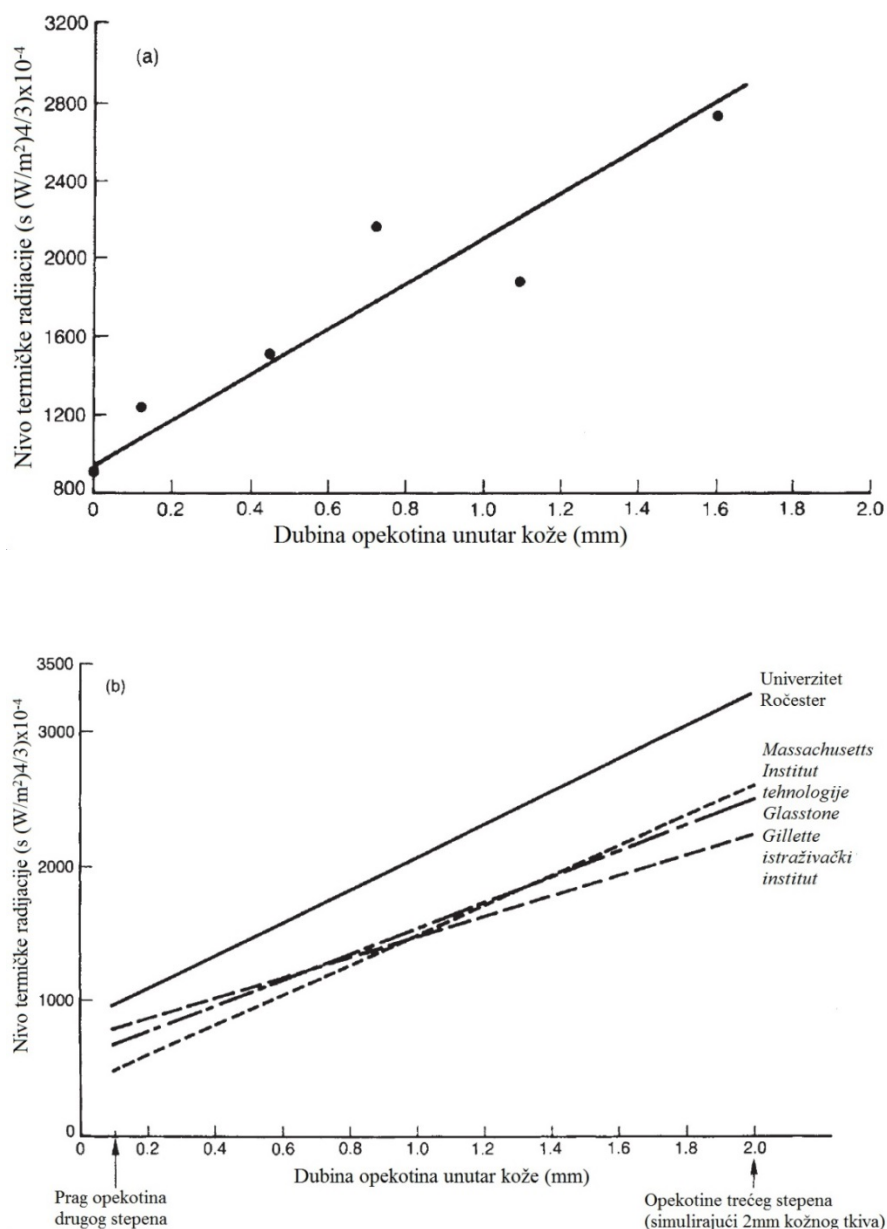
Dubina opekotina kože u Hinshaw-ovom eksperimentu, kod inteziteta termičke radijacije ispod onih koji prouzrokuju vodene plikove, je u korelaciji sa Hymes-om, što je prikazano na slici 3.19 a, [55]. On uzima da je dubina praga opekotina drugog stepena 0.1mm, a za nastanak opekotina trećeg stepena 2mm. Odgovrajuće termičke jačine su približno 1200 i 2600 s (W/m²)^{4/3}/10⁴ za svaki od ovih slučajeva.

Eksperimente na svinjama su takođe radili Hadee i Lee (1977/78), koji zaključuju iz svog istraživanja da su nivoi inteziteta toplotnog zračenja znatno manji za date stepene opekotina. Prema Hymes-u ponovna inepretacija ovog rada nije potvrdila ove niže vrednosti.

Već je rečeno da su slične radove radili i na MIT-u i Gillette Research Institute po pitanju prenosa toplote sa zapaljene odeće na nosioca.

Slika 3.19 b pokazuje odnos između dubine opekotina kože i termičke jačine sa izvora toplote koje je dao Hymes.

Dosta informacija o opekotinama drugog i trećeg stepena može se dobiti od žrtava postradalih od nuklearne bombe koja je bačena na Japan. Te informacije obradio je Glasstone (1962).



Slika 3.19 - Dubina sagorele kože usled termičke radijacije (Hymes, 1983 SRD R275): (a) manje opekotine kod svinja i „vodeni plikovi“ koje je dobio Hinshaw na Univerzitetu Ročester; i (b) poređenje sa rezultatima drugih istraživača (Courtesy of the UKEA Safety and Reliability Directorate)

Reagovanje ljudi na požar

Reakcija čoveka na požar zavisi od: (1) prirode požara i od (2) svesnosti osobe.

Primarno, vezano za opekotine, razmatra se slučaj pojave vatrene lopte, a zatim slučaj ubrzanog širenja plamena. Za druge slučajeve, poput grupisanog požara, obično se smatra, da se pojavljuju postepeno, tako da dozvoljavaju više vremena za udaljavanje, mada ovo ne mora uvek biti tako. Hymes i Marshall su primarno razmatrali rizike vatrene lopte.

Proračuni o povredama opekotina poput Hymes-ovih koje navodi u *Green Book-u* govore da je vreme reagovanja čoveka 5 sekundi. Primena ovog vremena reagovanja je, u scenariju vatrene lopte, vreme kada se osoba suočava sa vatrenom loptom u trajanju od 5 sekundi, a zatim se okreće i udaljava se.

Analizirajući izloženost čoveka BLEVE eksploziji, diskutujući katastrofu u San Carlos-u, Hymes razmatra dve situacije. U situaciji 1, sa vremenom širenja manjim nego što je vreme reagovanja, prva faza uključuje frontalnu izloženost koja je 5 sekundi vremena reagovanja. Tada se osoba okreće i pokušava da pobjegne. Tokom ovog udaljavanja, vatrena lopta prolazi kroz tri faze: dalji rast na nivou zemlje, smanjenje pred samo širenje i rast. U situaciji 2, vreme širenja je jednako vremenu reagovanja, tako da nema faze daljeg rasta na nivou zemlje. U ostalim detaljima scenario je sličan sa periodom frontalnog izlaganja od 5 sekundi.

U stvarnosti, ljudsko ponašanje je znatno kompleksnije od ovoga. Hymes je izvršio proračune za BLEVE eksploziju na Lowell Gas Company u Tewkesbury-ju, Massachusetts, 1972. Navedene su dve relevantne stavke. Vatrogasci su izgleda imali „trenutno upozorenje“ o predstojećoj BLEVE eksploziji. Kako prednji deo njihove odeće nije bio sagoreo, a ledni jeste, očigledno je da su se brzo okrenuli, a pošto je njihovo lice izgorelo, vjeruje se, da su se verovatno okretali da vide šta se dešava.

Zaštita odećom

Stepen zaštite koju nudi odeća zavisi od procenta tela koje je na taj način zaštićeno. Podaci o frakcijama površine tela predstavljene kao različiti delovi tela dati su u *Green Book-u*.

U *Green Book-u* su obrađeni podaci za holandsku populaciju sa maksimalnom vrednošću površine tela koja je izložena 20% u normalnim uslovima.

Jedan deo iz tabele, koji daje procenat površine tela (%) koji će najverovatnije biti izloženi izgleda ovako:

Tabela 3.7 - Procenat površine tela (%) koji će najverovatnije biti izloženi

Procenat površine tela (%)						
Delovi tela	Starosna grupa (godine)					
	1	1-4	5-9	10-14	15	Odrasli
Glava	19	17	13	11	9	7
Vrat	2	2	2	2	2	2
Šake (pojedinačno)	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5
Podlaktice (pojedinačno)	3	3	3	3	3	3
Nadlaktice (pojedinačno)	4	4	4	4	4	4
Potkolenice (pojedinačno)	5	5	5.5	6	6.5	7
Natkolenice (pojedinačno)	5.5	6.5	8	8.5	9	9.5

Iz gornjih podataka se mogu dobiti sledeće vrednosti procenata površine izloženog tela (%) za odrasle:

Tabela 3.8 - Procenat površine izloženog tela (%) za odrasle osobe

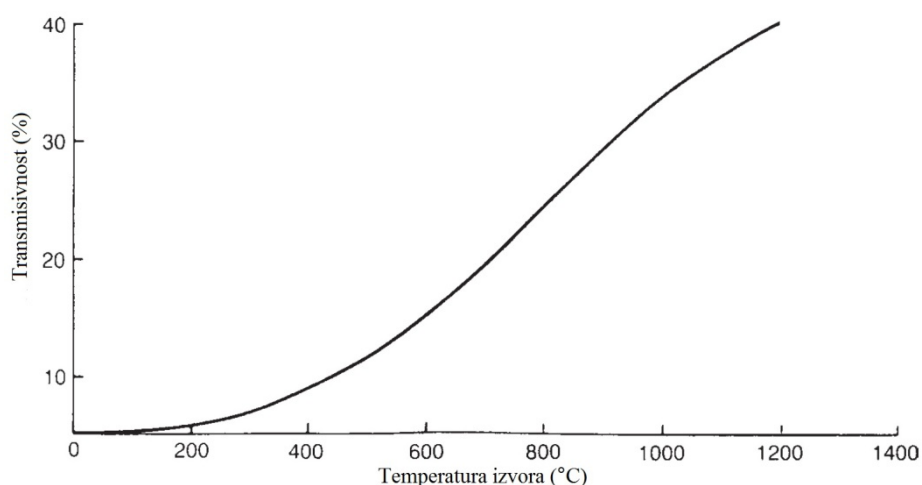
	Procenat površine tela (%)		
	Prednji deo	Leđni deo	Ukupno
Glava	4	3	7
Vrat	1	1	2
Šake	2.5	2.5	5
Podlaktice	3	3	6
Ukupno	10.5	9.5	20

Ukoliko je termičko zračenje toliko jako da pali odeću, onda je drugačija situacija. Ovo je razmotreno u delu *Paljenje odeće*, gde se daje detaljan prikaz na temu zaštite koju pruža odeća.

Stepen zaštite građevina

Stepen zaštite koju pružaju građevine osobi koja je unutar nje, zavisi od pozicije te osobe unutar zgrade. U mnogim slučajevima zaštita je na tom nivou da pruža potpunu zaštitu. Međutim, osobe u zgradama su obavezno izložene termičkoj radijaciji kroz staklena okna prozora. Vrlo često, osoba, svesna događaja napolju, može biti privučena posmatranjem događaja kroz prozor.

Hymes-ova kriva, slika 3.20, [55], pokazuje transmisivnost staklenog prozora pri termičkoj radijaciji sa izvora od 1200°C.



Slika 3.20 - Transmisivnost običnog staklenog prozora kod termičke radijacije (Hymes, 1983 SRD R275)

Efektivni intezitet zračenja

U proceni povreda opekotina važno je upotrebiti odgovarajuću vrednost termičke radijacije. Efektivni intezitet je određen atmosferskom transmisivnošću i geometrijom tela u odnosu na izvor termičkog zračenja.

V.C.Marshall (1987) je naglasio važnost geometrije tela. Postoji opasnost od rizika procene kod tretiranja cele izložene površine tela subjekta u određenoj tački radijacije. Ukoliko se telo tretira kao tanki objekat, odnos područja ravne površine prema izgrađenom području je približno 2. Ukoliko se tretira kao dugi cilindar, odnos je π . Za sferni objekat, odnos je 4. Zbog ovoga je trodimenzionalna priroda tela karakteristična. Slučaj termičke radijacije na izloženom području je znatno manji nego proračunati ako pada na izgrađeno područje.

Srodan aspekt je da, kod trodimenzionalnog tela, ugao dejstva radijacije varira od 90^0 do skoro 0^0 . Na žalost, upotrebljeni faktor posmatranja uzima u obzir ugao dejstva samo u dve dimenzije, a ne u tri.

Paljenje odeće

Zaštita koju pruža odeća je ograničena činjenicom da se ovde razmatraju inteziteti termičke radijacije koji su u opsegu zapaljivosti. Treba praviti razliku između svakodnevne odeće i vatrogasnih odela. Vatrogasna odela su dizajnirana da budu otporna na požar. Ovde će se primarno razmatrati svakodnevna odeća.

Kod odeće izložene termičkoj radijaciji treba, takođe, praviti razliku između spontanog i kontrolisano paljenja. Slično razdvajanje je napravljeno i za termičku radijaciju kod paljenja šume (drveta), što je opisano u prethodnom delu. Dok se spontane paljevine smatraju bazičnim slučajem, Hymes sugerše da se u određenim situacijama, visokorizičnim smatraju određeni scenariji, poput BLEVE eksplozije, kao i kontrolisano paljenje, na primer papira i lišća.

Ispitivanja na temu paljenja odeće je vršio Wulff sa saradnicima. Iz njihovog ispitivanja Hymes je utvrdio relaciju za određivanje vremena nekontrolisanog i kontrolisanog paljenja, kao i tabelu parametara za uobičajene tkanine.

Kod spontanog paljenja vremena su povezana Hymes-ovom relacijom 3.4, koja je već pomenuta ranije. Upotrebljavajući ovu jednakost, Hymes daje sledeću procenu vremena za početak paljenja tkanine izložene termičkoj radijaciji inteziteta 198kW/m^2 :

$$t = \frac{2,87 \times 10^{18}}{198000^{3,44}} = 1,7\text{s.} \quad (3.10)$$

Kod kontrolisanog paljenja pristup je malo drugačiji. U ovom slučaju, uzeto je vreme koje je potrebno da zagreje tkaninu od njene početne, inicijalne temperature, do temperature kontrolisanog paljenja:

$$t_p = \frac{SC(T_p - T_o)}{aW} \quad (3.11)$$

Ovde su a apsorpcija tkanine, C specifična toplota tkanine ($\text{J/g}^\circ\text{C}$), S gustina tkanine (g/cm^2), t_p vreme do kontrolisanog paljenja (s), T_o inicijalna temperatura tkanine ($^\circ\text{C}$), T_p temperatura kontrolisanog paljenja ($^\circ\text{C}$), a W intenzitet toplotnog zračenja (W/cm^2). Vrednosti temperatura kontrolisanog paljenja i druga svojstva tkanina su data u Hymes-ovoj tabeli.

On daje primjer tkanine izložene termičkoj radijaciji inteziteta 198kW/m^2 .

Ovde je $W=19.8\text{ W/cm}^2$, gde su $a=0.19$, $C = 1.35\text{ J/g}^\circ\text{C}$, $S=0.024\text{ g/cm}^2$, u uslovima $T_o=14^\circ\text{C}$ i $T_p = 334^\circ\text{C}$, što daje da je $t_p=2.75\text{s}$.

Hymes navodi da će kod većine odeće, pri intezitetu termičke radijacije veće od 75kW/m^2 doći do spontanog paljenje u okvirima od 5s. U uslovima BLEVE eksplozije, moguće je kontrolisano paljenje, a vreme paljenja će biti još kraće.

Green Book, s osvrtom na Hymes-ov rad, predlaže sledeću relaciju za paljenje odeće:

$$t \cdot I^2 = D_s \quad (3.12)$$

gde je D_s jačina paljenja odeće ($\text{s (kW/m}^2)^2$), I je intezitet termičke radijacije (kW/m^2), a t je vreme (s). Navedeno je da je vrednost D_s približno u opsegu od 2.5×10^4 do $4.5 \times 10^4 \text{s (kW/m}^2)^2$.

Paljenje odeće ima dva glavna efekta. Jedan je da ošamućuje nosioca odeće, pa se može desiti da on prestane da beži i da se vrati i uleti u požar. Dakle, efekat se ne ogleda samo u brzini bežanja, već i u prostornoj orijentisanosti osobe.

Drugi efekat je prouzrokovanje povreda od odeće koja gori. Hymes je naveo sledeće podatke za toplotu koju oslobađa odeća koja gori, kod materijala kao što je pamuk. Toplota paljenja kreće se u opsegu $5\text{--}20\text{ kJ/g}$ što je $1\text{--}4\text{ J/mm}^2$ tkanine. Kada odeća gori postoji prenos od $15\text{--}50\%$ toplote paljenja. Primljena termička doza bi onda bila reda $105\text{--}356\text{ kJ/m}^2$, a takođe je skrenuo je pažnju i na medicinsku izreku: "Jedan kvadratni centimetar odeće koja gori je jednak jednom kvadratnom centimetru kože koja gori".

Smrtnost od odeće koja gori je razmatrana u sledećem delu.

Smrtnost od opekotina

Prvo su J.P.Bull i Squire (1949), a zatim J.P.Bull i Fisher (1954), J.P.Bull (1971) i J.C. Lawrence (1991) dali dokumentovane informacije o smrtnosti ljudi primljenih u bolnicu sa povredama od opekotina, obuhvatajući u svom istraživanju period od 40 godina.

J. C. Lawrence-ova u tabeli 3.9 pokazuje smrtnost među osobama primljenim sa opekotinama ili oprljenom kožom, koja je u funkciji starosne dobi i procenta izloženog tela. Broj slučajeva u sedmogodišnjem istraživačkom radu je 3044.

Udeo žrtava od opekotina koji su umrli, a da nisu primljeni u bolnicu je verovatno vrlo mali, i nemoguće ga je navesti. Zna se da su jedan značajan deo takvih slučajeva žrtve požara u zgradama koji su umrli od posledica dima i opekotina. Tabela 3.9 uzima u obzir povredene po starosnim grupama. Starije osobe su naročito rizična grupa kod ovog tipa povreda.

Tabela 3.9. - *Smrtnost u slučajevima koji su hospitalizovani sa povredama opekotina i oprljotina u funkciji stepena izloženosti površine tela i starosne grupe (J. C. Lawrence, 1991) (Courtesy of the Fire Safety Journal)*

Spaljena površina tela (%)	Starost (godine)																	
	0-4	5-9	10-14	15-19	20-24	25-29	30-34	35-39	40-44	45-49	50-54	55-59	60-64	65-69	70-74	75-79	80-84	85+
93+	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
88-92	0.9	0.9	0.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
83-87	0.8	0.8	0.9	0.9	0.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
78-82	0.8	0.8	0.8	0.8	0.9	0.9	0.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
93-77	0.7	0.7	0.7	0.8	0.8	0.8	0.9	0.9	0.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1
68-72	0.6	0.6	0.6	0.7	0.7	0.8	0.8	0.8	0.9	0.9	1	1	1	1	1	1	1	1
63-67	0.5	0.5	0.5	0.6	0.6	0.7	0.7	0.8	0.8	0.9	0.9	1	1	1	1	1	1	1
58-62	0.3	0.4	0.4	0.5	0.5	0.6	0.6	0.7	0.7	0.8	0.9	0.9	1	1	1	1	1	1
53-57	0.2	0.3	0.3	0.4	0.4	0.5	0.5	0.6	0.6	0.7	0.8	0.9	1	1	1	1	1	1
48-52	0.2	0.2	0.2	0.3	0.3	0.4	0.4	0.5	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1	1	1	1	1
43-47	0.1	0.1	0.2	0.2	0.2	0.3	0.3	0.4	0.4	0.5	0.5	0.7	0.9	1	1	1	1	1
38-42	0	0.1	0.1	0.1	0.2	0.2	0.2	0.3	0.3	0.4	0.4	0.6	0.8	0.9	1	1	1	1
33-37	0	0	0	0.1	0.1	0.1	0.2	0.2	0.2	0.3	0.3	0.5	0.7	0.9	1	1	1	1
28-32	0	0	0	0	0.1	0.1	0.1	0.1	0.2	0.2	0.2	0.3	0.5	0.8	0.9	1	1	1
23-27	0	0	0	0	0	0	0	0.1	0.1	0.1	0.2	0.2	0.4	0.6	0.8	0.9	0.9	1
18-22	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.1	0.1	0.1	0.3	0.5	0.7	0.8	0.8	0.9
13-17	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.1	0.1	0.3	0.5	0.6	0.6	0.7
8-12	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.4	0.4
3-7	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.1	0.1	0.1	0.2	0.2
0-2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.1	0.1

Analizom podataka koje je dao Lawrence ukazano je na sledeće rezultate uzroka opekotina kod bolnički tretiranih osoba, tabela 3.10:

Tabela 3.10. - *Uzroci opekotina kod bolnički tretiranih osoba.*

	Udeo (%)	
	Primljeno	Smrtnost
Požari u zgradi	3	16
Zapaljive tečnosti	10	21
Prostorno grijanje	8	19
Električni požar/napon	~20	
Hemikalije	~20	
Eksplוזije, rastopljeni metal	~25	
Vrući predmeti, hemikalije i rastopljene masti	14	niska
Drugo		
Ukupno	100	

Postignuta su velika unapređenja na polju medicinskih tretmana kod povreda opekotina. Craven (1976) je pomenuo ostvareni napredak u stepenu preživljavanja u periodu od 1965. zahvaljujući preventivi sa srebro nitratom.

Lawrence navodi da je u 40-ogodišnjem periodu sve do 1991. smrtnost koja je nastajala kao posledica opekotina prepolovljena. Po Bull-ovom izveštaju iz 1971. smrtnost je opala za 19 %. Dakle u tabeli su uzeti u obzir efekti modernih medicinskih tretmana.

Arnold i saradnici (1973) su odradili studiju na temu stepena onesposobljenosti kao funkcije procenta izgorele površine tela, a grafike iz ovog rada je odradio Hymes.

U istraživanju fatalnih ishoda od zapaljene odeće, u pet američkih bolnica, koje je sproveo Schapowsky (1967), od 179 ljudi koji su primljeni u bolnicu, gotovo 40% je imalo opekotine drugog stepena ili i teže. Za njih je bila potrebna opsežna hiruška intervencija i presađivanje kože. 16 % je imalo opekotine trećeg stepena.

U ovom istraživanju Lawrence navodi da je bilo 248 slučajeva paljenja obične odeće, ne računajući slučajeve usled paljenja tečnosti. Od njih 248, 46 je umrlo, što doprinosi smrtnosti od 18.5 %.

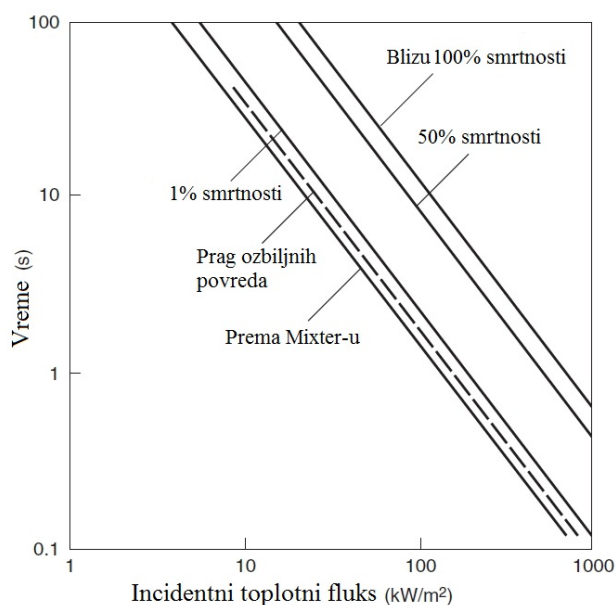
3.4. MODELIRANJE TERMIČKIH POVREDA KOŽE

3.4.1. Eisenberg-ovi, Lynch-ovi i Breeding-ovi modeli

Relacije kod termičkih povreda najranije su postavili Eisenberg, Lynch i Breeding u svojim modelima povredivosti (1975). Ovi autori, objašnjavajući fatalni ishod povreda, koriste adaptaciju podataka koje je dao C.S.White (1971) za termičke povrede koje je prouzrokovala nuklearna bomba bačena na Japan. Ove podatke o termičkoj radijaciji autori zasnivaju na dejstvu oružja. Koristeći Glasstone-ovu formulu (1962) o odnosima između dejstva oružja i trajanja impulsa, Eisenberg, Lynch i Breeding konvertuju originalne podatke o intenzitetu termičke radijacije na određeni impuls. Dobijeni rezultati su sumirani u delu A, tabele 3.11. i na slici 3.21.

Tabela 3.11. - *Proračunati odnosi između inteziteta termičke radijacije i povreda opekotina (po Eisenberg-u, Lynch-u i Breeding-u, 1975)*

A Nuklearno oružje: efekti i termičke povrede				
Intezitet termičke radijacije [$\text{cal}/\text{cm}^2\text{s}$]				
Snaga oružja	20 kt	1 Mt	20 Mt	
Trajanje impulsa	1.43	10.1	45.2	
Termičke povrede				
Opekotine prvog stepena	1.75	0.297	0.0886	
Opekotine drugog stepena	3.14	0.643	0.221	
Lagana odeća (letnja)				
Nekoliko povreda, ako ih uopšte ima	1.75	0.297	0.0886	
Značajan prag povređivanja	2.80	0.594	0.210	
Smrtnost				
Prag	3.50	0.792	0.243	
Blizu 50%	6.30	1.385	0.442	
Blizu 100%	14.0	3.07	0.952	
B Intezitet termičke radijacije i smrtnost				
Smrtnost [%]	Trajanje [s]	Intezitet termičke radijacije		Termička jačina, $tI^{4/3}$ [s [W/m^2] $^{4/3}$]
		[$\text{cal}/\text{cm}^2\text{s}$]	[W/m^2]	
1	1.43	3.50	146×10^3	1099×10^4
1	10.1	0.792	33.1×10^3	1073×10^4
1	45.2	0.243	10.2×10^3	1000×10^4
50	1.43	6.30	263.6×10^3	2471×10^4
50	10.1	1.385	57.95×10^3	2264×10^4
50	45.2	0.442	18.5×10^3	2210×10^4
99	1.43	14.0	586×10^3	7008×10^4
99	10.1	3.07	128×10^3	6546×10^4
99	45.2	0.952	39.8×10^3	6149×10^4



Slika 3.21 - Nivo smrtnosti kod termičkog zračenja

Na slici 3.21 su pored različitih vrednosti praga smrtnost (1%, 50% i 100%) pri izlaganju različitim vrednostima toplotnog zračenja, prikazani i zbirni podaci za pojavu opekotina drugog stepena prema istraživanju Mixter-a [56], koji su u potpunoj usaglasnosti sa Eisenberg-ovim rezultatima.

Analizom ovih podataka autori dobijaju podatke koji su prikazani u prve četiri kolone B dela tabele 3.11. Daljom analizom ukazuje se na to da bi oblik uzročnog faktora, u ovom slučaju termička jačina, trebala biti $I^{4/3}$, što je potvrđeno relativnom nepromenivošću u tri seta brojeva 1%, 50% i 99% smrtnosti u koloni B dela tabele.

Jednačina koja proizilazi, po ovim autorima, je:

$$Y = -14.9 + 2,56 \ln(tI^{4/3} \times 10^{-4}) \quad (3.13)$$

gde je I intezitet termičke radijacije (W/m^2), t vreme izlaganja (s) a Y rezultanta.

Kako je jednačina 3.13 zasnovana na opekotinama kod ljudi u normalnim okolnostima, pod njom su obuhvaćeni ljudi koji su normalno obučeni. Autori smatraju istu jednakost prihvatljivu i za iznenadne požare i za izolovane požare. U njihovom modelovanom sistemu, vrednosti inteziteta termičke radijacije i vreme su efektivne vrednosti kod iznenadnih požara, a za izolovane požare su te vrednosti stvarne.

Eisenberg, Lynch i Breeding takođe daju sledeću relaciju za prag opekotina tj. opekotine prvog stepena koja je dobijena iz tabele 3.12:

$$tI^{1.15} = 550 \times 10^3 \quad (3.14)$$

3.4.2. Hymes-ovi modeli

Za fatalne povrede Hymes koristi jednačinu 3.12. On takođe navodi brojne efekte termičkih povreda koji su sumirani u tabeli 3.12.

Tabela 3.12. - *Neka ograničenja u odnosu na dozirane odgovore kod toplotne radijacije (po Hymes-u, 1983 SRD R275) [55].*

Termička jačina [s $[\text{W/m}^2]^{4/3}/10^4$]	Efekti
210-700 ^a	Prag pojave plikova
1200 ^b	Opekotine drugog stepena
2600 ^c	Opekotine trećeg stepena
1060 ^d	1% smrtnosti
2300 ^d	50% smrtnosti
1100-4000	Kontrolisano paljenje odeće
3000-10000	Nekontrolisano paljenje odeće

^a Unutar ovih ograničenja postoji nepromenljivost u odnosu na povređeni deo

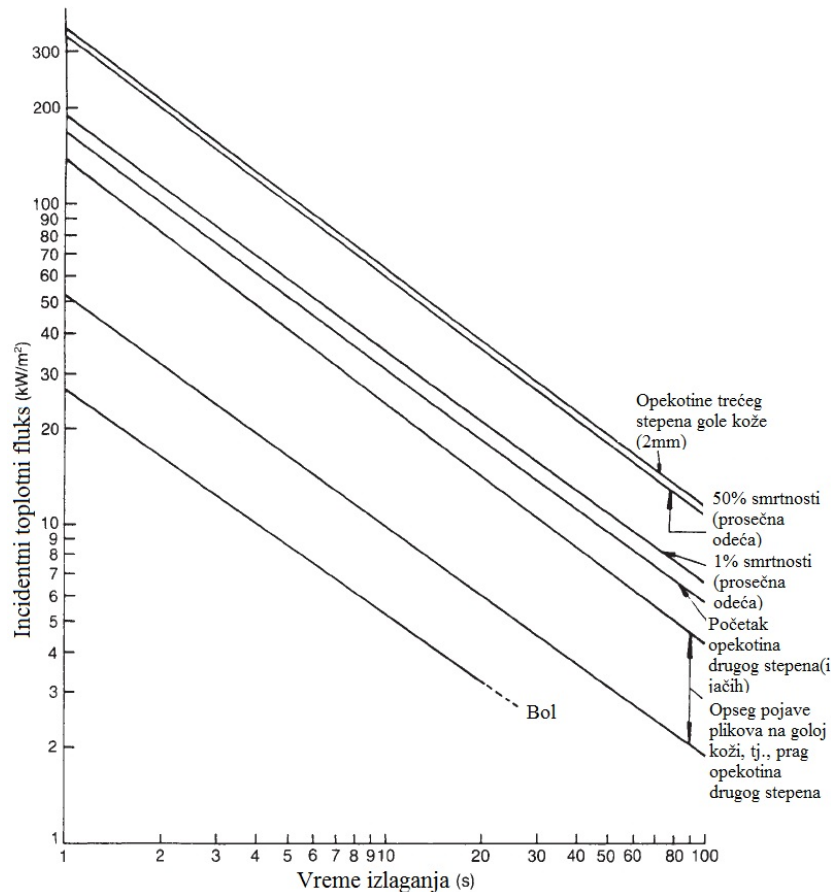
^b Opekotine drugog stepena dubine 0.1 mm. Ova vrednost je približno ista kao kod smrtnosti od 1%. Dubina opekotine linearno raste do termičke jačine vrednosti 2600.

^c Opekotine trećeg stepena sa dubinom od 2mm. Ova vrednost je približno ista kao kod smrtnosti od 50%.

^d Vrednosti zasnovane na Eisenberg-ovoj, Lynch-ovoj i Breeding-ovoj jednačini (1975).

Hymes-ov rad pokriva većinu relevantnih aspekata povreda opekotina, paljenja odeće, praga bola i pojave plikova, kao i fatalnih ishoda paljenja.

Neki od odnosa granice termičke radijacije i doziranog odgovora koje je dao Hymes su prikazani na slici 3.22.



Slika 3.22. - Vreme različitih nivoa prouzrokovanja opekotina i povreda usled termičkog zračenja (Hymes, 1983 SRD R275)

3.4.3. Modeli Green Book-a

Jedan set odnosa koji je podrazumevao termičku radijaciju je dat u *Green Book-u*. Za fatalne ishode koristila se adaptirana Eisenberg-ova, Lynch-ova i Breeding-ova jednačina. Modifikacija je zasnovana na činjenici da je termička radijacija nuklearnog oružja ultravioletnog - UV opsega, dok su ugljovodonična infracrvenog - IC opsega.

Date su dve relacije, jedna za osobe koje nisu zaštićene i jedna za osobe koje su zaštićene i to:

$$Y = -36.38 + 2,56 \ln(tI^{4/3}) \quad \text{za nezaštićene osobe} \quad (3.15)$$

$$Y = -37.23 + 2,56 \ln(tI^{4/3}) \quad \text{za zaštićene osobe} \quad (3.16)$$

Ovde je I intezitet termičke radijacije (W/m^2), a t vreme izlaganja (s).

Green Book takođe daje relaciju i za nefatalne povrede i to:

$$Y = -39.83 + 3,02 \ln(tI^{4/3}) \quad \text{za opekotine prvog stepena} \quad (3.17)$$

$$Y = -43.14 + 3,02 \ln(tI^{4/3}) \quad \text{za opekotine prvog stepena} \quad (3.18)$$

3.4.4. Lees-ov model

Lees je razvio svoj model relacija i odnosa između povreda od opekotina i termičke radijacije. Suštinski, ovaj model je set relacija koje mogu biti kombinovane na različite načine, zavisno od modeliranog scenarija, a autor ga je iskoristio da razvije relaciju za fatalne povrede, nastale iznenadnim požarom, kao što je vatrena lopta. Namera mu je bila da definiše pretpostavke. Uzročni faktor je uzet kao termička jačina:

$$L' = tI^{4/3} \left(\left[s \left(\frac{W}{m^2} \right)^{\frac{4}{3}} \right] / 10^4 \right) \quad (3.19)$$

Relacija je iskorišćena za prikaz ozbiljnih opekotina na Hymes-ovom grafikonu slika 3.19 (a), određujući odnos između termičke jačine i dubine opekotine δ , koji je jednak:

$$\delta = 8.85 \times 10^{-4} (L' - 920) \quad (3.20)$$

Za utvrđivanje odnosa između povreda od opekotina i smrtnosti, upotrebljeni su podaci J.C. Lawrence-a (1991), što je prikazano u tabeli 3.13.

Procenat izloženosti tela zavisi od scenarija koji se razmatra. Za osnovni slučaj uzima se odrastao čovek koji je lagano obučen, tako da glava, vrat, šake i podlaktice budu izložene. Iz podataka koji su dati u delu *Zaštita odećom*, može se videti da je procenat izloženosti oko 10.5% sa prednje i 9.5% sa leđne strane. Potpuno gola koža, ona koja je nominalno izložena je, dakle, površina od oko 20%. U tabeli taj procenat se nalazi u odgovarajućem grupisanom rasponu od 18-22% u tabeli 3. 15.

Posmatrano stanovništvo je razvrstano po starosnim grupama od 10-69 godina (12 grupa). Iz ovog razloga za izloženost od 18-22% prosečna smrtnost je:

$$P_{ma} = \frac{(0.1 \times 3) + 0.3 + 0.5}{12} = 0.09 \quad (3.21)$$

Tabela 3.14. je očigledno primjenjiva na široki opseg dubine opekotina. Pošto je poželjno da se izrazi ozbiljnost opekotine, pojedinačna dubina opekotine δ_a odabrana je tako, da odgovara prosečnoj smrtnosti P_{ma} od 0.09, koja je upravo navedena.

Razumno je pretpostaviti da su većina tretiranih opekotina manje ozbiljnog opsega dubine. Za ovako razmotreni slučaj, dubina opekotine koja odgovara prosečnoj smrtnosti od $P_{ma} = 0.09$, je $\delta_a = 0,25$ mm, što odgovara termičkoj jačini od $L_a' = 1200 \text{ (W/m}^2\text{)}^{4/3}\text{s}/10^4$. Ova termička jačina odgovara vrednosti opekotina drugog stepena, što je dato u tabeli 3.13. Termička jačina na kojoj su dubina opekotina i smrtnost jednaka nuli, ima vrednost od $920 \text{ s [W/m}^2\text{]}^{4/3}/10^4$. Zatim se, linearnom interpolacijom između ove dve tačke dubine opekotina naspram termičke jačine, može odrediti potpuna dubina opekotine $\delta = 2.0$ koja se javlja pri termičkoj jačini od $L_a' = 3200 \text{ s [W/m}^2\text{]}^{4/3}/10^4$.

Na sličan način, linearna ekstrapolacija daje smrtnost $P_m = 0.64$ pri ovoj termičkoj jačini. Daljom linearnom ekstrapolacijom, $P_m = 1.0$ se javlja pri termičkoj jačini $L' = 4500 \text{ s [W/m}^2\text{]}^{4/3}/10^4$, a ekstrapolirana ili teoretska “dubina opekotina” biće $\delta = 3.17$.

Odnosi između termičke jačine, dubine opekotina i smrtnosti u ovom modelu dati su u tabeli 3.14.

Tabela 3.14. *Odnosi između termičke jačine, dubine opekotina i smrtnosti*

Termička jačina, L' [s [W/m ²] ^{4/3} /10 ⁴]	Dubina opekotina, δ [mm]	Smrtnost, P_m
920	0	0
1200	0.25 ($=\delta_a$)	0.09 ($=P_a$)
3200	2.0	0.64
4500	3.17 (teorijski)	1.0

Varijacije smrtnosti P_m sa dubinom opekotina δ mogu biti izražene preko prosečne dubine opekotina δ_a upotrebljavajući relaciju:

$$\delta_1 = \frac{\delta - \delta_l}{\delta_a - \delta_l} \quad \delta < \delta_a \quad (3.22)$$

$$\delta_2 = \frac{\delta - \delta_1}{\delta_u - \delta_1} \quad \delta < \delta_a \quad (3.23)$$

Ovde su δ dubina opekotine (mm), a indeksi a , l , u , 1 i 2 prosečni, donji, gornji, prvi i drugi koeficijent. U ovom slučaju se dobija da je smrtnost P_m :

$$P_m = \delta_1 P_{ma} \quad \delta < \delta_a \quad (3.24)$$

$$P_m = P_{ma} + \delta_2 (1 - P_{ma}) \quad \delta > \delta_a \quad (3.25)$$

Upotrebljeni intezitet incidentne termičke radijacije je vrednost za koju je uračunato atmosfersko slabljenje.

Izloženost osobe radijaciji zavisi od njenog ponašanja. Po jednom modelu odgovora na toplotu, osoba se suočava sa događajem 5 sekundi koliko iznosi vreme odgovora, a zatim se okreće i beži. Međutim, s druge strane, kako je opisano u delu *Reagovalje ljudi na požar*, očigledno je, da je vreme odgovora kraće, a prisutna je i tendencija osobe da se okrene i posmatra događaj. Iz gornjih podataka se vidi da je procenat izloženosti tela veći kada je osoba okrenuta licem ka požaru, mada razlika nije velika. Zbog ovoga je ovde prihvaćeno, da ukoliko nema paljenja odeće, da su leđni i prednji deo jednako izloženi.

U ovoj fazi postoje brojne korekcije koje mogu biti primenjene. Jedna se odnosi na trodimenzionalni efekat koji je razmatran u delu *Efektivni intezitet zračenja*. Drugi se odnosi na ugao termičkog zračenja u odnosu na površinu tela. U osnovnom slučaju se koristi pojedinačni faktor $\phi = 0.5$, koji uzima u obzir da je samo oko pola gole kože izloženo termičkoj radijaciji u određenom vremenu. Ovaj faktor je primenjen na vreme t pri izražavanju termičke jačine, koji tako postaje $\phi t I^{4/3}$, pa se data termička jačina primenjena na polovinu izložene površine kože tokom datog vremena intervala t , tretira kao ekvivalent polovini te jačine primenjene na celu izloženu površinu tokom istog vremenskog intervala.

Kod paljenja odeće razvijene su korelacije upotrebom različitih „termičkih jačina“. Jedna od tih jačina, koju je koristio Hymes, je regularna termička jačina $t I^{4/3}$, koju takođe koristimo ovom prilikom. U pogledu jačine na kojoj dolazi do paljenje odeće, adaptirana vrednost odgovara srednjoj vrednosti opsega „jačine“, date u *Green Book-u*. Odavde je, koristeći jednačinu (3.12):

$$t I^2 = 3.5 \times 10^4 \text{ s} (\text{kW}/\text{m}^2)^2, \quad (3.26)$$

što za impuls od 5 sekundi daje inezitet od $I = 84 \text{ kW}/\text{m}^2$ i termičku jačinu od:

$$L' = t I^{\frac{4}{3}} \approx 1800 \text{ s} \left(\frac{\text{kW}}{\text{m}^2} \right)^{\frac{4}{3}} / 10^4 \quad (3.27)$$

Tabela 3.15 - *Lees-ov model za povrede opekotina nastale u iznenadnom požaru kao što je vatrena lopta (Lees, 1994a): smrtnost kao funkcija termičke jačine (Courtesy of the Institution of Chemical Engineers)*

Termička jačina, L [$\text{s} (\text{W}/\text{m}^2)^{4/3} / 10^4$]	Dubina opekotine, δ [mm]	Smrtnost, P_m [%]	Smrtnost (Eisenberg) [%]
1000	0.07	0.025	0.015
1200	0.25	0.09	0.04
1400	0.42	0.14	0.09
1600	0.60	0.20	0.16
1800	0.78	0.26	0.24
2000	0.96	0.31	0.33
2500	1.40	0.45	0.55
3000	1.84	0.59	0.73
3200	2.00	0.64	0.78
4500	3.17 (teorijski)	1.00	0.95

Paljenje odeće je uzeto u modelu kao rezultat dupliranja efektivno izložene površine tela, pa je ova površina je uzeta kao nominalno izložena površina. Ovako posmatrajući problem, faktor posmatranja ϕ ima vrednost jedinice.

Tabela 3.15 pokazuje u ovom modelu dubinu opekotina i smrtnost kao funkciju termičke jačine. Jednakost za fatalne ishode dobijena iz ovih podataka je:

$$Y = -10.7 + 1.99 \ln L' \quad (3.28)$$

Ovde je L' termička jačina $[s (W/m^2)^{4/3}]/10^4$

Tabela 3.16 - *Lees-ov model za povrede opekotina nastale u iznenadnom požaru kao što je vatrena lopta (Lees, 1994a) ilustrativni primjer smrtnosti od LPG vatrene lopte (Courtesy of the Institution of Chemical Engineers)*

A Fizički uslovi							
Udaljenost [m]	Intezitet termičke radijacije $[kW/m^2]$		Faktor termičke jačine L'/t $[[W/m^2]^{4/3}]/10^4$	Vreme do paljenja t [s]	Termička jačina $[s [W/m^2]^{4/3}]/10^4$		
	Potpuni I	Prigušeni I_e			Pre palj.	Posle palj.	Ukupno L'
75 ^a	390						
95 ^b	240	173	964	3.73	1800	6044	7844
105	19	142	738	4.89	1800	3771	5571
115	164	118	577	6.24	1800	2169	3969
125	139	97	444	8.11	1800	839	2639
135	119	83	361	9.97	1800	54	1854
145	103	72	298	N	(1490)	N/A	1490

B Termičke povrede			
Udaljenost [m]	Paljenje odeće	Smrtnost P_m [%]	Smrtnost (Eisenberg) [%]
5	Da	1.0	1.0
95	Da	1.0	1.0
105	Da	1.0	1.0
115	Da	0.84	0.99
125	Da	0.49	0.95
135	Da	0.23	0.86
145	Ne	0.12	0.72

^a Radijus sferne vatrene lopte

^b Radijus hemisferične vatrene lopte

Ova jednakost je zasnovana na vrednostima smrtnosti datih u tabeli 3.16, osim poslednje vrednosti od 1.0. Kako je gore već rečeno, u modelu se uzima termička jačina od 4500 kao ona koja odgovara smrtnosti. Iz ovog razloga se jednakost koristi samo do smrtnosti od 70%, pa se na osnovu toga koriste sledeće relacije:

$$P_m = 0.70 + 0.0003(L' - 3500) \quad L' < 4500 \quad (3.29)$$

$$P_m = 1.0 \quad L' > 4500 \quad (3.30)$$

U tabeli 3.16 je uporedno prikazana smrtnost po osnovu Eisenberg-ove, Lynch-ove i Breeding-ove jednakosti. Vrednosti se ne razlikuju značajno, osim kod izuzetno velikih termičkih jačina. Razlika u metodama ovih autora i Lees-a je jedino u tretiranju efektivno izložene površine.

Tabela 3.16 ilustruje primenu Lees-ovog modela na slučaj V.C.Marshall-ovog (1987) modela vatrene lopte koju je ovaj autor razmatrao. Kod ove vatrene lopte sferni radijus je 75m, hemisferijski radijus je 95m, trajanje je 10.3s, a ukupni intezitet termičke radijacije je: $2.7 \times 10^9 / x^2 \text{ W/m}^2$, gde je x udaljenost od centra vatrene lopte do mete. U proračunima, koji se vode prema podacima u tabeli 3.16, je upotrebljen faktor atmosferskog prigušenja koji je dao Marshall, a vreme trajanja vatrene lopte je zaokruženo na 10s. U tabeli su takođe prikazana predviđanja smrtnosti Eisenberg-ovog proračuna, koji je primenjen na neusklađene termičke jačine za puno trajanje od 10s. U njegovoj diskusiji o rotacionom faktoru Marshall je mišljenja da, iako Eisenberg smatra udaljenost od 170m, onom koja dovodi do 50% smrtnosti usled povreda od vatrene lopte, da iskustvo govori da je to rastojanje suviše veliko. Eksperimentalno predlaže daljinu od 90m, koja je, uz rotaciju od 360° , znatno bliža realnosti. Iz tabele se takođe može videti Lees-ovo shvatanje veze udaljenosti i smrtnosti gde se vidi da je ta udaljenost 125m.

Tabela 3.17 - Neka ograničenja termičke radijacije

A Modelirano navođenje: IP LPG Storage Code 1987	
B Modelirano navođenje: API RP 510: 1990	
<i>Intezitet termičke radijacije (kW/m²)</i>	<i>Ograničenje</i>
15.6	Intezitet na strukturama gde operateri rizično obavljaju radove; sklonište je dostupno
9.5	Intezitet kontrolisanog plamena izbačenog na lokacijama na kojim ljudi imaju pristup, a vreme izlaganja je ograničeno na nekoliko sekundi potrebnih za beg
6.3	Intezitet na područjima gde hitna akcija traje najviše do 1 minuta, bez zaštite, osim zaštitne odeće
4.7	Intezitet na područjima gde hitna akcija traje do nekoliko minuta, bez zaštite, osim zaštitne odeće
1.6	Intezitet kontrolisanog plamena izbačenog na lokacijama gde su ljudi izloženi u kontinuitetu
C Modelirano navođenje: Kletz (1980h)	
<i>Intezitet termičke radijacije (kW/m²)</i>	<i>Ograničenje</i>
38	Intezitet na rezervoarima
12.5	Intezitet na drvetu ili plastici ^a
5	Intezitet na ljudima koji izvode hitne operacije

D Model i procena navođenja- BS 5980: 1990^b

<i>Intezitet termičke radijacije (kW/m²)</i>	<i>Ograničenje</i>
37.5	Intezitet pri kome je došlo do oštećenja procesne opreme
25	Intezitet na kome se pojavljuje nekontrolisano paljenje drveta
12.5	Intezitet na kome se pojavljuje kontrolisano paljenje drveta
4.5	Intezitet koji je dovoljan da prouzrokuje bol kod osoblja koje je onemogućeno da stavi zaštitu; opekotine prvog stepena; plikovi manje mogući;
1.6	Intezitet dovoljan da prouzrokuje nemir i neprijatnost usled duge izloženosti

E Dizajn i procena navođenja: Mecklenburgh (1985)

<i>Intezitet termičke radijacije (kW/m²)</i>	<i>Ograničenje</i>
14	Intezitet kome bi normalne građevine trebale odoljeti
10-12	Intezitet pri kome gori vegetacija
6	Intezitet tolerantan za slučaj bežanja osoblja
3	Intezitet tolerantan za proređene hitne slučajeve u trajanju od po 30 minuta
1.5	Intezitet bezbedan za kancelarijsko osoblje i javnost

F Procena navođenja: Di Nenno (1982)

<i>Intezitet termičke radijacije (kW/m²)</i>	<i>Ograničenje</i>
30	Spontano paljenje drveta
15	Kontrolisano paljenje drveta
20	Paljenje tečnog goriva br.2 za 40 sekundi ^c
10	Paljenje tečnog goriva br.2 za 120 sekundi ^c
18-20	Uništava se kablovska izolacija
12	Topi se plastika
37.5	Oštećuje se oprema ^f
9	Oštećuje se oprema ^f

^a Kletz u komentaru predlaže da veliki rezervoari budu locirani na najmanje 200m udaljenosti od javnih puteva.

^b BS 5908: 1990 takođe određuju termičku dozu od 600-1800kJ/m² realizovanu od vatrene lopte kao dovoljnu količinu za započinjanje sekundarnih požara.

^c EPRI (1981a)

^d EPRI (1979b)

^e Gelderblom (1980)

^f Di Nenno komentariše da postoje odstupanja u određivanju praga nastanka štete na opremi. On daje vrednost inteziteta od 37.5 kW/m², upravo kao i Gelderblom (1980), kao tačku nastanka štete, a kao sigurnu po opremu vrednost smatra 9.5 kW/m².

3.4.4. Prugh-ov model

Prugh je dao model za povrede opekotina nastale usled izlaganja vatrenoj lopti. On predstavlja sumirane podatke o povredama od opekotina. Fatalne ishode tumači na osnovu radova Eisenberg-a, Lynch-a i Breeding-a (1975), Lees-a (1980b), A.F.Roberts-a (1982) i Društva inženjera za zaštitu od požara (1988 NFPA/22). Iz ovih podataka on izvlaču sledeću korelaciju verovatnoće smrtnosti, P :

$$P = \left\{ 1 - \left[1 - \exp \left\{ -5.3 [\ln(E/53)]^{0.5} \right\} x \right] [1 - 2(E/53)] \right\} \quad (3.31)$$

Ovde je E termička doza (J/m^2). Prugh pravi grafičku komparaciju ove relacije i dve relacije *Green Book*-a za izlaganje sa zaštitom i bez zaštite, koja ukazuje da je njegova procena smrtnosti znatno niža u odnosu na druge autore.

S obzirom na opseg opekotina i medicinski tretman, Prugh grafički prikazuje smrtnost u odnosu na procenat tela pod opekotinama trećeg stepena, a rad zasniva na J.W.Davis-u (1982).

Kombinujući podatke iz modela sa vatrenom loptom i podatke o povredama od opekotina, on izvlači grafičku korelaciju smrtnosti za propansku vatrenu loptu, koja je u funkciji količine goriva i udaljenosti izložene osobe.

3.4.5. Pojednostavljeni model za predviđanje opekotina kože sa jednim slojem

Modeli za predviđanje termičkih povreda u najvećem broju slučajeva sastoje se iz dva dela. Prvi deo bavi se određivanjem incidentnog toplotnog fluksa (bilo sa vruće površine, vrućeg gasa, požara ili nekog drugog izvora toplotnog zračenja) i načinom kako se ta energija prenosi u kožu. Većina modela tretira kožu kao polu-beskonačnu čvrstu materiju. To znači da temperatura na nekoj dubini ispod površine kože ostaje nepromenjen tokom trajanja izloženosti. Ali, ova pretpostavka važi samo možda za neki veoma kratki vremenski period, pre nego što se fiziološki odgovori tela (povećan protok krvi, znojenje) aktiviraju. Uzimajući u obzir ovakve pretpostavke, prenos toplote kroz ovakvu jednoslojnu sredinu sa konstantnim termičkim osobinama, bez uzimanja u obzir uticaja cirkulacije krvi i znojenja, odvijace se samo provođenjem i u tom slučaju temperaturno polje u ovakvom medijumu biće dato kao [57]:

$$\frac{\delta T}{\delta t} = \alpha^2 \frac{\delta^2 T}{\delta^2 x^2} \quad (3.32)$$

Ovde je T temperatura u nekom vremenu t (s) na dubini x (m) ispod površine kože: $\alpha^2 = k/\rho c$ termička difuzija kože (m^2/s); k toplotna provodnost kože ($\text{W/m}\cdot\text{K}$), ρ gustina (kg/m^3), c specifična toplota ($\text{J/kg}\cdot\text{K}$).

Rešenje jednačine 3.34, zavisiće od početnih i graničnih uslova. Ako se pretpostavi da su i koža i potkožne strukture na istoj temperaturi T_0 i ako je, u početnom trenutku, konstantan incidentni toplotni fluks, onda će početni i granični uslovi biti:

$$\left. \begin{array}{l} t \leq 0 \quad x \geq 0 \quad T = T_0 \\ t > 0 \quad x = 0 \quad \frac{\delta T}{\delta x} = -\frac{\dot{q}''}{k} \end{array} \right\} \quad (3.33)$$

Jednačina 3.33 ukazuje na to da incidentni toplotni fluks stvara temperaturni gradijent u epidermisu, koji je obrnuto srazmeran toplotnoj provodnosti

Rešenje jednačine (3.32), sa računanjem početnih i graničnih uslova dato je kao:

$$T = \frac{\dot{q}''}{k} \left[\frac{2\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\alpha^2 t}\right) - x \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\alpha\sqrt{t}}\right) \right] \quad (3.34)$$

gde je *erfc* je funkcija greške određena tablično ili numerički.

Povećanje površinske temperature T_s pri ($x=0$) dato je sledećom jednačinom:

$$T = T_s = T_0 + \frac{2\dot{q}''\sqrt{t}}{\sqrt{\pi k \rho c}} \quad (3.35)$$

Utvrđeno je da toplotna provodnost kože nezavisna od temperature prilikom zagrevanja i hlađenja, kao što je to slučaj i sa termičkom difuzijom, tabela 3.18.

Tabela 3.18 - *Termičke osobine kože*

Parametar	Simbol	Vrednost	Jedinica
Toplotna provodnost (zagrevanje)	k_h	0.5878	W/m·K
Toplotna provodnost (hlađenje)	k_c	0.4518	W/m·K
Zapreminski toplotni kapacitet	ρc	4,186,800	J/m ³ K
Dubina bazalnog sloja	x	0.00008	m
Termička difuzija (zagrevanje)	α_h	$1.40 \cdot 10^{-7}$	m ² /s
Termička difuzija (hlađenje)	α_c	$1.08 \cdot 10^{-7}$	m ² /s

3.4.6. Značaj shvatanja termomehanike kože i termičkog bola

Medicinske aplikacije

Sa napretkom laserske, mikrotalasne, radio-frekvencijske i drugih tehnologija, razvijen je niz termičkih metoda koje su našle primenu u lečenju bolesti ili povreda kožnog tkiva. Ove metode termičkog tretmana obično uključuju ili podizanje ili spuštanje temperature ciljanih oblasti kože, da bi se uništile ili termički denaturisale nekrotične ćelije. Istovremeno, da bi se ostatak zdrave kože održao u bezbednom temperaturnom opsegu, primenjuju se selektivne tehnike hlađenja površine kože. Uprkos napredku u medicinskim aplikacijama, razumevanje odgovarajućeg termo-mehanički-neurofiziološkog mehanizma je i dalje ograničeno. Ovo istraživanje je i rađeno sa ciljem da se bolje shvate mehanizmi i zakonitosti koji su prisutni u ovoj multidisciplinarnoj oblasti. Iz ovog razloga ovo istraživanje bi moglo da ima primenu u medicini prilikom određivanja odgovora tkiva kože na izlaganje toploti indukovanoj mikrostrukturnim transformacijama, takođe i u oblasti dizajniranja i optimizacije terapije termičkog tretmana u smislu maksimiziranja terapijskog efekta terapije i minimizacije neželjenih sporednih efekata. Osim navedenog, ovo istraživanje može da nađe primenu i u

izradi modela za praćenje različitih parametara tretmana, umesto opsežnih parametarskih studija, kao i u predlaganju novih strategija lečenja evaluacijom postojećih rezultata dobijenih modeliranjem.

Ostale aplikacije

Pored biomedicinskih aplikacija, kosmičke i vojne misije mogu imati koristi od predloženog istraživanja. U ekstremnim uslovima na koja se može naići u svemiru i pri nekim vojnim aktivnostima, neophodno je da se obezbedi da astronauti i vojno osoblje imaju sofisticiranu odeću za zaštitu od termičkih ekstrema. Kao "interfejs" između spoljašnjih materijala i ljudskog u tela, koža svakako ima značajnu ulogu u zaštiti od termičkih efekata vojnog osoblja izloženog zračenju.

3.4.7. Model prenosa toplote u mekom tkivu, Peness-ov model

Za teoriju prenosa mase i toplote u živim tkivima jedno od najznačajnijih pitanja je kako stvoriti dobre modele koji opisuju ove fenomene prenosa u smislu određivanja fizičkih polja i odgovarajućih glavnih jednačina.

Od pojave Pennes-ove jednačine biozagrevanja[58], predložen je veliki broj modela prenosa toplote za različita tkiva koji su tkivo predstavljali kao homogeni materijal sa već unapred učitanoj vaskularnoj mrežom i njenim osobinama. Interakcija između krvi i tkiva uzimana je vrlo malo u takvim modelima. U radu [59], pored hronološkog pregleda razvoja matematičkih modela prenosa biozagrevanjem ukazano je na neslaganja koja se javljaju prilikom razmene toplote između krvi i tkiva. Rad [60] ukazuje na vrlo složen problem eksperimentalne validacije rezultata različitih modela prenosa toplote u tkivima]. Crezze i ostali [61] u svom radu izvršili su komparaciju četiri modela biozagrevanja i njihovih kombinacija sa teorijskim i vaskularnim modelima i ukazali na njihove nedostatke.

Prema načinima na koje protok krvi ima uticaj na vaskularnu mrežu kože, modeli se mogu se klasifikovati u četiri osnovne kategorije [62]: *modeli kontinuuma*, gde je protok krvi zavistan od efektivne provodnosti tkiva; *vaskularni modeli*, kod kojih je relevantna ukupna prokrvljenost u zavisnosti zbira lokalnih razmena toplote i prenosa toplote u pojedinačnim krvnim sudovima, što zahteva detaljno poznavanje vaskularne geometrije; *hibridni model*, koji je jedinstvo modela kontinuuma i vaskularnih modela; *modeli zasnovani na teoriji poroznog medija*, gde se prokrvljeno tkivo tretira kao porozni medijum.

U modelima kontinuuma protok krvi se objašnjava preko efektivne provodnosti tkiva, koji zavisi od nivoa cirkulacije ili ostalih značajnih parametara.

Opšti oblik jednačine biozagrevanja kod modela kontinuuma je:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k \nabla^2 T + q_{perf} + q_{met} + q_{ext} \quad (3.36)$$

gde su ρ, c i k , gustina, specifična toplota i termička provodnost kože, repektivno, T temperatura kože, q_{perf} je toplota oslobođena od strane cirkulacije krvi, q_{met} je toplota oslobođena metaboličkim procesima i q_{ext} je toplota od spoljašnjeg toplotnog izvora.

Prvi model kontinuuma je predstavljen od strane Pennes-a za analizu prenosa toplote u mirovanju ljudske podlaktice, i ovaj model se razvio u kvantitativnu osnovu za opis termičke interakcije između tkiva i krvi koja protiče [58]. Pennes je predložio model za opisivanje efekata metabolizma i perfuzije krvi preko energetskog bilansa u tkivu. Ova dva efekti su uključena u standardnoj jednačini termičke difuzije. Pennes-ov model biozagrevanja bio je prvi veliki napor u određivanjem prenosa toplote sa uračunavanjem perfuzije (prokrvljenosti). Ovaj model je jedinstven po tome što je perfuzioni izraz vrlo jednostavan i ima oblik:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k \nabla^2 T + \varpi_b \rho_b c_b (T_a - T) + q_{met} + q_{ext} \quad (3.37)$$

gde su ρ, c i k , gustina, specifična toplota i termička provodnost kože, repektivno, T temperatura kože, T_a temperatura krvi, q_{met} je toplota oslobođena metaboličkim procesima i q_{ext} je toplota od spoljašnjeg toplotnog izvora i ϖ_b je nivo prokrvljenosti po jedinici zapremine.

Pennes-ova jednačina zasnovana je na klasičnom Fourier's-ovom zakonu zagrevanja, koji pretpostavlja da je propagaciona brzina nekog temperaturnog poremećaja ili termičkog talasa beskonačna.

Osnovne pretpostavke Pennes-ovog modela:

1) Efekat prokrvljenosti je homogen i izotropan i postoji termički balans (ekvilibracija) sa kapilarama. U ovom slučaju krv se isporučuje tkivu na arterijskoj temperaturi T_a , a nivo prokrvljenosti po jedinici zapremine je ϖ_b .

2) Ne postoji prenos energije pre i posle prolaska krvi kroz kapilare, pa je temperatura krvi koja ulazi u vene ista kao i temperatura okolnog tkiva. Ukupna razmenjena energija između tkiva i krvi je:

$$q_{perf} = \varpi_b \rho_b c_b (T_a - T_v) \quad (3.38)$$

3) Metabolički oslobođena toplota, q_{met} , uzima se da se homogeno prenosi kroz tkivo, tj. kao nivo uskladištenja energije po jedinici zapremine.

Glavna prednost Pennes-ovog modela je da je dodati izraz za perfuzioni prenos toplote linearan sa temperaturom, što olakšava rešavanje za Pennes-ove jednačine. Pennes-ov model je u širokoj upotrebi za predviđanje temperaturnog porasta tokom hipertermije kao i za predviđanja koja uključuju temperaturni odziv u krio-hirurškim protokolima.

Limitiranost ovog modela ogleda se u pogrešnom pogledu na proces prenošenja toplote i anatomske lokacije tj. zanemaruju se termičke efekti velikih krvnih sudova. Prema ovome Pennes-ov model pretpostavlja da krv stiže u svakoj tački tkiva na jednoj temperaturi T_a bez obzira na udaljenost te tačke od tačke napajanja krvnog suda. Osim toga, lokalne arterijske temperature zavise od temperaturnog gradijenta u tkivu kao posledica uslova spoljašnje sredine [63].

Sledeća limitiranost Pennes-ovog modela je da se pretpostavlja da je dužina termičke ekvibracije beskonačna za sve sudove osim kapilara i nula je za kapilare. Ovo nije fizička pretpostavka. Chen-ove i Holmes-ove analize krvnih sudova [64] su pokazale da se termo-ekvibracija javlja uglavnom u okviru terminalnih arterija i vena i krv je suštinski ekvilibrisana pre ulaska u kapilare.

Član za prokrvljenost ne proračunava se za vaskularne strukture posebnog oblika i nije u stanju da objasni lokalne varijacije u temperaturi uzrokovane velikim krvnim sudovima, pa se ne može primeniti za npr. lokalizovanu hipertermiju.

Sledeća limitiranost modela je ta da se član za prokrvljenost, dobijen preko globalnog energetskog balansa za krv, primenjuje za opisivanje lokalnog balansa tkiva.

3.4.8. Model oštećenja kože

Henriques je ispitujući uticaj termičkog zračenja na kožu pretpostavio da se oštećenje kože može poistovetiti sa nivoom hemijskog procesa i da se može koristiti Arrhenius-ova jednačina prvog reda za određivanje stepena oštećenja tkiva [67]:

$$\frac{d\Omega}{dt} = P \exp\left(-\frac{\Delta E}{RT}\right) \quad (3.39)$$

Ovde je: Ω mera oštećenja tkiva nastalo opekotino na bazalnom sloju ili na nekoj dubini unutar dermisa; P pre-eksponencijal Arrhenius-ove kinetike oštećenja [s^{-1}]; ΔE aktivaciona energija za kožu [J/mol]; R univerzalna gasna konstanta [$8.314 J/mol \cdot K$]; T apsolutna temperatura kože [K]; t ukupno vreme za koje je T iznad $44^\circ C$, tj. $317.15 K$

Integraljenjem jednačine (3.39) dobija se da je:

$$\Omega = \int_0^t P \exp\left(-\frac{\Delta E}{RT}\right) dt \quad (3.40)$$

Ova integracija se primenjuje ukupno vreme za koje je bazalna temperatura T veća ili jednaka $44^\circ C$ tokom grejanja. Utvrđeno je da je za površinsku temperaturu manju ili jednaku $50^\circ C$, temperatura bazalnog sloja ista kao i površinska temperatura tokom praktično celokupnog vremena izlaganja. Jednačina 3.40 je integraljena za konstantnu temperaturu

tokom celog vremena izlaganja. Proizvoljno je setovano da je $\Omega = 1.0$ za opekotine drugog stepena, i zamenom merene površinske temperature i vremena do pojave opekotina drugog stepena, moguće je odrediti konstante P i ΔE . Ove vrednosti, prema su $3.1 \cdot 10^{98} (1/s)$ za P i $6.28 \cdot 10^8 \text{ J/kmol}$ za ΔE .

Henriques predlaže da se koriste sledeći parametri prikazani u tabeli 3.19.

Tabela 3.19 - *Parametri oštećenja kože od opekotina*

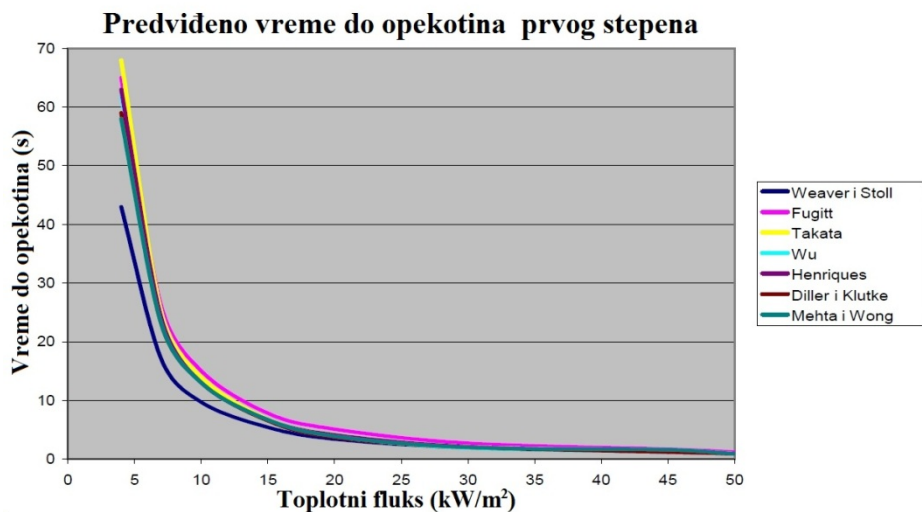
Parametar oštećenja kože(Ω)	Stepen oštećenja
0.53	Opekotina prvog stepena
1.0	Opekotina drugog stepena

Posle originalnog rada Henriques-a, usledio je niz drugih studija koje su u svojoj realizaciji uključivale upotrebu integrala oštećenja kože od opekotina, raznih simulatora kože [68, 69], kao i upotrebu specijalno dizajniranih lutaka-manekena za ispitivanje zapaljivosti tekstilnih materijala, opremljenih senzorima temperature i toplotnog fluksa [70] [71] [72]]. Rezultati ovih ispitivanja dati su u tabeli 3.20 [53].

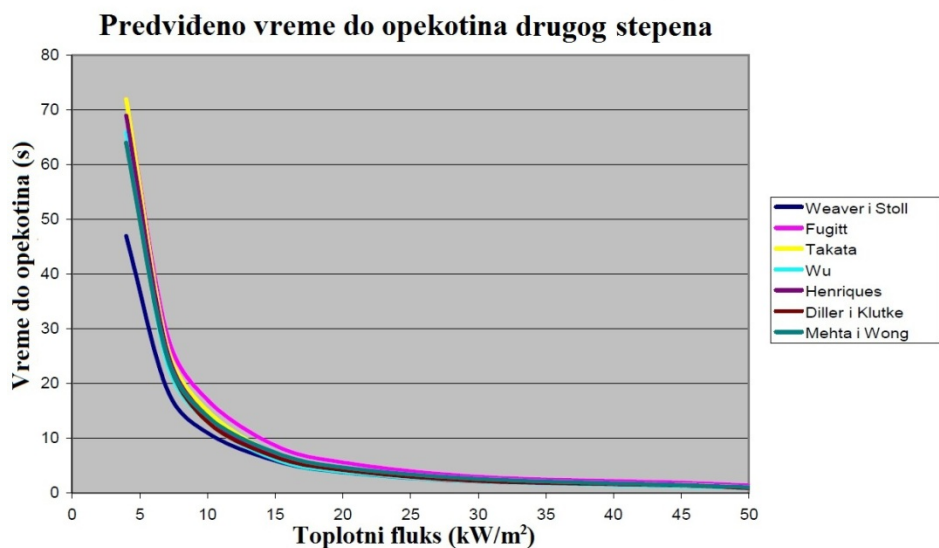
Tabela 3.20 - *Ulazni podaci za integral oštećenja kože od opekotina*

Model	Temperaturni opseg (°C)	Aktivaciona energija ΔE (J/kmol)	Pre-eksponentcijal P (1/sec)
Weaver and Stoll	$44 \leq T \leq 50$	$7.78 \cdot 10^8$	$2.185 \cdot 10^{124}$
	$T > 50$	$3.25 \cdot 10^8$	$1.83 \cdot 10^{51}$
Fugitt	$44 \leq T \leq 55$	$6.97 \cdot 10^8$	$3.1 \cdot 10^{98}$
	$T > 55$	$2.96 \cdot 10^8$	$5.0 \cdot 10^{45}$
Takata	$44 \leq T \leq 50$	$4.18 \cdot 10^8$	$4.322 \cdot 10^{64}$
	$T > 50$	$6.69 \cdot 10^8$	$9.389 \cdot 10^{104}$
Wu	$44 \leq T \leq 53$	$6.27 \cdot 10^8$	$3.1 \cdot 10^{98}$
	$T > 53$	$6.27 \cdot 10^8 - 5.10 \cdot 10^5 (T - 53)$	$3.1 \cdot 10^{98}$
Henriques	Sve temper.	$6.27 \cdot 10^8$	$3.1 \cdot 10^{98}$
Diller and Klutke	$44 \leq T \leq 52$	$6.04 \cdot 10^8$	$1.3 \cdot 10^{95}$
Mehta and Wong	Sve temper.	$4.68 \cdot 10^8$	$1.43 \cdot 10^{72}$
Torvi and Dale	$44 \leq T \leq 50$	$7.82 \cdot 10^8$	$2.185 \cdot 10^{124}$
	$T > 50$	$3.27 \cdot 10^8$	$1.83 \cdot 10^{51}$

Nivo odstupanja između vrednosti dobijenih za različitim modele je ukazuje na složenost problema i teškoće u primeni jednostavnog modela da predviđanja oštećenja od opekotina. Primenom različitih modela dobijaju se vremena do nastanka opekotina koja se ne razlikuju puno, ali postoji značajno odstupanje u nekim podacima. Slike 3.23 i 3.24 pokazuju razlike u vremenu koje je potrebno za dostizanje opekotina prvog i površinskih opekotina drugog stepena. Vremena su dobijena primenom različitih modela oštećenja kože od opekotina.



Slika 3.23 - Razlike u proračunatim vremenima do pojave opekotina prvog stepena, dobijene primenom različitih modela



Slika 3.24 - Razlike u proračunatim vremenima do pojave opekotina drugog stepena, dobijene primenom različitih modela

3.5. STANDARDI I REGULATIVE TOPLOTNE IZLOŽENOSTI

Zahvaljući izvršenim teorijskim, eksperimentalnim i numeričkim ispitivanjima, koja su već opisana u prethodnom delu ovog rada, zaključci doneti iz njihovog tumačenja našli su primenu u velikom broju standarda i regulativa za izloženost toplotnom zračenju. U ovom delu rada nabrojaćemo neke od njih.

3.5.1. NFPA 59A standard

Ovaj standard [74] obezbeđuje minimalne bezbedonosne mere i mere zaštite od požara, za lociranje, projektovanje, izgradnju, sigurnost, rad i održavanje, postrojenja za tečni naftni gas (TNG), primenom limita od 5 kW/m^2 za toplotni radijativni fluks, prilikom izlaganja ljudi na otvorenom. Međutim, ovaj kriterijum za opasnost ne uračunava dužinu ekspozicije ili spektralne karakteristike incidentnog toplotnog fluksa.

3.5.2. STANDARD API 521

Američki institut za naftu razvio je standard API 521 [75], koji daje dozvoljene vrednosti toplotnog zračenja kod projektovanja i montaže raketnih sistema, tabela 3.21. Prema ovom standardu, vreme do pojave bol, a pri izlaganju toplotnom fluksa od oko 5 kW/m^2 , biće oko 16s, ali ovo vreme u izvesnim hitnim slučajevima, u zavisnosti od osobe, može biti produženo za 3-5s.

Tabela 3.21 - *Preporučene vrednosti intenziteta toplotnog fluksa prema API 521 standardu.*

Dozvoljeni dizajnirani nivo zračenja (kW/m^2)	Uslovi
15.97	Intenzitet zračenja u grdevinama, gde operateri neće obavljati svoje dužnosti i gde verovatno postoje skloništa od toplotnog zračenja
9.46	Lokacije u kojima ljudi imaju pristup, ali ekspozicija treba biti ograničen na samo nekoliko sekundi
6.31	Intenzitet pri kojem se hitne operacije mogu izvoditi najviše 1 minut, bez zaštitnog štita, ali uz odgovarajuću odeću
4.73	Intenzitet pri kojem se hitne operacije mogu izvoditi nekoliko minuta, bez zaštitnog štita, ali uz odgovarajuću odeću
1.58	Intenzitet pri kome se uz odgovarajuću odeću mogu izvoditi operacije kontinualno

3.5.3. EN 1473 STANDARD

U ovom standardu su uključeni kako verovatnoća nastanka rizičnog događaja, tako i posledice. Vrednosti bezbednog nivoa intenziteta toplotnog fluksa dati su u tabeli 3.22. Može se videti da se vrednost intenziteta toplotnog zračenja od 8 kW/m^2 vezuje za prostore sa malim brojem ljudi, 5 kW/m^2 za industrijske prostore i $1,5 \text{ kW/m}^2$ za nezaštićene prostore od kritične važnosti gde bi ljudi mogli da budu izloženi bez zaštitne odeće, ovo nije kriterijum smrtnosti. Ovaj standard je fleksibilan i dopušta razmatranje da osoba izložena toplotnom zračenju preduzme neke mere koje uljučuju evakuaciju ili pak dodatne mere zaštite.

Tabela 3.22 - Preporučene vrednosti intenziteta toplotnog fluksa prema EN1473 standardu.

Dozvoljeni dizajnirani nivo zračenja [kW/m ²]	Opis prostora
8	Prostori u kojima su retko prisutni ljudi: poljoprivredna zemljišta, pustinje itd.
1.5	Nezaštićeni prostori gde su prisutni ljudi bez zaštite: bolnice, trgovci, stadioni, prostori sa gustom ljudi više do 20 po 1 km ² , itd.
5	Industrijski prostori

3.5.4. Ograničenja pomenutih standarda

Postojeći standardi i propisi ne uključuju u razmatranje toplotne karakteristike izložene kože prilikom određivanja bezbedne udaljenosti od požara. Kriterijumi koji su sadržani u propisima i standardima, nastali su na osnovu podataka o povredama kože kao rezultat uglavnom malih laboratorijskih eksperimenata, u kojima je izvor toplote bio izuzetno blizu, reda centimetra, od površine kože i pri čemu je bio izložen samo jedan mali deo kože. Površina kože, koja se koristila u testovima do sada, bila je veoma mala u odnosu na ukupnu površinu kože osobe izložene dejstvu realnog požara. Hipoteza da se mogu da ekstrapoliraju podaci iz ovakvih testova malog obima i primene za realne požare, može biti netačna, jer se ne uzima u obzir npr. absorpcija zračenja od vodene pare i ugljen-dioksida u atmosferi. U ovom slučaju koža deluje kao suvo i porozno tkivo sa znatno drugačijim reflektujućim i apsorbujućim osobinama.



NUMERIČKE METODE PRORAČUNA TOPLOTNOG ZRAČENJA

Dominantni mehanizam prenosa toplote prilikom požara na potencijalno ugrožene ljude i objekte, je direktno toplotno zračenje plamena požara [76]. Ovaj način prenosa toplote dovodi do toga da je moguće povređivanje čoveka, tj. nastanak oštećenja tkiva, čak i bez direktnog kontakta sa plamenom požara. U ovom smislu ova disertacija nema za cilj proučavanje konvektivnog prenosa toplote od požara. Da bi se utvrdilo da li, ili, kada može doći do ugrožavanja ljudi toplotnim zračenjem požara, tj. da bi se odredilo bezbedno rastojanje po ljude od toplotnog zračenja požara, mora se odrediti raspodela polja toplotnog zračenja, odnosno raspodela elektromagnetnih veličina koje karakterišu izvor toplotnog zračenja tj. požar. Iz ovog razloga mora se odrediti radijativni toplotni fluks u različitim tačkama u prostoru. U ovom radu u cilju određivanja radijativnog fluksa od požara, koji dospeva na kožu čoveka koji se nalazi u okruženju požara, korišćen je programski paket Fire Dynamics Simulator - FDS. Radi određivanja raspodele polje unutar tkiva čoveka i aporbovane energije je korišćen CST Studio site.

U ovom poglavlju biće opisane metode (amaličke i numeričke) pomoću kojih se može izračunati incidentni toplotni fluks na površini kože čoveka što je prvi korak u izračunavanju mogućih oštećenja kože i u povratnoj sprezi sa određivanjem bezbednog rastojanja što je cilj ovog rada. Takođe su opisane numeričke metode za određivanje elektromagnetnih veličina elektromagnetnog toplotnog talasa.

Generalni pristup modeliranju toplotnog zračenja požara prema Beyler-u [77] podrazumeva tri glavna koraka:

1. Određivanje geometrijskih karakteristika požara, uključujući brzinu sagorevanja i fizičke dimenzije požara. Ove dimenzije su bazirane na vremenski usrednjenim vrednostima,
2. Određivanje karakterističnih osobina toplotnog zračenja požara, kao što je prosečna emisiona moć plamena požara, i
3. Proračunavanje incidentnog radijativnog toplotnog fluksa na ciljanoj lokaciji.

Primarni cilj modela toplotnog zračenja požara je utvrđivanje bezbednog rastojanja između izvora požara i potencijalno ugroženih meta (ljudi, materijalna dobra...), koji se nalaze u okolini požara.

4.1. PREGLED POLUEMPIRIJSKIH METODA ZA PRORAČUN TOPLOTNOG ZRAČENJA

U ovom poglavlju dat je pregled osnovnih poluempirijskih modela za predikciju toplotnog zračenja požara.

4.1.1. Shokri - Beiler-ova korelacija

Shokri i Beiler [78] su na osnovu eksperimentalnih podataka istraživanja velikih požara razlivenog goriva razvili prostu korelaciju, po metodi koja proračunava radijativni toplotni fluks na nivou zemlje, kao funkciju radijalne pozicije vertikalne mete. Termin nivo zemlje ovde se odnosi na visinu baze (osnove) požara. Priljeni toplotni fluks je dat izrazom:

$$\dot{q}'' = 15.4 \left(\frac{L}{D} \right)^{-1.59} \quad (4.1)$$

Ovde je: L rastojanje između mete i centra požara (m) i D je prečnik požara (m).

Korelacija je izvedena za požar razlivenog goriva kružnog oblika, ali za požare koji nemaju kružni oblik, kod kojih je odnos dužine i širine aproksimativno jednak jedan, može se uzeti ekvivalentna površinska kružnog izvora. Ekvivalentni prečnik biće:

$$D = \sqrt{\frac{4A}{\pi}} \quad (4.2)$$

Ovde je A površina poprečnog preseka požara (m).

Da bi se primenila ova korelacija moraju biti ispunjena dva uslova i to, da je požar kružnog ili skoro kružnog oblika i da je meta vertikalna ili na nivou zemlje. Iz ovoga slede i neka ograničenja modela i to su:

- goriva korišćena u eksperimentima prilikom utvrđivanja korelacije, davala su svetleći plamen, odavde sledi da se korelacija ne može koristiti za ne-svetleće plamene.
- u eksperimentima su posmatrani požari razlivenog goriva prečnika 1-50 m i rezultati su se slagali sa izmerenim, ali za prečnike veće od 50 m korelacija je davala više rezultate od rezultata dobijenih merenjem, pa je koelacija nepouzdana za prečnike veće od 50m.
- za razliveni požar kružnog oblika odnos $L / D = 0.5$. Primenom jednačine 4.1, dobiće se vrednost toplotnog fluksa od 46.3 kW/m^2 , što je znatno manje od vrednosti dobijene merenjem. Preporučuje se da ovaj odnos bude ograničen na vrednosti između 0.7 i 15.

4.1.2. Model tačkastog izvora

Model tačkastog izvora [79] je najjednostavniji konfiguracioni model izvora toplotnog zračenja. Suština modela je da se pretpostavlja da zračenje prostire od izotropno od jednog tačkastog izvora koji se nalazi u središtu plamena, kao na slici 4.1a. Odnos varira sa obrnuto kvadratu rastojanja R od izvora, kao što je dato u jednačini:

$$\dot{q}'' = \frac{\dot{Q}_r \cos \theta}{4\pi R^2} \quad (4.3)$$

Ovde je $\dot{Q}_r$ ukupna energija zračenja požara (kW), θ je ugao između normale na metu i linije vidljivosti od mete do lokacije tačkastog izvora (radijani) i R rastojanje između tačkastog izvora i mete (m).

Lokacija teorijskog tačkastog izvora je u centru požara na sredini visine plamena požara, slika 4.1b. Visina plamena prema Heskestad-u je:

$$H = 0.23\dot{Q}^{\frac{2}{5}} - 1.02D \quad (4.4)$$

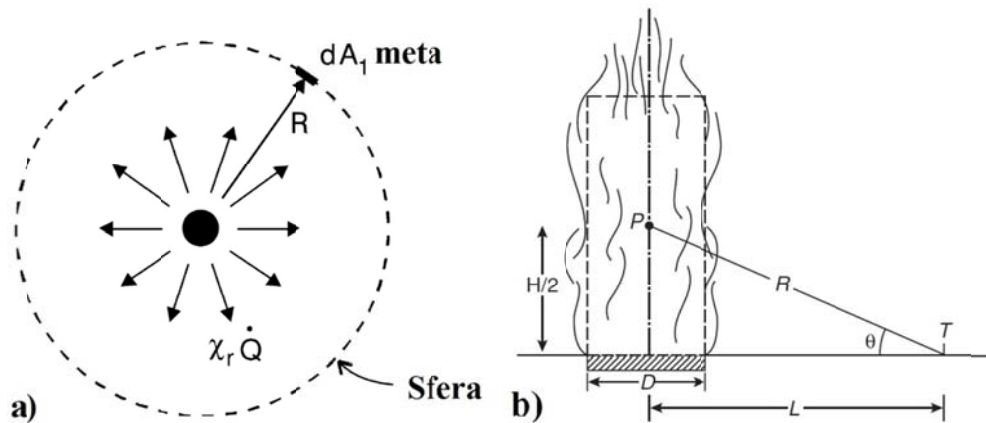
Ovde je $\dot{Q}$ oslobođena količina toplote požara (kW).

Rastojanje između tačkastog izvora i mete R određuje se primenom Pitagorine teoreme:

$$R = \sqrt{L^2 + H_T^2} \quad (4.5)$$

Ovde je H_T visina mete relativno u odnosu na ekvivalentni tačkasti izvor na $H/2$ (m).

Odavde je, za metu koja se nalazi na zemlji $H_T = H/2$, a za metu koja se nalazi na sredini visine plamena, $H_T = 0$.



Slika 4.1 Prikaz modela tačkastog izvora

Kao i kod Shokri - Beiler-ove korelacija može se uzeti jedan ekvivalentni prečnik za baru izlivenog goriva koja nije kružnog oblika, pošto je odnos dužine i širine približno jednak

jedinici. Efektivni prečnik računa se preko jednačine 4.2, a ukupna emitovana energija zračenja biće:

$$\dot{Q}_r = \chi_r Q \quad (4.6)$$

Gde je χ_r frakcija radijacije.

Uopšteno, frakcija radijacije, χ_r je zavisna od vrste goriva, veličine plamena i konfiguracije plamena. Vrednost može da joj varira od 0.15, za goriva sa malo čađi, do oko 0.6 za goriva sa visokim sadržajem čađi, kao što su ugljovodonici.

Limitiranost ovog modela ogleda se u tome: što je vrlo pojednostavljen; što se oslanja na pravilan odabir frakcije radijacije, koja je zavisna od vrste goriva; što pokazuje rezultate manje od merenih u oblastima unutar požara; što pokazuje loše rezultate za vrednosti fluksa veće od 5 kW/m^2 ; što kada je odnos $L/D > 2.5$ model prikazuje rezultate za incidentni toplotni fluks, koji se razlikuju za oko 5 % od izmerenih; pokazuje dobre rezultate za veće udaljenosti mete od požara.

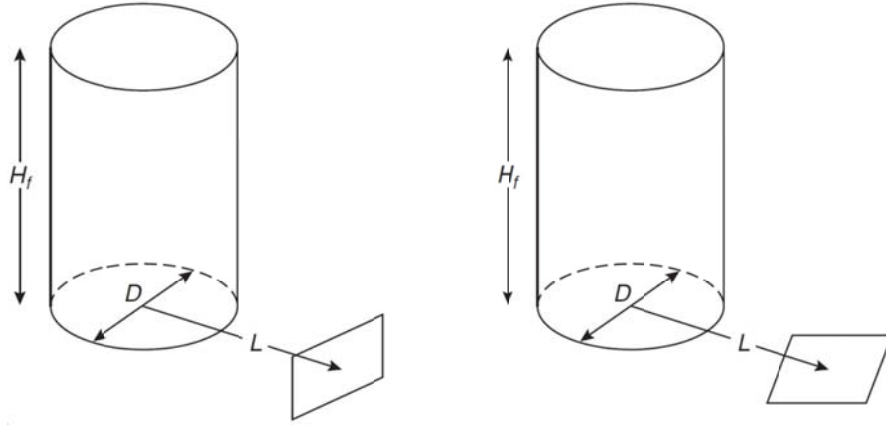
4.1.3. Detaljni Shokri - Beiler-ov model

Iz razloga što gore navedena dva jednostavna metoda, ne mogu da budu primenjena za tačna merenja, razvijeno je više detaljnijih, realnijih modela od kojih je najpoznatiji Shokri - Beiler-ov model. Kod ovog modela plamen se posmatra kao cilindričan, homogeny radijator (crno telo), sa prosečnom emisionom moći. Pretpostavlja se da se zračenje emituje sa površine cilindra i da je zračenje nevidljivih gasova zanemarljivo. Kao i većina ostalih modela toplotnog zračenja požara i ovaj model razvijen je upotrebom podataka o zračenju požara razlivenog goriva. Na slici 4.2 prikazan je detaljan Shokri - Beiler-ov model za horizontalnu i vertikalnu metu lociranu na nivou zemlje. Za mete koje su locirane iznad zemlje, cilindar se mora podeliti na dva cilindra, kao što je prikazano na slici 4.3. Jedan cilindar u takvim slučajevima predstavlja plamen ispod visine mete, dok drugi predstavlja plamen iznad mete.

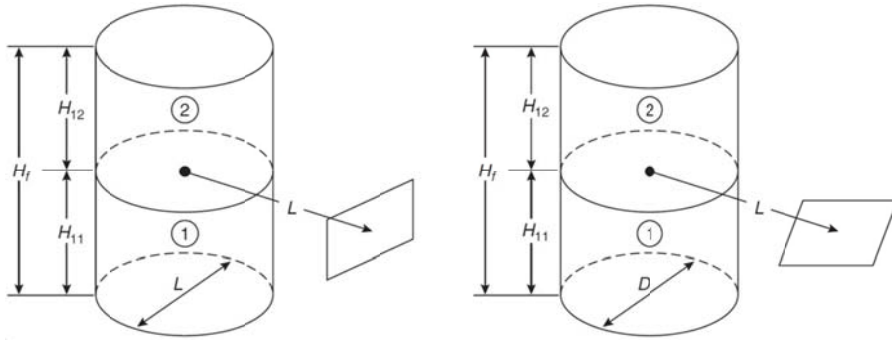
Incidentni toplotni fluks ka meti, koji dolazi od plamena, je:

$$\dot{q}'' = EF_{12} \quad (4.7)$$

Konfiguracioni factor je lokacije mete i veličine plamena, kao i prečnika požara. F_{12} uvek uzima vrednost između nula i jedan. Za požare koji nemaju kružni oblik, efektivni prečnik požara dobija se primenom jednačine (4.2) a visina plamena primenom jednačine 4.4.



Slika 4.2 - Konfiguracioni factor cilindričnog oblika plamena za vertikalnu i horizontalnu metu lociranu na nivou zemlje



Slika 4.3 Konfiguracioni factor dvo-cilindričnog oblika plamena za vertikalnu i horizontalnu metu lociranu iznad nivoa zemlje

Koristeći visinu i prečnik plamena, konfiguracioni faktori za horizontalnu $F_{12,H}$, i vertikalnu $F_{12,V}$ metu, mogu se odrediti primenom jednačina 4.8 i 4.9.

$$F_{12,H} = \frac{\left(B - \frac{1}{S}\right)}{\pi\sqrt{B^2 - 1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{(B+1)(S-1)}{(B-1)(S+1)}} - \frac{\left(A - \frac{1}{S}\right)}{\pi\sqrt{A^2 - 1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{(A+1)(S-1)}{(A-1)(S+1)}} \quad (4.8)$$

$$F_{12,V} = \frac{1}{\pi S} \left(\frac{h}{\sqrt{S^2 - 1}} \right) - \frac{h}{\pi S} \tan^{-1} \sqrt{\frac{(S-1)}{(S+1)}} + \frac{Ah}{\pi S\sqrt{A^2 - 1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{(A+1)(S-1)}{(A-1)(S+1)}} \quad (4.9)$$

Ovde su:

$$A = \frac{h^2 + S^2 + 1}{2S}, \quad B = \frac{1 + S^2}{2S} \quad (4.10)$$

$$S = \frac{2L}{D}, \quad h = \frac{2H}{D} \quad (4.11)$$

Maksimalni konfiguracioni factor, $F_{12,\max}$ dat je kao suma vektora horizontalnih i vertikalnih komponentata:

$$F_{12,\max} = \sqrt{F_{12,H}^2 + F_{12,V}^2} \quad (4.12)$$

Za vertikalno orijentisane mete, locirane iznad nivoa zemlje, mora se primeniti jednačina 4.9 i za cilindar 1 i za cilindar 2, pa ćemo imati dva konfiguraciona faktora $F_{12,V1}$ i $F_{12,V2}$. Ukupan konfiguracioni factor, daje se kao suma dva individualna konfiguraciona faktora:

$$F_{12,V} = F_{12,V1} + F_{12,V2} \quad (4.13)$$

Horizontalni ciljevi, s druge strane zahtevaju samo jednu jednačinu, kao da primaju zračenje samo od jednog od dva cilindra. Ovo je iz razloga jer je meta beskonačno tanka, pa samo jedna od stranica prima zračenje, korisnik sam određuje koja je to površina.

Efektivna emisiona moć plamena u zavisnosti od prečnika plamena, daje se kao:

$$E = 58(10^{-0.00823D}) \quad (4.14)$$

Utvrđeno je da je glavni problem sa ovim modelom definisanje emisione moći, a ne faktora pogleda. Model se može koristiti za plamene kako kružnog oblika, tako i nekog drugog oblika, kao i za toplotne flukseve veće od 5 kW/m².

4.1.4. Metod Mudan-a

Ovaj metod [80] koristi se određivanje toplotnog zračenja požara razlivenog goriva, ako za uslove bez postojanja vetra, tako i za uslove sa vetrom.

Radijativni fluks prema meti je:

$$\dot{q}'' = EF_{12}\tau \quad (4.15)$$

Ovde je τ atmosferska transmisija.

Kao i ostali modeli i ovaj model aproksimira plamen na cilindrični oblik, pa se opet moraju izračunati prečnik i visina plamena. Korelacija srednje visine vidljivog turbulentnog difuznog plamena, koja se koristi u modelu, daje se kao:

$$\frac{H}{D} = 42 \left(\frac{\dot{m}''_{\infty}}{\rho_a \sqrt{gD}} \right) \quad (4.16)$$

Ovde je $\dot{m}''_{\infty}$ masena brzina sagorevanja, po jedinici površine (kg/m²s), ρ_a je gustina vazduha na ambijetalnoj temperature (kg/m³) i g je ubrzanje zemljine teže (9.81 m/s²)

Efektivna emisiona moć plamena požara daje se kao:

$$E = E_{\max} e^{(-sD)} + E_s (1 - e^{(-sD)}) \quad (4.17)$$

Ovde je $E_{\max}$ ekvivalentna emisiona moć crnog tela (kW/m^2), s je koeficijent prigušenja (m^{-1}), a E_s je emisiona moć dima (kW/m^2).

Kao što je prikazano u jednačini 4.15, mora se uračunati i koeficijenti za atmosfersku apsorpciju i transmisiju. Glavni sastojci koji utiču na atmosfersku apsorpciju toplotnog zračenja su vodena para i ugljen-disoksid. Da bi se odredio koeficijent atmosferske transmisije, mora se prvo izračunati parcijalni pritisak vodene pare p'_w prema jednačini:

$$p'_w = \frac{RH}{100} \left[14.4114 - \frac{5328}{T_a} \right] \quad (4.18)$$

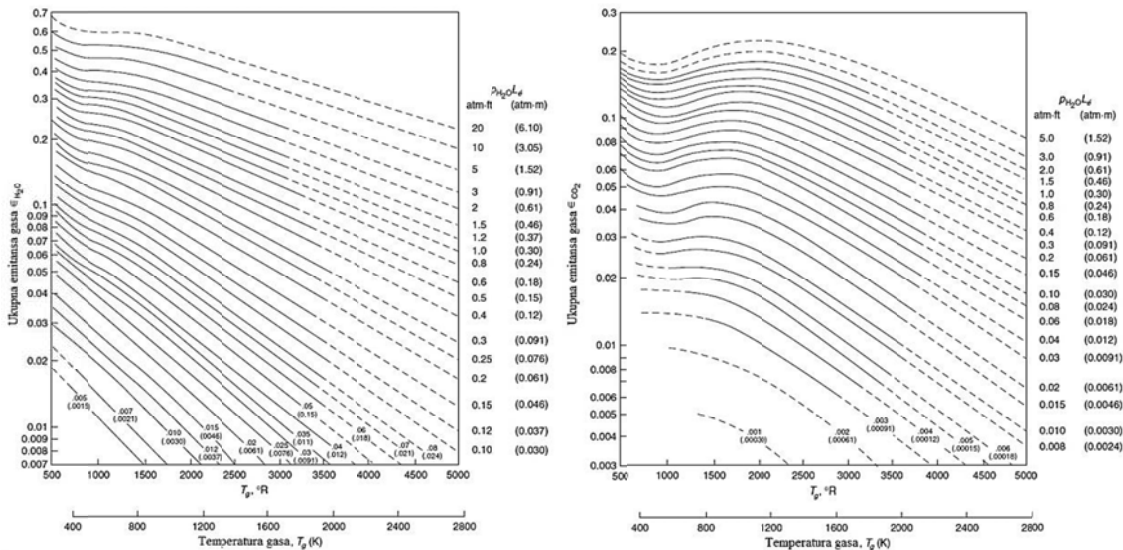
Ovde je RH relativna vlažnost (%), a T_a je ambijentalna temperatura.

Zatim se određuje podužni parcijalni pritisak kao:

$$p_w l = p'_w l \left(\frac{T_f}{T_a} \right) \quad (4.19)$$

Ovde je l dužina putanje od površine plamena do mete.

Za temperature plamena T_f i $p_w l$ određuju se emisivnost vodene pare, ε_w i emisivnost ugljen-dioksida, ε_c primenom dijagrama na slici 4.4.



Slika 4.4 Ukupna emisivnost H₂O i CO₂ u smeši na pritisku od 1 atm.

Odavde su apsorpcioni koeficijenti za vodenu paru i ugljen-dioksid:

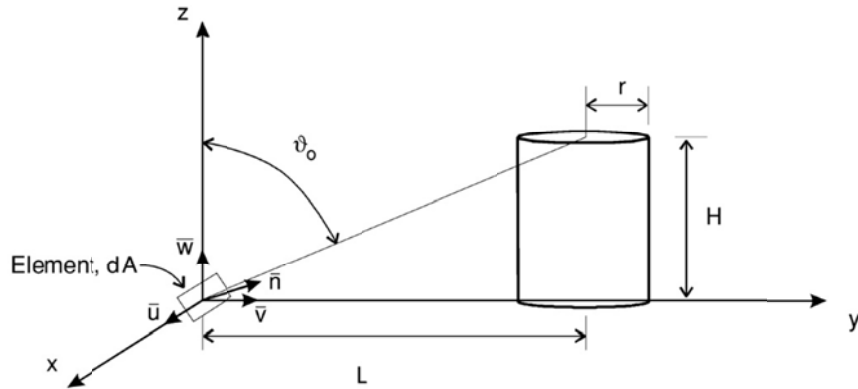
$$\alpha_w = \varepsilon_w \left(\frac{T_a}{T_f} \right)^{0.45}, \text{ i } \alpha_c = \varepsilon_c \left(\frac{T_a}{T_f} \right)^{0.65} \quad (4.20)$$

Konačno, atmosferska transmisija je:

$$\tau = 1 - \alpha_w - \alpha_c \quad (4.21)$$

4.1.5. Dayan-Tien-ov metod

Ovim metodom se proračunava incidentni toplotni fluks plamena, aproksimiranog kao homogeni cilindar uniformne temperature slika 4.4, prema elementu mete, dA sa jediničnim normalnim vektorom $\bar{n} = u\bar{i} + v\bar{j} + w\bar{k}$.



Slika 4.5 Zračenje plamena prema meti, elementu dA [81]

Toplotni fluks prema meti je:

$$\dot{q}'' = \sigma \varepsilon T_f^4 (F_1 + F_2 + F_3) \quad (4.22)$$

Ovde je:

$$\varepsilon = 1 - e^{-0.7\mu} \quad (4.23)$$

$$\mu = \frac{2rk}{\sin \beta} \quad (4.24)$$

$$\beta = \frac{\theta_0 + \frac{\pi}{2}}{2} \quad (4.25)$$

$$F_1 = \frac{u}{4\pi} \left(\frac{r}{L} \right)^2 (\pi - 2\theta_0 + \sin 2\theta_0) \quad (4.26)$$

$$F_2 = \frac{v}{4\pi} \left(\frac{r}{L} \right)^2 (\pi - 2\theta_0 + \sin 2\theta_0) \quad (4.27)$$

$$F_3 = \frac{w}{\pi} \left(\frac{r}{L} \right) \cos^2 \theta_0 \quad (4.28)$$

Ovde je k efektivni apsorpcioni koeficijent plamena (m^{-1}), β je srednja vrednost od θ u radijanima, θ_0 je ugao između z-ose i linije od mete do centra na vrhu cilindra, u, v i w su komponente $\bar{n}$ u i, j i k pravcu.

Model se može koristiti za mete koje su locirane i na nivou zemlje i iznad nje, ali će se onda cilindar aproksimirati preko dva cilindra.

Postoji još nekoliko poluempirijskih modela, ali sa razvojem kompjuterske tehnike sve više nalaze primenu modeli polja, koji celokupan domen proračunavanja dele numeričkom mrežom za proračunavanje na veliki broj ćelija i za svaku od njih mogu da daju vrlo preciznu raspodelu parametara polja toplotnog zračenja požara. U ovom radu pomenućemo model polja toplotnog zračenja primenjen u programskom paketu Fire Dynamics Simulator-FDS.

4.2. NUMERIČKE SIMULACIONE METODE

Računarski simulacioni programi koristeći numeričke metode postaju sve neophodniji jer rešavaju neanalitički roblem prostiranja talasa (mehaničkih, zvučnih, toplotnih i uopšteno elektromagnetnih) u materijalnoj sredini za mnogo kraće vreme nego klasični metodi fizike, termodinamike i elektromagnetike. Ovo omogućava rešavanje problema određivanja raspodele polja i veličina njima pridruženih (kao temperatura, jačina polja, toplotni fluks, gustina apsorbovane energije i sl.) za proizvoljne geometrije izvora i predmeta cilja, za proizvoljnu geometriju emisije izvora i za različite karakteristike materijalne sredine (nehomogenosti, višeslojnost, disperzivnost, nelinearnost).

Kod analitičkih metoda definisanje problema dovodi do postavljanje jednačina u diferencijalnom ili integralnom obliku, čije je rešavanje često teška matematička disciplina. Uglavnom je za to rešavanje jednačina neophodno korišćenje: redova, razdvajanja promenljivih, Ležandrovih polinoma, Beselovihovih funkcija, komfornih preslikavanja, Laplasove i Furijeove transformacije i drugih matematičkih metoda. Kao rezultat ove matematike (znanja, intuicije, prakse, umešnosti, inspiracije i umetnosti) dobijali bi se izrazi u zatvorenom obliku, a češće u otvorenom obliku uz niz drastičnih uprošćenja u geometriji izvora, pa se do numeričkih rezultata dolazilo nizom daljih aproksimacija [7]. Rešavanje mnogih problema teorije prostiranja toplote zračenjem, kondukcijom i konvekcijom može se izvršiti korišćenjem numeričkih metoda.

Pri simulacionim procesima neophodno je izvršiti diskretizacija prostora u kome se vrši proračun odnosno izračuna odgovarajuće fizička veličina. Prostor se deli na odgovarajuće elementarne zapremine (ćelije). Oblik tih ćelija može biti paralelopiped, tetra edar ili heksaedar. U svim slučajevima simulacije prostiranja elektromagnetnog talasa veličina ćelije mora biti dimenzija talasne dužine. Opseg talasnih dužina toplotnog zračenja je od talasnih dužina od 760nm do 1000μm. Ovako mala talasna dužina nameće imperativ velikog broja ćelija odnosno ograničava prostor u kome je moguće vršiti proračun prostiranja elektromagnetnog toplotnog zračenja.

Na sreću, razvitak digitalnih računara, kao i povećanje njihove snage (brzina, tačnost, memorijski resursi) omogućili su korišćenje jednostavnih numeričkih aproksimacionih šema, za rešavanje velikog broja kompleksnih jednačina. Mada se metode nazivaju aproksimativne metode naziv nije sasvim odgovarajući, zato što je moguće povećanje tačnosti, smanjivanjem veličine ćelije, što je vezano sa povećanjem računarskih resursa. Vrlo često se može reći da su numeričke metode korisnije u odnosu na klasične - analitičke metode, ali u suštini analitičke metode su osnova numeričkih metoda i nikako ne treba uvoditi dilemu, klasične ili numeričke metode. Numeričke metode su samo pomoć rešavanju jednačina za koje ne možemo sa sve

geometrije izvora naći analitička rešenja. Numerička izračunavanja u teoriji prostiranja elektromagnetnih talasa su kombinacija matematičkih metoda i teorije polja.

Pri numeričkom rešavanju bitno je:

- da je fizičko stanje izraženo korektno kroz matematički model korišćenjem diferencijalnih jednačina, integralnih jednačina ili uz pomoć varijacionih izraza;
- da je oblast koju predstavlja diskretizacioni model, definisana skupom algebarskih jednačina;
- da računarski program, odnosno softverski paket, može da izvrši izračunavanje na osnovu matematičkog modela u zadatom domenu.

Zbog toga je neophodno je transformisati operatorske jednačine (diferencijalne ili integralne) u matrične jednačine. U slučaju da se kreće od diferencijalnih jednačina, govori se o pristupu preko teorije polja, tj. metod zapreminskih domena (*domain method*), dok ako se kreće od integralnih jednačina, govori se o tehnikama raspodele izvora ili graničnim metodima (*boundary method*) [7].

Metode za realno numeričko modelovanje neprekidne sredine mogu se podeliti na: integralne metode, diferencijalne metode i varijacione metode [90].

Da bi se izračunale vrednosti polja od pojedinih izvora, kao i da bi se izvršilo modelovanje izvora i sagledali efekti izvora, neophodno je ovladati efikasnim numeričkim alatima. To su numeričke metode koje omogućavaju efikasan i dostupan simulacioni model čiji rezultati simulacije se mogu prikazati na odgovarajući način.

Svaki deo ljudskog tela, koji se smatra homogenim, potrebno je modelirati kao objekat koji ima svoje elektromagnetne osobine (ϵ, μ, σ), homogene i linearne. Veći broj takvih elementarnih zapremina (objekata) dovodi do realnijeg modela.

Metode zasnovane na zapreminskim domenima zahtevaju diskretizaciju zapremine neophodne za numeričko izračunavanje (computational domain), koja uključuje diskretizaciju fizičkih objekata (izvora, fizičkih objekata u prostoru i bioloških subjekata) kao i diskretizaciju slobodnog prostora u kome se prostire elektromagnetni talas.

Ove metode se zasnivaju na diskretizaciji, u smislu da se diskretne jednačine izvode transformacijom iz *Maxswellovih* jednačina kontinualnog prostora uz korišćenje mreže kojom se vrši koja vrši diskretizacija prostora.

Na osnovu načina diskretizacije prostora metode se mogu razvrstati na:

- metode koje su zasnovane na konačnim razlikama (*finite differences – FD*),
- metode koje su zasnovane na konačnim zapreminama (*finite volumes – FV*),
- metode koje su zasnovane na konačnim elementima (*finite elements- FE*) i
- ćelijski metode (Cell Methods – CM) [91].

Neophodno je ograničiti prostor u kome se vrši izračunavanje. Na granicama tog prostora, kao i na graničnim površinama između različitih delova tog prostora, moraju biti zadovoljeni granični uslovi.

Celokupan 3D prostor je diskretizovan deljenjem na jedinične ćelije koje su elektromagnetnom smislu homogene. Oblik jedinične ćelije može biti jednostavna kocka ili složeni tetraedar. Tetraedar se sastoji od četiri jednakostranična trougla i njime se može dobiti bolja aproksimacija zakrivljenih struktura. Unutar jedinične ćelije veličine polja se definišu i izračunavaju numeričkim postupkom. U zavisnosti od metode veličine koje se izračunavaju mogu biti električno polje, magnetno polje ili elektromagnetni potencijali [7].

Suprotno, metodi, zasnovani na površinskoj integraciji segmentiziraju samo fizičke objekte (izvore) u skladu sa njihovom geometrijskom strukturom i izračunavaju izvore elektromagnetnog polja na tim površinama.

U odnosu na fizički domen, numeričke metode se mogu podeliti na

- metode u frekvencijskom domenu i
- metode u vremenskom domenu.

U frekvencijskom domenu rešenje se dobija posebno izračunavanjem za svaku pojedinačnu frekvenciju uglavnom za više izvora. U vremenskom domenu izračunava se vremenski odziv strukture, uglavnom za jedan izvor, korak po korak dok se ne dođe do stabilnog stanja. Iz vremenskog odziva se dobija frekvencijski odziv primenom *Fourierove* transformacije. Jedna od bitnih razlika je da u vremenskom domenu odziv zavisi od pobude, tj. u zavisnosti od vrste pobude (kao, na primer, step funkcija, *Diracova* delta funkcija, itd.) zavisice prelazno stanje i konačni odziv, dok u frekvencijskom domenu prelazna funkcija stanja ne zavisi od pobude.

Može se izvršiti grupisanje metoda na diferencijalne, integralne i ostale.

Diferencijalne metode su:

- Metod konačnih razlika - Finite Difference Method (FDM)
- Metod konačnih razlika u vremenskom domenu – Finite Difference Time Domain Method (FDTD)
- Metod konačnih elemenata – Finite Element Method (FEM)

Integralne metode su:

- Metod simulacije naelektrisanja – Charge Simulation Method (CSM)
- Metod simulacije površinskih naelektrisanja – Surface Charge Simulation Method (SCSM)
- Metod integralnih jednačina graničnih uslova – Boundary Integral Equation Method (BIEM)
- Metod momenata – Method of Moments (MoM)

- Tehnika konačnih integrala – Finite Inegration Tehnique (FIT)
- Mrežne metode - Multiple Multiple Metod (MMP) i Generalized Multiple Technique (GMT)

Postoje i druge metode (mešovite) koje se koriste, a to su: Metod vodova - Transmission Line Method (TLM), Metod graničnih uslova - Boundary Elements Method (BEM), Metod konačnih razlika za električni skalar potencijal – Scalar Potential Finite Difference (SPFD), metod 3D metod impedansi - Three dimensional Impedance Metod (IM).

Metode na kojima su zasnovani komercijalni softverski paketi koji se koriste pri modelovanju su najčešće:

- Finite Difference Time Domain Method (FDTD)
- Method of Moments (MoM)
- Finite Elements Method (FEM)
- Three-dimensional Impedance Method (IM)
- Scalar-Potential-Finite-Difference (SPFD) metod

Prenos toplote elektromagnetnim talasom ili prenos toplote zračenjem ili radijativni prenos toplote su sve pojmovi koji se koriste u literaturi u zavisnosti da li se ovaj prenos analizira u teorijskoj elektrodinamici ili termodinamici. Svi ovi pojmovi su sinonimi. Radiativni prenos toplote opisan je modelom kojim se rešavaju radiativne jednačine prenosa toplote za nerasejani sivi gas.

4.3. FDS-ov MODEL ZA PRORAČUN TOPLOTNOG ZRAČENJA

Prenos toplote zračenjem opisan je modelom kojim se rešavaju radijativne jednačine prenosa toplote za nerasejani sivi gas i u malom broju slučajeva ograničenost se javlja širinom modela polja. Radiativne jednačine modela se rešavaju korišćenjem tehnike slične metodi konačnih volumena za konvektivni prenos toplote-*Finite Volume Metod* (FVM) što je i uzrok njegove limitiranosti.

Prvo, absorpcioni koeficijent za gas opterećen dimom je kompleksna funkcija zavisna od smeše i temperature. Pošto je model sagorevanja pojednostavljen, hemijski sastav smeše gasovitih produkata sagorevanja i sadržaj dima, imaju značajan uticaj na absorpciju i emisiju toplotne radijacije. Drugo, prenos toplote radijacijom je diskretizovan preko približno 100 prostornih uglova. Za metu koja je mnogo udaljena od lokalnog izvora radijacije, ova diskretizacija (nezavisnost) ima vodeću ulogu u neuniformnoj distribuciji energije zračenja.

Ovo se može opaziti u vizuelizaciji temperature površina, odakle i potiču "vruće pege" koje pokazuju efekat konačnog broja prostornih uglova. Ovaj problem se može smanjiti uključivanjem većeg broja prostornih uglova, ali će to produžiti vreme proračunavanja. U većini slučajeva radiativni flux koji dospeva do udaljenih meta u polju nema uticaj na bliska polja, pa je zbog sigurnosti bolje koristiti preporučeni broj prostornih uglova.

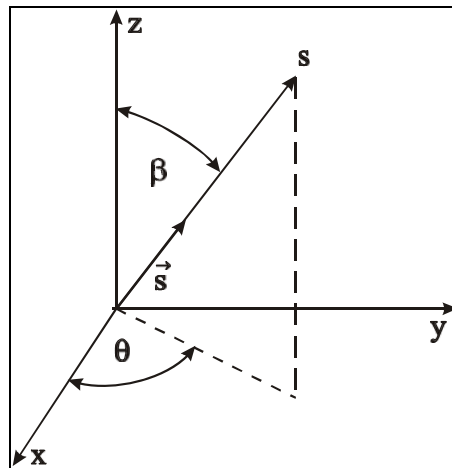
Radijativna transportna jednačina, *Radiative Transport Equation-RTE*, za neki apsorbujuće/emitujući i nehomogeni medijum data je kao:

$$\vec{s} \cdot \nabla I_{\lambda}(\vec{x}, \vec{s}) = -[\kappa(\vec{x}, \lambda) + \sigma_s(\vec{x}, \lambda)] I_{\lambda}(\vec{x}, \vec{s}) + B(\vec{x}, \lambda) + \frac{\sigma_s(\vec{x}, \lambda)}{4\pi} \int_{4\pi} \Phi(\vec{s}, \vec{s}') I_{\lambda}(\vec{x}, \vec{s}') d\Omega' \quad (4.29)$$

Ovde je: $I_{\lambda}(\vec{x}, \vec{s}')$ radijacioni intenzitet za talasnu dužinu λ ; $\vec{s}$ je vektor pravca intenziteta, $\kappa(\vec{x}, \lambda)$ i $\sigma_s(\vec{x}, \lambda)$ su lokalna apsorpcija i koeficijent rasejanja respektivno; $B(\vec{x}, \lambda)$ je član vezan za izvor emisije, $\vec{x}$ je vektor položaja. Integral sa desne strane jednačine opisuje rasejanje u svim pravcima. U slučaju gasa kod koga nebi bilo rasejanja (homogeni) radijativna transportna jednačina (RTE) postaje:

$$\vec{s} \cdot \nabla I_{\lambda}(\vec{x}, \vec{s}) = \kappa(\vec{x}, \lambda) [I_0(\vec{x}) - I_{\lambda}(\vec{x}, \vec{s})] \quad (4.30)$$

Ovde je gradijent radijativnog intenziteta (zavistan od apsorbcionog koeficijenta κ tj posmatrane talasne dužine). Razlika između intenziteta zračenja crnog tela I_0 (izvor zračenja) i pogođenog tela I (prijemnika); $I_0(\vec{x})$ član vezan je za izvor zračenja dat preko *Planck*-ove funkcije; $\vec{s}$ je vektor položaja u sfernom koordinatnom sistemu koji definiše smer zračenja u prostoru. Izrazićemo ga u Dekartovim koordinatama uz pomoć vektora pravca $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ (slika 4.6): $\vec{s} = \vec{i} \cos q \sin b + \vec{j} \sin q \sin b + \vec{k} \cos b$.



Slika 4.6.- Sferni koordinatni sistem vektora pravca toplotnog zračenja $\vec{s}$

U ovom poglavlju opisaćemo radijacioni transport u gasnoj fazi. Za praktične simulacije spektralna zavisnost ne može se tačno utvrditi. Umesto toga, spektar je podeljen u relativno mali broj grupa, i na svaku grupu se primenjuje radijativna transportna jednačina-RTE. Ograničenost ovih grupa je selektivna što pruža mogućnost za tačniju reprezentaciju najvažnijih radijacionih grupa za CO₂ i vodu. U zavisnosti od grupe specifična RTE jednačine će imati oblik:

$$\vec{s} \cdot \nabla I_n(\vec{x}, \vec{s}) = \kappa_n(\vec{x}) [I_{0,n}(\vec{x}) - I_n(\vec{x}, \vec{s})], \quad n = 1 \dots N \quad (4.31)$$

Ovde je I_n intenzitet integrisan u celo polje n , a κ_n je odgovarajući srednji apsorpcioni koeficijent sadržan u grupi. Član vezan za izvor emisije može se zapisati kao deo zračenja crnog tela:

$$I_{b,n} = \frac{F_n(\lambda_{\min}, \lambda_{\max}) \sigma T^4}{\pi} \quad (4.32)$$

gde je σ Stefan-Boltzmann-ova konstanta. Za proračunavanje, faktori F_n mogu se naći u literaturi [82].

Kada su intenziteti odgovarajućih grupa poznati, ukupni intenzitet se računa kao suma za sve grupe:

$$I(\vec{x}, \vec{s}) = \sum_{n=1}^N I_n(\vec{x}, \vec{s}) \quad (4.33)$$

Preko serije numeričkih eksperimenata nađeno je da je najbolje koristiti model sa šest oblasti, područja ($N=6$). Ako je potrebno znati apsorpciju za gorivu materiju značajno je da se broj odvojenih oblasti povećati na deset ($N=10$). Zbog jednostavnosti kao gorivo se uzima CH₄. Granice za grupe prikazane su u tabeli 4.1.

Tabela 4.1- Apsorpcioni opsezi goriva za 6-to grupni i 10-to grupni model

Vrsta modela	Polja (grupe)										
6 grupni model	1 čad	2 CO2 i H2O	3 čad		4 CO2		5 čad		6 čad		
ν(1/c)	10000	3800	3450	3200	2800	2400	2080	1400	1200	1000	50
λ(μm)	1.00	2.63	2.90	3.13	3.57	4.17	4.81	7.14	8.33	10.0	200
10 grupni model	1 čad	2 CO2 i H2O	3 čad	4 CH4	5 čad	6 CO2	7 čad	8 CH4	9 čad	10 čad	

Mali broj grupa zahteva veoma mnogo vremena za rešavanje velikog broja radijativnih transportnih jednačina. Srećom, u najvećem broju simulacija obimnijih požarnih simulacija čađ predstavlja najvažniji produkt sagorevanja koji kontroliše termičku radijaciju požara i vrele dimove.

Ukoliko je radijacioni spektar kontinualan, može se pretpostaviti da se gas ponaša kao siv medijum. Ako se apsorpciona spektralna zavisnost svedi na jedan apsorpcioni koeficijent ($N=1$), onda će član koji se odnosi na izvor davati radijacioni intenzitet crnog tela:

$$I_b(x) = \frac{\sigma T(x)^4}{\pi} \quad (4.34)$$

U optički tankim plamenima, gde je udeo čađi mali u odnosu na vrednosti za CO_2 i vodu, pretpostavka o sivom gasu može da dovede pojave značajno veće vrednosti emitovane radijacije.

Za izračunavanje sivog ili prosečnog apsorpcionog koeficijenta, κ_n , u FDS je implementiran model ograničenih grupa **RadCal** [84]. Od početka simulacije apsorpcioni koeficijenti su svedeni na funkciju zavisnu od smeše frakcija i temperature. Za vreme simulacije lokalni apsorpcioni koeficijent se nalazi iz tablice.

U proračunima koji su ograničeni prostornom rezolucijom, član izvora, I_b , u radijativnim transportnim jednačinama (RTE) zahteva specijalno tretiranje u blizini plamene ploče jer se temperature šire izvan granica mrežne ćelije i zbog toga opada značajno ispod očekivanja u difuznom plamenu. Zbog toga njegova zavisnost podiže temperaturu na četvrti stepen, pa se član izvora mora modelovati u mrežnoj ćeliji kroz presek plamene ploče. U drugom slučaju kada postoji pouzdanost u proračunavanju temperature, i član izvora može da ima idealizovane vrednosti:

$$\kappa I_b = \begin{cases} \kappa \sigma T^4 / \pi & \text{Spoljašnja zona plamena} \\ \max\left(\chi_r \dot{q}''' / 4\pi, \kappa \sigma T^4 / \pi\right) & \text{Unutrašnja zona plamena} \end{cases} \quad (4.35)$$

Ovde je $\dot{q}'''$ hemijski oslobođena količina toplote po jedinici zapremine; χ_r je empirijski određena vrednost za lokalne delove energije emitovane termičkom radijacijom.

U blizini plamena kod obimnijih požarnih proračunavanja, ni κ ni T ne mogu se proračunati pouzdano, pa ih zato uključujemo u empirijske članove za radijacione gubitke. Za mali požar ($D < 1\text{m}$), vrednost lokalnog χ_r je aproksimativno jednaka ukupnom. Međutim, ako požar razvija, ukupna vrednost će opadati zbog postojanja mrežne reapsorpcije termičke radijacije usled povećanja dimnog sloja.

Granični uslov za radijacioni intenzitet koji odlazi sa zida daje se kao:

$$I_w(s) = \varepsilon I_{b,w} + \frac{1-\varepsilon}{\pi} \int_{s' \cdot n_w < 0} I_w(s') |s' \cdot n_w| d\Omega \quad (4.36)$$

gde je $I_w(s)$, intenzitet kod zida; ε je emisivnost, a $I_{b,w}$ je intenzitet crnog tela kod zida.

Radijativna transportna jednačina (4.31) se rešava koristeći se tehnikom sličnom kao kod konvektivnog transporta izraženog preko metoda konačnih volumena za strujanje fluida [85], pa odatle ova metoda i nosi naziv Metod konačnih volumena (*Finite Volume Method-FVM*).

Da bi se upotrebila diskretizaciona forma radijativne transportne jednačine (RTE), puna sfera se deli na konačan broj punih uglova. Za svaku mrežnu ćeliju diskretizaciona jednačina se dobija integraljenjem jednačine (4.31) kroz ćeliju ijk i kontrolni ugao $\delta\Omega^l$, pa se dobija:

$$\int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} s \cdot \nabla I_n(x,s) dV d\Omega = \int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \kappa_n(x) [I_{b,n}(x) - I_n(x,s)] dV d\Omega \quad (4.37)$$

Zapreminski integral sa leve strane je zamenjen površinskim integralom za sve ćelijske površine koristeći se divergencionom teoremom. Pretpostavljajući da je radijacioni intenzitet $I_n(x,s)$ konstantan kroz svaku ćelijsku površinu, površinski integral može se aproksimirati pomoću suma svih ćelijskih površina.

Vektor radiativnog toplotnog fluksa definiše se kao:

$$q_r(x) = \int_{4\pi} s I(x,s) d\Omega \quad (4.38)$$

Član radiativnih gubitaka u energijskoj jednačini je:

$$-\nabla q_r(x) = \kappa(x) [U(x) - 4\pi I_b(x)]; \quad U(x) = \int_{4\pi} I(x,s) d\Omega \quad (4.39)$$

Mrežna energija zračenja korišćena kod mrežnih ćelija je razlika između energije koja se zrači i energije koja se emituje.

4.3.1. Prostorna diskretizacija

Diskretizovane radiativne transportne jednačine-RTE, se dobijaju integraljenjem jednačine (4.31) za svaku mrežnu ćeliju ijk i kontrolni ugao $\delta\Omega^l$:

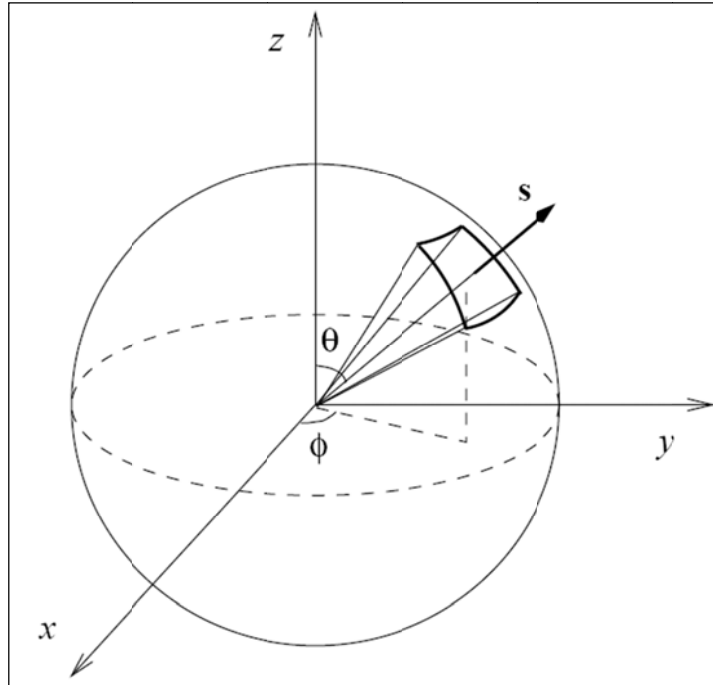
$$\int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} s \cdot \nabla I_n(x,s) dV d\Omega = \int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \kappa_n(x) [I_{b,n}(x) - I_n(x,s)] dV d\Omega \quad (4.40)$$

Zapreminski integral sa leve strane je zamenjen površinskim integralom za sve ćelijske površine koristeći se divergencionom teoremom. Pretpostavljajući da je radijacioni

intenzitet $I_n(x,s)$ konstantan kroz svaku ćelijsku površinu, površinski integral može se aproksimirati pomoću suma svih ćelijskih površina. Uzimajući nadalje da je $I_n(x,s)$ konstantna vrednost za zapreminu V_{ijk} i pun ugao $\delta\Omega^l$ dobićemo:

$$\sum_{m=1}^6 A_m I_m^l \int_{\Omega^l} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_m) d\Omega = \kappa_{ijk} [I_{b,ijk} - I_{ijk}^l] V_{ijk} \delta\Omega^l \quad (4.41)$$

Ovde je: I_{ijk}^l intenzitet zračenja u pravcu l ; I_m^l intenzitet zračenja stranice ćelije m ; $I_{b,ijk}$ je intenzitet zračenja crnog tela u ćeliji; $\delta\Omega^l$ je pun ugao koji je u korespodenciji sa pravcem l ; V_{ijk} je zapremina ćelije ijk ; A_m je površina stranice ćelije m ; $\mathbf{n}_m$ je jedinični vektor normale stranice ćelije m . U Dekartovim koordinatama (u osnosimetričnom slučaju jednačina 4.41. postaje malo komplikovanija, jer vektori normala ćelijskih stranica $\mathbf{n}_m$ nisu uvek konstantni, dok se za efikasnije proračunavanje mogu sačuvati), normalni vektori $\mathbf{n}_m$ su glavni vektori koordinatnog sistema i integrali za pun ugao ne zavise od fizičkih koordinata, već od pravca. Intenziteti na granicama ćelije, I_m^l , se proračunava koristeći šemu prvog reda. Ako je fizički prostor ograničen pravcima s^l , intenzitet I_{ijk}^l može se direktno rešiti preko algebarske jednačine. Za ovu nameru, numeričko rešavanje preko metode konačnih volumena (FVM), je vrlo sigurno. Iteracije su neophodne zbog proračunavanja refleksije na granicama. Međutim, ovo je retko potrebno u praksi, jer je podešen njihov mali vremenski korak za rešavanje struje. Prostorna diskretizacija za rešavanje radiativne transportne jednačine (RTE) slična je kao i za rešavanje fluida. Koordinatni sistem koji se koristi za diskretizaciju punog ugla prikazan je na slici (4.7.)



Slika 4.7. Koordinatni sistem za ugaonu diskretizaciju

Diskretizacija za pun ugao urađena je prvo deljenjem polarnih uglova, θ , u N_θ polja, gde je N_θ ceo broj. Svako θ -polje je podeljeno u $N_\phi(\theta)$ delova u azimutnim (ϕ) pravcima. $N_\phi(\theta)$ mora biti deljiv sa četiri. Brojevi N_θ i $N_\phi(\theta)$ moraju biti odabrani tako da daju ukupan broj uglova N_Ω . N_Ω se proračunava kao:

$$N_\Omega = \sum_{i=1}^{N_\theta} N_\phi(\theta_i) \quad (4.42)$$

Distribucija po uglovima je zasnovana na empirijskim pravilima preko kojih se pokušava izjednačiti pun ugao: $\Delta\Omega^l = 4\pi/N_\Omega$.

Broj θ -polja je propisan blizinom celog broja:

$$N_\theta = 1.17 N_\Omega^{1/2.26} \quad (4.43)$$

Broj ϕ -uglova u nekom polju je:

$$N_\phi(\theta) = \max \{4, 0.5 N_\Omega [\cos(\theta^-)] - \cos(\theta^+) \} \quad (4.44)$$

određen je brojem koji je deljiv sa 4. θ^- i θ^+ su donja i gornja granica za θ -polje, respektivno. Diskretizacija je simetrična ako se uzme u obzir da su ravni $x=0$, $y=0$ i $z=0$.

Ova simetrija ima tri važne koristi: prvo, ona izbegava probleme koji su prouzrokovani činjenicom da je jednostepena *upwind* šema, koja se koristi za proračunavanje intenziteta na granici ćelije, difuzivnija u neaksijalnim smerovima nego u aksijalnim; drugo, tretiranje uglačanih granica kao veoma jednostavnih, što će biti kasnije prikazano; treće, ona izbegava pozivanje takozvanih "privezak" situacija, gde su s-i, s-j, ili s-k promene predznaka unutar kontrolnog ugla. Ove "privezak" situacije mogu dovesti do toga da se sistem linearnih jednačina može još više zakomplikovati. U aksijalno simetričnom slučaju ove "privezak" situacije se ne mogu izbeći, i specijalan tretman, koji su razvili *Murthy* i *Mathur* [92], je primenjen. U ovom slučaju $N_\phi(\theta_i)$ je održavana konstanta, i ukupan broj uglova je: $N_\Omega = N_\theta \times N_\phi$. U dopuni, ugao vertikalne ploče cilindra je odabran da bude istovetan sa $\delta\phi$. Intenzitet stranice ćelije, I_m^l , pojavljuje se sa leve strane jednačine 4.41 se proračunava koristeći jednostepenu *upwind* šemu. Razmatraćemo na primer neki kontrolni ugao sa vektorom pravca **s**. Ako radijacija putuje u pozitivnom x-pravcu, tj. s-i ≥ 0 , intenzitet na gornjoj strani, I_{xu}^l , uzima se kao intenzitet u susednoj ćeliji, $I_{i-1,jk}^l$, i intenzitet na donjoj strani je intenzitet u samoj ćeliji, I_{ijk}^l . U pravolinijskoj mreži, vektori normale **n_m** su bazni vektori koordinatnog sistema i ako se integrale po punom uglu mogu se analitički proračunati. Jednačina 4.41 može se pojednostaviti:

$$a_{ijk}^l I_{ijk}^l = a_x^l I_{xu}^l + a_y^l I_{yu}^l + a_z^l I_{zu}^l + b_{ijk}^l \quad (4.45)$$

Ovde je:

$$a_{ijk}^l = A_x |D_x^l| + A_y |D_y^l| + A_z |D_z^l| + \kappa_{ijk} V_{ijk} \delta \Omega^l \quad (4.46)$$

$$a_x^l = A_x |D_x^l| \quad (4.47)$$

$$a_y^l = A_y |D_y^l| \quad (4.48)$$

$$a_z^l = A_z |D_z^l| \quad (4.49)$$

$$b_{ijk}^l = \kappa_{ijk} I_{b,ijk} V_{ijk} \delta \Omega^l \quad (4.50)$$

$$\delta \Omega^l = \int_{\Omega^l} d\Omega = \int_{\delta\varphi} \int_{\delta\theta} \sin\theta d\theta d\varphi \quad (4.51)$$

$$D_x^l = \int_{\Omega^l} (s^l \cdot i) d\Omega \quad (4.52)$$

$$= \int_{\delta\varphi} \int_{\delta\theta} (s^l \cdot i) \sin\theta d\theta d\varphi$$

$$= \int_{\delta\varphi} \int_{\delta\theta} \cos\varphi \sin\theta \sin\theta d\theta d\varphi$$

$$= \frac{1}{2} (\sin\varphi^+ - \sin\varphi^-) [\Delta\theta - (\cos\theta^+ \sin\theta^+ - \cos\theta^- \sin\theta^-)]$$

$$D_y^l = \int_{\Omega^l} (s^l \cdot j) d\Omega = \int_{\delta\varphi} \int_{\delta\theta} \sin\varphi \sin\theta \sin\theta d\theta d\varphi \quad (4.53)$$

$$= \frac{1}{2} (\cos\varphi^- - \cos\varphi^+) [\Delta\theta - (\cos\theta^+ \sin\theta^+ - \cos\theta^- \sin\theta^-)]$$

$$D_z^l = \int_{\Omega^l} (s^l \cdot k) d\Omega = \int_{\delta\varphi} \int_{\delta\theta} \cos\theta \sin\theta d\theta d\varphi \quad (4.54)$$

$$= \frac{1}{2} \Delta\varphi [(\sin\theta^+)^2 - (\sin\theta^-)^2]$$

Ovde su $\mathbf{i}$, $\mathbf{j}$ i $\mathbf{k}$ vektori baze u Dekartovom koordinatnom sistemu. θ^+ , θ^- , ϕ^+ , i ϕ^- su gornje i donje granice kontrolnih uglova u polarnim i azimutnim pravcima, respektivno, i $\Delta\theta = \theta^+ - \theta^-$ i $\Delta\phi = \phi^+ - \phi^-$. Metod za rešavanje u jednačini (4.45) je zasnovan na eksplicitne izlazne posledice () koje se ogledaju u prostiranju pravaca u prenošenju pravaca radijacionog intenziteta. Ovo je urađeno u "downwind" pravcu, dok se "upwind" intenziteti u svim prostornim pravcima poznati, i intenzitet I_{ijk}^l sw može direktno rešiti. Iteracije se izvode za refleksiju zidova i optički debele situacije. Granični uslovi na čvrstom zidu dati su kao:

$$I_w^l = \varepsilon \frac{\sigma T_w^4}{\pi} + \frac{1-\varepsilon}{\pi} \sum_{D_w^l < 0} I_w^l |D_w^l| \quad (4.55)$$

Ovde je $D_w'' = \int_{\Omega''} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_w) d\Omega$. Uslov $D_w'' < 0$ označava da se samo ulazni pravci uzimaju za proračun refleksije. Mrežni (*net*) radijativni toplotni fluks na zidu je:

$$q_w = \sum_{l=1}^{N_\Omega} I_w^l \int_{\delta\Omega^l} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_w) d\Omega = \sum_{l=1}^{N_\Omega} I_w^l D_n^l \quad (4.56)$$

Ovde su koeficijenti D_n^l jednaki su sa $\pm D_x^l$, $\pm D_y^l$, ili $\pm D_z^l$, i mogu se proračunati za svaki elemenat zida na početku proračunavanja. Otvorene granice tretiraju se kao crni zidovi, gde je prispeli intenzitet ustvari intenzitet crnog tela na ambijentalnoj temperaturi. Kod uglačanih granica intenzitet koji dolazi na zid se proračunava za "prispele" intenzitete koristeći predefinisane konekcione matricu.

$$I_{w,ijk}^l = I^l \quad (4.57)$$

Proračunavne integracije za sve prispele pravce je izbegnuto radi očuvanja diskretizacije punog ugla, koja je simetrična x , y i z ravnima.

Lokalni upadni radijacioni intenzitet je:

$$U_{ijk} = \sum_{l=1}^{N_\Omega} I_{ijk}^l \delta\Omega^l \quad (4.58)$$

Dobre strane metoda konačnih volumena

- Bliska je realnoj fizici; manje je aproksimacija,
- Dobra je u optički-tankim granicama.

Slabe strane modela konačnih volumena

- Zahteva diskretizaciju preko više uglova za otklanjanje mrežno/ugaone zavisnosti,
- Zahtevna je.

4.3.2. Radcal

Radijacija unutar medijuma koji sadrži produkte sagorevanja, je zavisna od temperature i koncentracije u polju. Raspodela energiju u infracrvenom spektru je nelinearna, što predstavlja poteškoću pri modeliranju prenosa toplote unutar požarom zahvećenog prostora. Numerički program RADCAL predviđa radijativni intenzitet koji odlazi sa neizotermne zapremine, koja sadrži nejednaki nivo ugljendioksida, vodene pare, metana, ugljen-monoksida, azota, kiseonika i čađi. Apsorpcioni koeficijent kombinovanog gasa se

proračunava preko ograničenog modela polja i kombinacije tabelarnih spektralnih osobina i niza teorijskih aproksimacija. Čađ se tretira kao potpuno apsorbujuća supstanca u okvirima *Rayleigh*-ovog ograničenja. Prenos energije od i unutar zapaljenog okruženja je kontrolisano difuzionim, konvektivnim i radiativnim procesima. Pravljen fizički opis potreban za izračunavanje radijacije, ukoliko je karakterističan radijaciono-konvektivni odnos u sistemu mali, dali su *Bhattacharjee* i *Grosshandler*, definišući radijaciono/konvektivni parametar Ψ , jednačina 4.59. Ovde su T_f , T_w i T_i , temperature plamena, temperatura okolnog zida i ulazna temperatura, a $\rho_i u_i c_p$ je toplotni kapacitet materijala koji se unosi u plamen, σ *Stefan-Boltzmann*-ova konstanta, a apsorpcioni koeficijent i L dimenzija protoka:

$$\Psi = \frac{\sigma a L (T_f^4 - T_w^4)}{\rho_i u_i c_p (T_f - T_i)} \quad (4.59)$$

Za Ψ manji od jedan, radijacija ima mali efekat na energetska transfer.

Radijaciono/konvektivni parametar može se preinačiti u članove relevantne za požar, korišćenjem tipične temperature plamena od 1500 K i zamenom konvektivne energije sa toplotnim ulazom Q po jedinici površine zapaljenog tela A . Na ovaj način jednačina 4.59. postaje:

$$\psi \approx 300 \frac{aV}{Q} \quad (4.60)$$

Ovde je V u m^3 , i Q u kW. Prema tome, jaka apsorpcija požara u velikim zapreminama može imati jak uticaj na radijaciju i suprotno, veliki toplotni ulaz može smanjiti značaj radijacije ako apsorpcione osobine, temperatura i zapremina ostaju približno konstantne. Apсорpcioni koeficijent za hladan gas koji okružuje požar, može da ima uticaj na prenos energije od zapaljenog objekta do objekta koji se nalazi na nekom rastojanju. Apсорpcioni koeficijent se takođe može uzeti u analizi malih požara ili za ranu detekciju požara. Za gore navedene aplikacije, model koji može da predviđa spektralnu strukturu različitih produkata sagorevanja preko širokog raspona temperature, pritiska i dužine putanje je zahtevan.

Razvoj RADCAL-a

RADCAL, proračunava spektralni intenzitet, i'_λ , od neizotermne smeše gasova nastale sagorevanjem i čađi koji upada na element zapremine unutar ili sa spoljne okoline. Program rešava jednačine transfera za apsorbujući i emitujući medijum (nerasejani), pomoću razdvajanja ciljnim linijama u broju jednoobraznih elemenata i pomoću korišćenja molekularnog modela i tabličnih podataka za spektralnu apsorpciju koeficijenta, a_{λ} . Pod tim uslovima jednačina transfera se može zapisati:

$$i'_\lambda(l) = i'_{\lambda,w} e^{-\kappa_\lambda(l)} + \int_0^{\kappa_\lambda(l)} i_{b,\lambda}(l^*) \exp[-(\kappa_\lambda(l) - \kappa_\lambda(l^*))] d\kappa_\lambda(l^*) \quad (4.61)$$

Ovde je $i_{b,\lambda}$ Planck-ova funkcija za crno telo; κ_λ je optička debljina definisana kao: $\kappa_\lambda \equiv \int_0^l a_\lambda(l^*) dl^*$; λ je talasna dužina, dok se supskript w odnosi na granične uslove za zid.

Usrednjavanje spektralnog intenziteta koji pada na diferencijalnu zapreminu od svih pravaca nađeno je integraljenjem jednačine (4.61) preko punog ugla, ω :

$$\overline{i'_\lambda(l)} = \frac{1}{4\pi} \int i'_\lambda(l) d\omega \quad (4.62)$$

Dva različita osrednjena apsorpciona koeficijenta koji se koriste su srednji incidentni a_i :

$$a_i(l) = \int_0^\infty \overline{i'_\lambda(l)} a_\lambda(l) d\lambda / i_i(l) \quad (4.63)$$

i Planck-ov srednji, a_p :

$$a_p(l) = \int_0^\infty i_{b,\lambda}(l) a_\lambda(l) d\lambda / i_b(l) \quad (4.64)$$

Oznake u jednačinama (4.63) i (4.64) se odnose respektivno na osrednjeni incidentni intenzitet (dobijen integraljenjem jednačine (4.62) preko talasne dužine) i na intenzitet crnog tela, $\sigma T^4/\pi$; l se funkcionalno održava jer je medijum, generalno gledajući, nehomogen.

Divergencija vektora radijativnog fluksa, q_r , koji je jednak izvornom članu u RTE, može se zapisati u članovima srednjih koeficijenata kao:

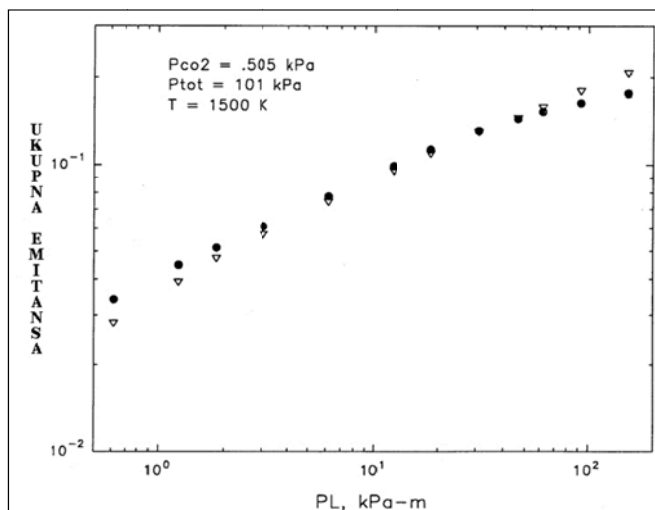
$$-\nabla \cdot q_r(l) = 4\pi a_i(l) i_i(l) - 4\pi a_p(l) i_b(l) \quad (4.65)$$

Prva verzija RADCAL-a bila je razvijena za poboljšanje u predviđanju zračenja prouzrokovano povećanim dodavanjem ugljenog praha u 60 kW peć sa metanolom [87]. Program je rešavao jednačine za jednolinijski grupni model-SLG (koji je naveden u registru 5÷18 knjige **Handbook of Infrared Radiation from Combustion Gases**-Ludwig, 1973). Kombinacija molekularnog modela i tabela je uzeta za spektralne osobine ugljen dioksida, vodene pare, i ugljen monoksida, i doprinela je radiativnom intenzitetu od čađi, pepela i ugljenih čestica. Validnost RADCAL-a je dokumentovana u publikaciji **Factory Mutual Research Technical Report - Grosshandler**, 1979, gde su dati eksperimentalni podaci koji su poređeni sa predviđanjima numerički registrovanih podataka za CO_2 , H_2O i CO pojedinačno i u smešama. Eksperimentalno je bio ispitivan spektralni i ukupni intenzitet i verodostojnost programa za iste izotermičke i neizotermičke uslove. Spektar između 1.25 i 12.5 μm je bio

zadovoljavajuće reprodukovano, mada su se neki podaci za pojedine talasne dužine razlikovali od predviđanja za oko 17 %. Prilično veliko neslaganje zabeleženo je između integraljene emitanse za CO_2 koja je predviđena RADCAL-om i proračuna koji rađen šemom *Hottel*-a.

RADCAL je korišćen za poređenje sa pojednostavljenim bez-spektralnim modelom, TTNH, koji je dizajniran za procenjivanje radiativnog intenziteta od smeše gasova nastalih sagorevanjem [87]. Ukupna transmitansa nehomogenog gasa modela (TTNH) je bio sposoban da reprodukuje rezultate ograničenim-poljem od RADCAL-a sa greškom od oko 10 % za opseg dužine putanja između 0.2 i 2 m, temperature između 800 i 1800 K, odnos CO_2/H_2O između 1/2 i 2, i za ukupni pritisak od 101 kPa. Koristeći TTNH, RADCAL je dva puta ubrzao vreme proračunavanja.

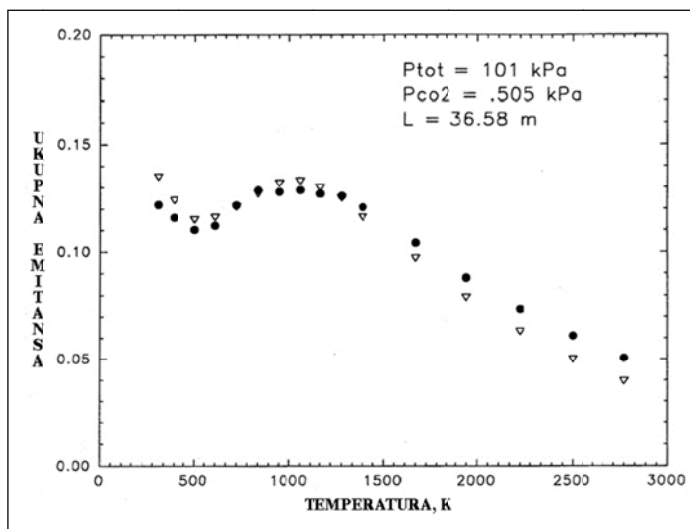
Metan je dodat u bazu podataka RADCAL-a [88] i spektralni region koji se proračunava se produžio za 200 μm . Data verzija programa koristi se za radijaciju tela i proračunavanje apsorpcionih koeficijenata. Tabela 1. sabira tipove kojisu u RADCAL-u, za koje se molekularne granice modeluju, i način na koji će se modelovati. Tačnost proračunavanja je limitirana temperaturama, pritiscima i dužinom putanje pojedinih modela za koje su modeli originalno razvijeni. Generalno gledajući RADCAL je neprecizniji za temperature ispod 295 K, ili veće od 2500 K, za pritiske preko 1.0 MPa, i za rastojanja veće od 50 m. *Hottel*-ovi dijagrami su se često odnosili na izvor podataka za ukupnu emitancu ugljen-dioksida i vodene pare. Procenjivanje CO_2 emitance preko RADCAL-a u funkciji od pritiska i dužine putanje je poređeno sa proračunima *Hottel*-a i to je prikazano na slici 4.8.



Slika 4.8. Ukupna emitansa smeše ugljendioksid/vazduh u funkciji od pritiska po dužini, poređenje RADCAL-a (puni kružići), sa merenjima *Hottel*-a (trouglovi).

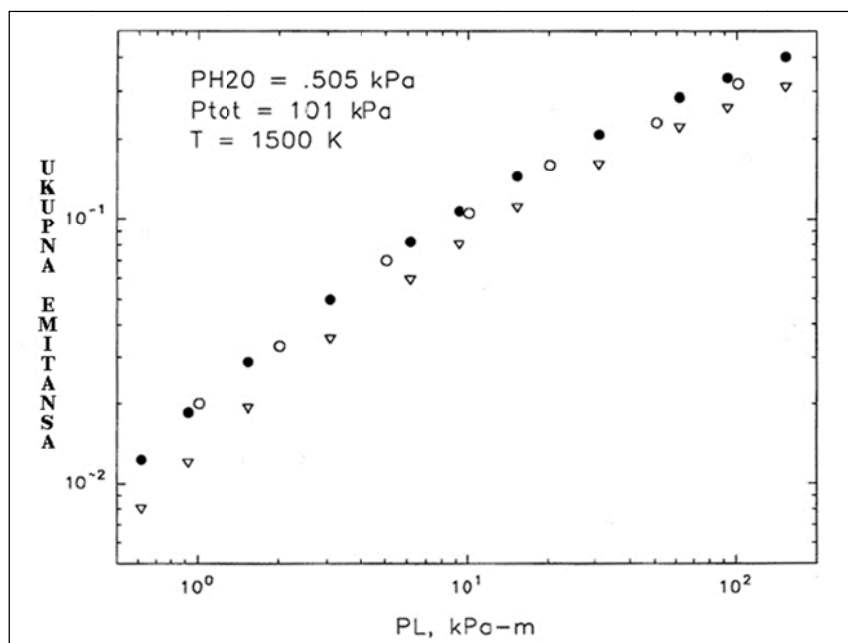
Ovi rezultati se veoma dobro sa slažu naznačenim rezultatima u ranijim studijama [86], jer je 15 μm polje ponovo uključeno i greška u tabličnim podacima *Ludwig*-a je korigovana. Na

slici 4.9. može se videti manje razmimoilaženje dve tehnike u najvišim i najnižim temperaturama za podužini pritisak od 18.5 kPa/m.



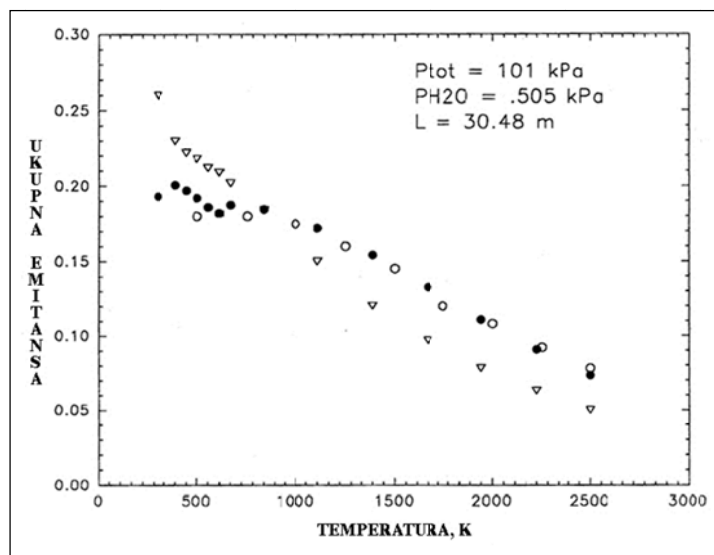
Slika 4.9. Ukupna emitansa smeše ugljendioksid/vazduh u funkciji od temperature, poredeći rezultate RADCAL-a (puni kružići) i istraživanja Hottell-a (trouglovi).

Neslaganje, ranije opaženo kod podataka za H_2O , i dalje postoji kod RADCAL predviđanja velikih vrednosti emitance za sve pritiske po dužini za 1500 K, što je prikazano na slici 4.10.



Slika 4.10 - Ukupna emitansa za smešu vodena para/vazduh u funkciji od pritiska po dužini, poredeći rezultate RADCAL-a (puni kružići) i istraživanja Hottell-a (trouglovi). Neispunjeni kružići su rezultati koje je dobio Ludwig.

Neispunjeni kružići su podaci koji su usvojeni od *Ludwig*-a, i oni ukazuju na veliko slaganje sa rezultatima RADCAL-a. Rezultati *Hottell*-a i RADCAL-a pokazuju veće slaganje za ostale srednje temperature, što se može videti na slici 4.11. za slučaj podužnog pritiska $PL=15.4$ kPa-m.

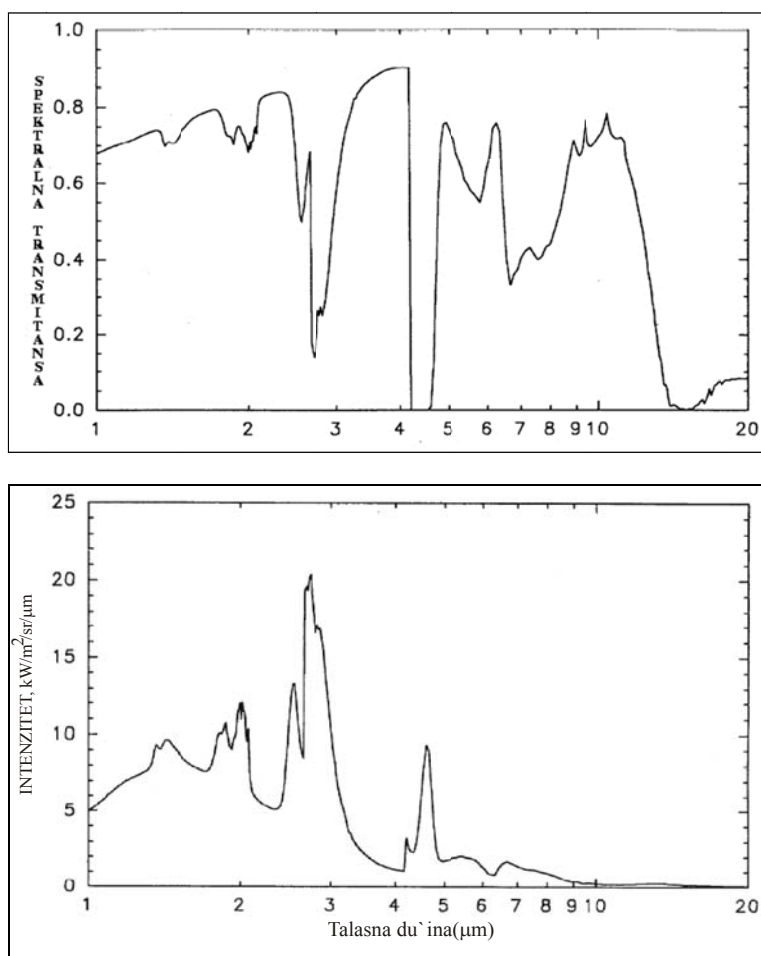


Slika 4.11. Ukupna emitansa za smešu vodena para/vazduh u funkciji od temperature, poredeći rezultate RADCAL-a (puni kružići) i istraživanja Hottell-a (trouglovi). Neispunjeni kružići su rezultati koje je dobio Ludwig.

Ludwig je pokazao da su raniji radovi *Hottell*-a više ograničeni uslovima i da pokušavaju da minimiziraju broj parametara za tehničku procenu, pa da se zbog toga ne može očekivati tačnost u usko-grupnim proračunavanjima. Slika 4.12. pokazuje spektralno zračenje od simuliranog požara prečnika 1.0 m koji sadrži CO_2 , H_2O i čađ u nivoima koji su prikazani u Tabeli 4.2. [86]. Ukupni intenzitet dostiže $33.77 \text{ kW/m}^2/\text{sr}$. Takođe je dijagramom prikazana i spektralna transmitanasa. Glavne grupe vode i ugljen-dioksida su lako identifikovane unutar kontinualnog spektra čađi.

Tabela 4.2: Radijalni profil za simulirani požar prečnika 1 m.

Parcijalni pritisak, (kPa)					
Rastojanje(m)	Tempratura(K)	CO_2	H_2O	N_2	Čađ, f_v
0.05	899	7.07	7.07	86.8	5.55×10^{-8}
0.10	1158	10.0	10.0	81.0	5.55×10^{-8}
0.20	1438	13.1	13.1	74.7	5.55×10^{-8}
0.30	1637	15.4	15.4	70.3	5.55×10^{-8}
0.50	1770	16.9	16.9	67.3	5.55×10^{-8}
0.70	1637	15.4	15.4	70.3	5.55×10^{-8}
0.80	1438	13.1	13.1	74.7	5.55×10^{-8}
0.90	1158	10.0	10.0	81.0	5.55×10^{-8}
0.95	899	7.07	7.07	86.8	5.55×10^{-8}

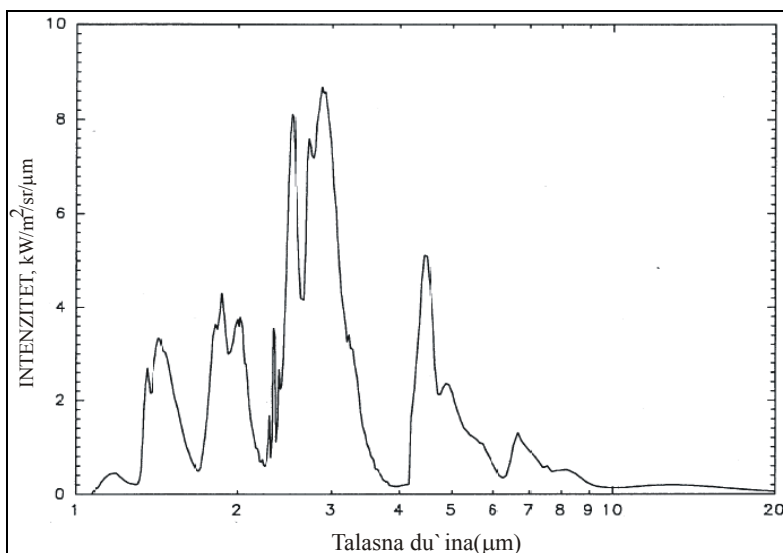


Slika 4.12. - Spektralni intenzitet i transmitansa simuliranog požara prema podacima iz tabele 4.2.

Na slici 4.13 prikazano je spektralno zračenje od plamena smeše *metan*/ N_2/O_2 pri pritisku od 606 kPa. Temperaturni i koncentracioni profili dati su u Tabeli 4.3.

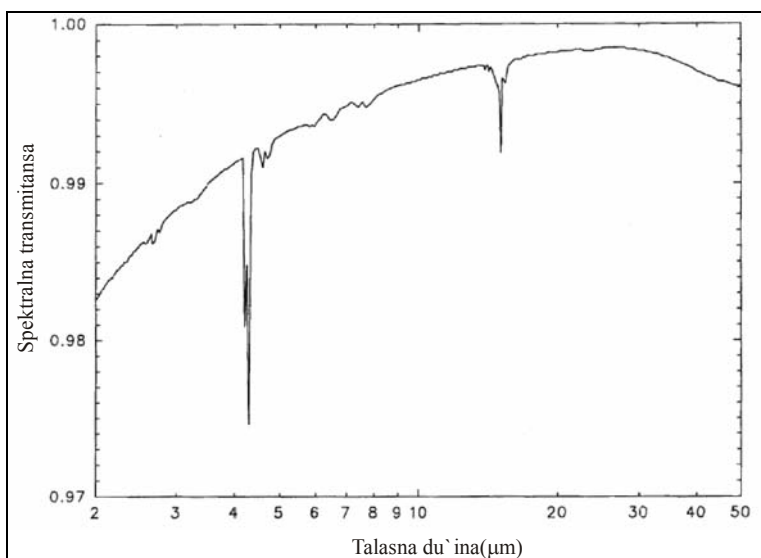
Tabela 4.3: Radijalni profil za 20 mm deo plamen smeše *metan*/ O_2/N_2

Parcijalni pritisak, kPa							
Rastojanje(m)	Temperatura(K)	CO ₂	H ₂ O	CH ₄	CO	O ₂	N ₂
0.001	300	0.0	0.0	122.2	0.0	185.8	298.0
0.003	725	0.0	58.6	92.9	29.3	139.4	285.8
0.005	1150	0.0	117.2	62.6	59.6	97.5	274.7
0.007	1575	0.0	181.8	31.3	98.0	49.5	264.6
0.009	2000	5.5	224.2	10.1	107.1	15.2	256.5
0.015	2525	5.5	244.4	0.0	117.2	0.0	254.5



Slika 4.13.-. Spektralni intenzitet simuliranog plamena smeše metan/kiseonik/azot prema tabeli 2

Na slici 4.14 prikazana je spektralna transmitansa za perjanicu temperature 320 K, koja se diže iznad materijala koji je podvrgnut pirolizi na atmosferskom pritisku. Koncentracije CO_2 , H_2O , CH_4 i CO su 10 ppm za prečnik plamena 0.5 m. Uticaj ovih niskih koncentracija na spektralne karakteristike je evidentan, osim kada je transmitansa bliska 1.0, svuda osim u $4.3 \mu m$ i $15 \mu m$ CO_2 poljima.



Slika 4.14.-. Spektralna transmitansa za simuliranu perjanicu piroliznih gasova koji sadrže 10 ppm CO_2 , H_2O , CH_4 , CO i 0.1 ppm čađi na atmosferskom pritisku.

4.3.3. Osetljivost radijacionih parametara

Postoji nekoliko ograničenja u modelu:

- o Prvo, apsorpcioni koeficijent za gas opterećen dimom je kompleksna funkcija zavisna od smeše i temperature. Zbog pojednostavljenog modela sagorevanja, hemijski sastav dimnih gasova, koji imaju uticaj na apsorpciju i emisiju termičke radijacije može, biti neodgovarajući.
- o Drugo, radijacioni transport je odvojen preko približno 100 prostornih uglova. Za metu koja mnogo udaljena od lokalnog izvora radijacije, ova diskretizacija (nezavisnost) ima vodeću ulogu u neuniformnoj distribuciji energije zračenja. Ovo se može opaziti u vizuelizaciji temperature površina, odavde potiču i "vruće pege" koje pokazuju efekat konačnog broja prostornih uglova. Ovaj problem se može smanjiti uključivanjem većeg broja prostornih uglova, ali će to produžiti vreme proračunavanja. U većini slučajeva radiativni flux koji dospeva do udaljenih meta u polju nema uticaj na bliska polja, pa je zbog sigurnosti bolje koristiti preporučeni broj prostornih uglova.

Hostikka je istraživao osetljivost rešavanja radijacije [93] menjajući u pretpostavljenim dimnim produktima, broj spektralnih polja, broj kontrolnih uglova i temperaturu plamena. Neki od najinteresantnijih zaključaka su:

- Nađeno je da je nastanak količine dima od 1 % do 2 % povećava radiativni fluks simuliranog metanskog plamenika oko 15 %,
- Smanjenje dimnog opterećenja na nulu smanjuje radiativni fluks oko 20 %,
- Povećanje broja kontrolnih uglova za faktor 3 je neophodan da bi se obezbedila tačnost modela kod diskretno izmerenih mesta.
- Nađeno je da broj spektralnih uglova od 6 do 10 nema jak uticaj na rezultate,
- Greška od 100 % u toplotnom fluksu je bila uzrokovana greškama od 20 % u absolutnoj temperaturi.

Osetljivost od temperature plamena i sastava dima je u skladu sa teorijom sagorevanja, po kojoj je izvorni član radiativne transportne jednačine funkcija apsorpcionog koeficijenta pomnoženog sa absolutnom temperaturom uvećanom na četvrti stepen. Broj kontrolnih uglova i spektralna polja su numerički parametri koje korisnik kontroliše i čija osetljivost treba da se kontroliše za svaki novi scenario. Standardne vrednosti u FDS-u mogu se primeniti u većini požarnih scenarija, osim kod primene za slabo dimni metanski plamenik gde se mora usavršiti.

4.4. CST-ov NUMERIČKI SIMULACIONI MODELI ZA PRORAČUN TOPLOTNOG ZRAČENJA

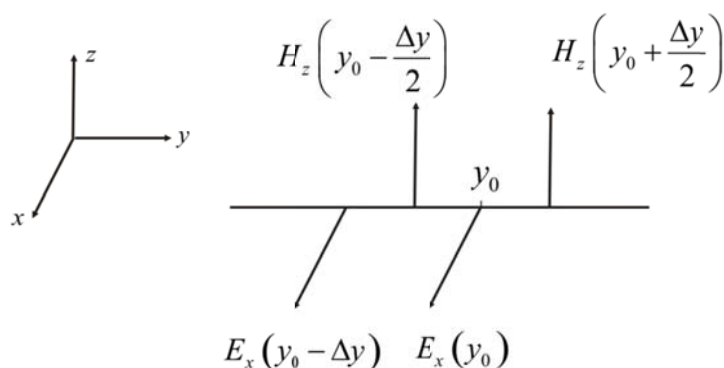
U ovom delu dat je pregled numeričkih modela polja koji se upotrebljavaju kod proračunavanja elektromagnetnih komponenta polja toplotnog zračenja primenom programskog paketa CST.

Za rešavanje potpunog seta Maksvelovih jednačina u programskom paketu CST Studio Site, korišćena su dva numerička metoda, metod konačnih razlika u vremenskom domenu (FDTD) i metod konačna integracija (konačnih integracija Tehnika FIT).

4.4.1. Metod konačnih razlika u vremenskom domenu - FDTD

Najčešće korišćen metod za izračunavanje polja unutar objekta tj. za izračunavanje dozimetrijskih veličina je Metod konačnih razlika u vremenskom domenu (FDTD), kao i drugi iz njega izvedeni metodi. Popularnost ovog metoda proizilazi iz jednostavnosti metoda, efikasnosti i stabilnosti pri izračunavanju u nehomogenim sredinama kao što biološka tkiva. Njime je omogućeno izračunavanje vrednosti apsorbovane energije i usrednjavanje u određenoj oblasti.

FDTD je zasnovan na direktnom diskretnom rešavanju *Maxwellovih* rotorskih jednačina (prve i druge) u prostoru i vremenu. Ako se krene od prve i druge *Maxwellove* rotorske jednačine $\text{rot}\vec{H} = \vec{J} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ i $\text{rot}\vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ pretpostavljajući, bez gubljenja na opštosti, da se ravanski elektromagnetni talas prostire u pravcu y ose, da je električno polje u pravcu x , i magnetno polje u pravcu z ose, slika 4.15,



Slika 4.15 - Prostorna diskretizaciona šema

i pretpostavljajući da je u početnom trenutku $\vec{J} = 0$, prethodne jednačine se redukuju na

$$\varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (4.66)$$

$$\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (4.67)$$

Definišući prostornu diskretizaciju pomoću centralne diferencne šeme za jednačine (4.66) i (4.67) u trenutku $t = t_0$ u skladu sa slikom 4.15, za glatke funkcije E_x i H_z je

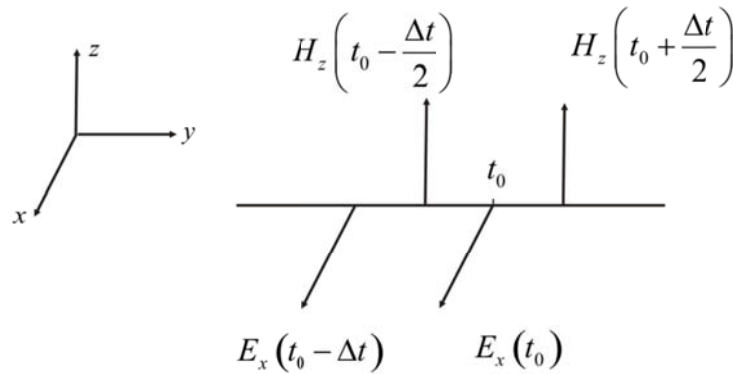
$$\varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \Big|_{y=y_0} = \frac{H_z \left(y_0 + \frac{\Delta y}{2} \right) - H_z \left(y_0 - \frac{\Delta y}{2} \right)}{\Delta y} \quad (4.68)$$

$$\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \Big|_{y=y_0} = \frac{E_x \left(y_0 + \frac{\Delta y}{2} \right) - E_x \left(y_0 - \frac{\Delta y}{2} \right)}{\Delta y} \quad (4.69)$$

Električna i magnetna komponenta polja u vremenskom domenu pomerene su za $\Delta t/2$, (slika 4.16), tj. polovinu vremenskog koraka, pa jednačine (4.66) i (4.67) pri ovakvoj diskretizaciji po vremenu dobijaju oblik

$$\varepsilon \left(\frac{E_x(t_0) - E_x(t_0 - \Delta t)}{\Delta t} \right) = \frac{\partial H_z}{\partial y} \Big|_{t=t_0 - \frac{\Delta t}{2}}, \quad (4.70)$$

$$\mu \left(\frac{H_z \left(t_0 + \frac{\Delta t}{2} \right) - H_z \left(t_0 - \frac{\Delta t}{2} \right)}{\Delta t} \right) = \frac{\partial E_x}{\partial y} \Big|_{t=t_0}. \quad (4.71)$$



Slika 4.16 - Vremenska diskretizaciona šema

Pošto je u interesu formirati rekurentnu formulu po $E_x(t_0)$ i $H_z \left(t_0 + \frac{\Delta t}{2} \right)$ prethodne jednačine dobijaju oblik

$$E_x(t_0) = E_x(t_0 - \Delta t) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \Big|_{t=t_0 - \frac{\Delta t}{2}} \right) \quad (4.72)$$

$$H_z\left(t_0 + \frac{\Delta t}{2}\right) = H_z\left(t_0 - \frac{\Delta t}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} \Big|_{t=t_0} \right) \quad (4.73)$$

Električno polje u svakom trenutku vremena (t_0) , može da se izračuna iz električnog polja u prethodnom trenutku $t_0 - \Delta t$, a magnetno polje u vremenskom međukoraku $t_0 + \Delta t / 2$ može da se izračuna iz magnetnog polja u prethodnom trenutku $t_0 - \Delta t / 2$.

Ovo je osnova FDTD metode, pri čemu se prostorne diskretizacije jednačine (4.68) i (4.69) kombinuju sa vremenski diskretizacionim jednačinama (4.70) i (4.71) i izračunavaju aproksimativne vrednosti električnog i magnetnog polja u prostoru i vremenu. Uslovi divergencije za komponente polja, $\text{div } \vec{E} = \rho$ i $\text{div } \vec{B} = 0$ su implicitno zadovoljeni u okviru FDTD metode.

Ovako definisani algoritam se može primeniti u poluprovodnim sredinama, kao u slučaju da je izvor radijativnog polja požar a predmet analize je dozimetrija zračenja na koži. U tom smislu ne treba da zbunjuju članovi na levoj strani *Maxwellovih* jednačina, struje i zapreminska gustina naelektrisanja i oni se trebaju posmatrati u skladu sa razmatranjima u poglavlju 2.3.

U slučaju postojanja površinski raspoređenih naelektrisanja u delu oblasti (ćeliji), postoje omski gubici usled indukovanih struja, pa diskretizaciona jednačina postaje

$$\varepsilon \left(\frac{E_x(t_0) - E_x(t_0 - \Delta t)}{\Delta t} \right) = \frac{\partial H_z}{\partial y} \Big|_{t=t_0 - \frac{\Delta t}{2}} - \sigma \left(\frac{E_x(t_0) - E_x(t_0 - \Delta t)}{\Delta t} \right). \quad (4.74)$$

Uslov stabilnosti (*Courant*), koji proizilazi iz propagacije unutar domena u materijalu, odnosno uslov da brzina prenošenja informacije ne može biti veća od brzine svetlosti c , je

$$c\Delta t \leq \Delta y. \quad (4.75)$$

Prethodni uslov se ne menja i kod problema sa više sredina, pri čemu se brzina prostiranja talasa smanjuje u tim sredinama, a prostorna diskretizaciona šema ostaje konstantna.

U realnim slučajevima simulacije, neophodno je preći, u zavisnosti od dimenzionalnosti problema (površina ili zapremina), na 2D ili 3D FDTD simulaciju. Problem je nešto složeniji ali, u principu, diskretizacija se primenjuje na isti način.

U slučaju 3D postavke problema, uz pretpostavku da mogu postojati komponente električnog polja E_x , E_y , E_z , i magnetnog polja H_x , H_y , H_z i da su sve komponente kontinualne funkcije u vremenu i prostoru prva i druga *Maxwellova* jednačina se razlažu na dva para po tri jednačine, [7]:

$$\epsilon_x \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - J_x, \quad (4.76)$$

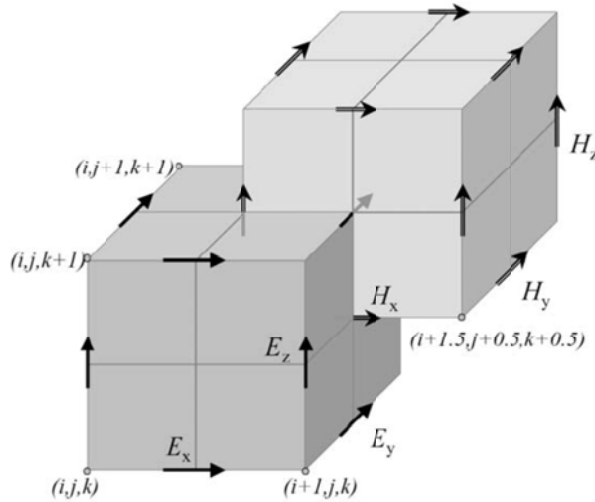
$$\epsilon_y \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - J_y \text{ i} \quad (4.77)$$

$$\epsilon_z \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - J_z, \quad (4.78)$$

$$\mu_x \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y}, \quad (4.79)$$

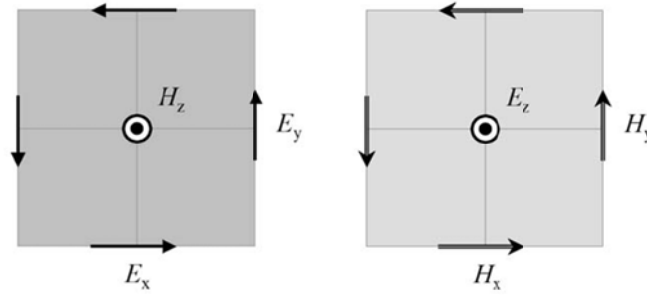
$$\mu_y \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \text{ i} \quad (4.80)$$

$$\mu_z \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x}. \quad (4.81)$$



Slika 4.17 – Komponente električnog i magnetnog polja u ortogonalnoj FDTD mreži

Pri prostornoj diskretizaciji sa diskretizacionim koracima Δx , Δy i Δz u odnosu na koordinatne ose *Descartesovog* koordinatnog sistema, uvodeći ortogonalnu šemu kao na slici 4.17, može se uočiti da su komponente električnog polja locirane na ivicama jediničnih kocki (tamnije strane kocke), a magnetne komponente polja u centru površina kocke.



Slika 4.18 – Prikaz položaja električnih i magnetnih komponenti polja i njihove cirkulacije

Može se uočiti da je svaka električna komponenta polja okružena sa četiri magnetne komponente polja i obrnuto (Slika 4.18). Osnovna struktura mreže (tamnija kocka) i dualna struktura mreže (svetlija kocka) automatski zadovoljavaju *Amperov* i *Faradayev* zakon elektromagnetne indukcije. Ovu dualnu mrežu je prvi primenio *Yee* još 1966. godine [94].

Koristeći aproksimaciju parcijalnog izvoda funkcije, $\partial E_y / \partial x$, u određenoj tački količnikom difference, $\Delta E_y / \Delta x$, (slika 4.19), mogu se sledeći parcijalni izvodi napisati

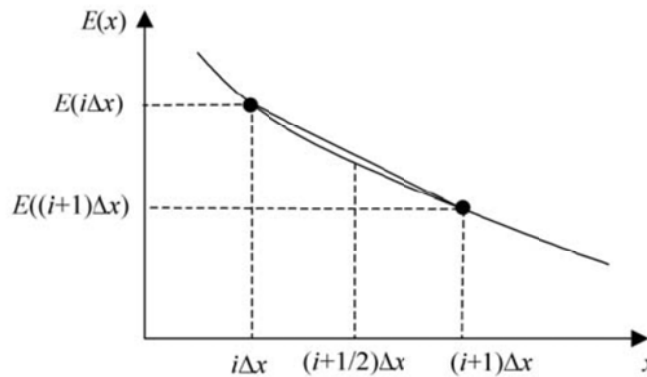
$$\frac{\partial E_{y,i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}}{\partial x} \approx \frac{E_{y,i+1,j+\frac{1}{2},k} - E_{y,i,j+\frac{1}{2},k}}{\Delta x}, \quad (4.82)$$

$$\frac{\partial E_{z,i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}}{\partial x} \approx \frac{E_{z,i+1,j,k+\frac{1}{2}} - E_{z,i,j,k+\frac{1}{2}}}{\Delta x}, \quad (4.83)$$

$$\frac{\partial H_{y,i,j,k+\frac{1}{2}}}{\partial x} \approx \frac{H_{y,i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} - H_{y,i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}}{\Delta x}, \quad (4.84)$$

$$\frac{\partial H_{z,i,j+\frac{1}{2},k}}{\partial x} \approx \frac{H_{z,i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} - H_{z,i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}}{\Delta x}, \quad (4.85)$$

Na isti način se vrši diskretizacija i po popravcima y i z .



Slika 4.19 – Aproksimacija u prostoru izvoda funkcije

Diskretizacija po vremenu se vrši uvođenjem vremenskog koraka (inkrementa) Δt i zamenom izvoda funkcije po vremenu centralnim diferencama tako da se računa električno polje u trenucima $n \cdot \Delta t$, a magnetno polje u trenucima $\left(n + \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta t$. Vremenski izvodi električnog polja se zamenjuju centralnim diferencama na sledeći način:

$$\left. \frac{\partial E_{x,i+\frac{1}{2},j,k}}{\partial t} \right|_{t=\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta t} \approx \frac{1}{\Delta t} \frac{E_{x,i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} - E_{x,i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta t}, \quad (4.86)$$

$$\left. \frac{\partial E_{y,i,j+\frac{1}{2},k}}{\partial t} \right|_{t=\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta t} \approx \frac{1}{\Delta t} \frac{E_{y,i,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} - E_{y,i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta t}, \quad (4.87)$$

$$\left. \frac{\partial E_{z,i,j,k+\frac{1}{2}}}{\partial t} \right|_{t=\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta t} \approx \frac{1}{\Delta t} \frac{E_{z,i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} - E_{z,i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta t}, \quad (4.88)$$

pri čemu *subscript* (gornji) indeks označava prostornu Descatesovu koordinatu, a *superskript* (donji) indeks označava diskretno vreme.

Za komponente magnetnog polja diskretizacija po vremenu je oblika

$$\left. \frac{\partial H_{x,i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}}{\partial t} \right|_{t=n\Delta t} \approx \frac{1}{\Delta t} \frac{H_{x,i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{x,i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t}, \quad (4.89)$$

$$\left. \frac{\partial H_{y,i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}}{\partial t} \right|_{t=n\Delta t} \approx \frac{1}{\Delta t} \frac{H_{y,i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{y,i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t}, \quad (4.90)$$

$$\left. \frac{\partial H_{z,i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}}{\partial t} \right|_{t=n\Delta t} \approx \frac{1}{\Delta t} \frac{H_{z,i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_{z,i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t}, \quad (4.91)$$

i komponente gustine struje pri diskretizaciji dobijaju oblik

$$J_{x,i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} \approx \frac{1}{2} \sigma_x \left(E_{x,i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} + E_{x,i+\frac{1}{2},j,k}^n \right), \quad (4.92)$$

$$J_{y,i,j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} \approx \frac{1}{2} \sigma_y \left(E_{y,i,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} + E_{y,i,j+\frac{1}{2},k}^n \right), \quad (4.93)$$

$$J_{z,i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \approx \frac{1}{2} \sigma_z \left(E_{z,i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} + E_{z,i,j,k+\frac{1}{2}}^n \right), \quad (4.94)$$

Zamenom (4.82) do (4.94) u (4.76) se dobija

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_x}{\Delta t} \left(E_{x,i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} - E_{x,i+\frac{1}{2},j,k}^n \right) &= \frac{H_{z,i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_{z,i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} - \\ &\frac{H_{z,i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{z,i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} - \frac{1}{2} \sigma_x \left(E_{x,i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} + E_{x,i+\frac{1}{2},j,k}^n \right), \end{aligned} \quad (4.95)$$

a slične jednačine se dobijaju i zamenom (4.82) do (4.94) u jednačine (4.77) do (4.81). Sređivanjem svih jednačina dobijaju se jednačine sa vremenskim korakom

$$\begin{aligned} E_{x,i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} &= \left(\frac{1 - \frac{\sigma_x \Delta t}{2\varepsilon_x}}{1 + \frac{\sigma_x \Delta t}{2\varepsilon_x}} \right) E_{x,i+\frac{1}{2},j,k}^n + \\ &\left(\frac{\frac{\Delta t}{2\varepsilon_x}}{1 + \frac{\sigma_x \Delta t}{2\varepsilon_x}} \right) \left(\frac{H_{z,i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_{z,i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} - \frac{H_{y,i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{y,i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \right), \end{aligned} \quad (4.96)$$

$$\begin{aligned} E_{y,i,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} &= \left(\frac{1 - \frac{\sigma_y \Delta t}{2\varepsilon_y}}{1 + \frac{\sigma_y \Delta t}{2\varepsilon_y}} \right) E_{y,i,j+\frac{1}{2},k}^n + \\ &\left(\frac{\frac{\Delta t}{2\varepsilon_y}}{1 + \frac{\sigma_y \Delta t}{2\varepsilon_y}} \right) \left(\frac{H_{x,i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{x,i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} - \frac{H_{z,i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_{z,i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} \right), \end{aligned} \quad (4.97)$$

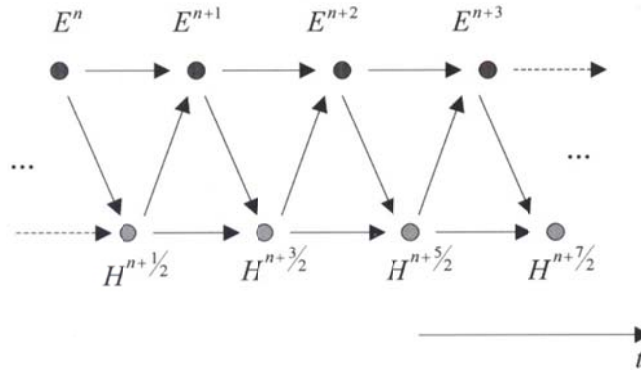
$$E_{z,i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = \left(\frac{1 - \frac{\sigma_z \Delta t}{2\epsilon_z}}{1 + \frac{\sigma_z \Delta t}{2\epsilon_z}} \right) E_{z,i,j,k+\frac{1}{2}}^n + \left(\frac{\frac{\Delta t}{2\epsilon_z}}{1 + \frac{\sigma_z \Delta t}{2\epsilon_z}} \right) \left(\frac{H_{y,i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{y,i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} - \frac{H_{x,i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{x,i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right), \quad (4.98)$$

Rekurzivna relacija za izračunavanje magnetnih komponenta polja su:

$$H_{x,i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+1} = H_{x,i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} - \left(\frac{\Delta t}{\mu_x} \right) \left(\frac{E_{y,i,j+\frac{1}{2},k+1}^n - E_{y,i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta z} - \frac{E_{z,i,j+1,k+\frac{1}{2}}^n - E_{z,i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta y} \right), \quad (4.99)$$

$$H_{y,i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = H_{y,i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} - \left(\frac{\Delta t}{\mu_y} \right) \left(\frac{E_{z,i+1,j,k+\frac{1}{2}}^n - E_{z,i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta x} - \frac{E_{x,i+\frac{1}{2},j,k+1}^n - E_{x,i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta z} \right), \quad (4.100)$$

$$H_{z,i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+1} = H_{z,i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n-\frac{1}{2}} - \left(\frac{\Delta t}{\mu_z} \right) \left(\frac{E_{x,i+\frac{1}{2},j+1,k}^n - E_{x,i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta y} - \frac{E_{y,i+1,j+\frac{1}{2},k}^n - E_{y,i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta x} \right), \quad (4.101)$$



Slika 4.20 – Prikaz alternativnog izračunavanja E i H po algoritmu (leap-frog)

Algoritam za izračunavanje komponenata električnog i magnetnog polja prikazan jednačinama od (4.96) do (4.101) obično se naziva algoritmom žabljeg skoka (*leap-frog*) [95] zbog toga što se E i H izračunavaju alternativno u diskretnim tačkama u vremenu, slika 4.20., [95, 7].

Da bi ovaj algoritam doveo do numerički korektnih rešenja, moraju biti ispunjeni uslovi numeričke stabilnosti (*Courantov* uslov) koji povezuje prostornu diskretizaciju i vremensku diskretizaciju i glasi

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}}, \quad (4.102)$$

pri čemu su Δx , Δy i Δz veličine ćelije u pravcu odgovarajućih osa. Ovaj uslov se može formulisati i kao prirodno ograničenje da put koji talas pređe za vreme Δt , $c \cdot \Delta t$, ne bude veći od dimenzije ćelije. Logično je da veličina podele ćelija, tj. rezolucija diskretizacije utiče na vremenski korak Δt , a samim tim i na broj neophodnih vremenskih koraka koji su potrebni da se simulira prostiranje elektromagnetnog talasa kroz konačni domen simulacije. U komercijalnim softverskim paketima postoji posebna procedura koja automatski određuje vremenski korak prema uslovu stabilnosti. Takođe, neophodno je da maksimalna veličina prostorne diskretizacije (ćelije) ne bude veća od $\lambda/10$ frekvencije elektromagnetnog talasa koji se prostire, tj.

$$\max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \leq \frac{\lambda_{\min}}{10}. \quad (4.103)$$

Drugo ograničenje, pri simulaciji FDTD, je da domen mora biti ograničen. Na kraju domena odnosno oblasti simulacije, neophodno je postaviti granične uslove na razdvojnoj površini dve oblasti. Razdvojna površina može biti:

Električni zid odnosno idealno provodna ravan ili uzemljena ravan. Ovakva površina se koristi kada je električno polje normalno, a magnetno polje tangencijalno na razdvojnu površinu.

Magnetni zid, (idealni magnetni provodnik), kada je magnetno polje normalno, a električno polje tangencijalno na razdvojnoj površini.

Apsorbujući granični uslovi (*Absorbing boundary conditions* - ABC), pri čemu se na graničnoj površini simuliraju uslovi minimalne refleksije elektromagnetnog talasa, tj. prolaska talasa i prostiranja u neograničeni prostor.

FDTD metod omogućava izračunavanje polja za definisan tip izvora za male konačne prostorne domene uz razumne računarske mogućnosti reda personalnog računara. Potreban je znatni memorijski kapacitet i za proste elektromagnetne probleme u malom prostoru. Potrebni memorijski kapacitet računara za rad sa FDTD softverom srazmeran je broju diskretizacionih ćelija i veličini prostora koji se diskretizuje. U memoriji se moraju smestiti vrednosti intenziteta polja za svaku pojedinačnu ćeliju u trenutku t_0 , da bi se izračunale vrednosti u narednom trenutku t_1 . Ako se uzme da je broj bitova koji je potrebno odvojiti za smeštanje podataka o vrednostima za jednu ćeliju od 30 do 80 bitova, onda se memorijski kapacitet potreban za FDTD metodu, M_{FDTD} , za broj ćelija N_c , izračunava po formuli

$$M_{FDTD} \approx 80N_c, \quad (4.104)$$

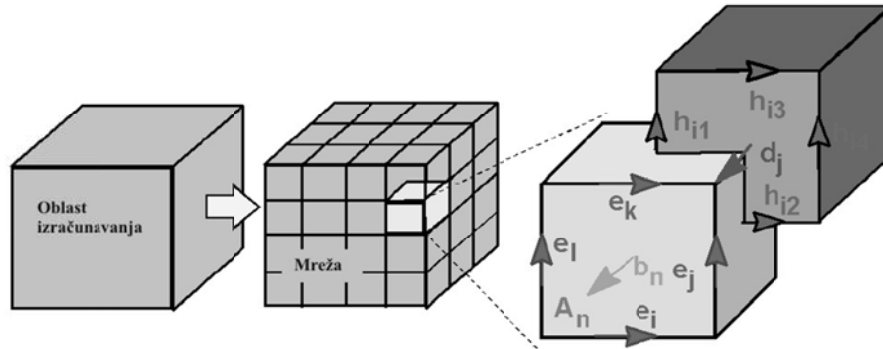
a potrebno vreme za izračunavanje, T_{FDTD} , zavisice još i od broja vremenskih koraka, N_t , i jednako je

$$T_{FDTD} \approx N_c \cdot N_t. \quad (4.105)$$

Uz neophodno $N_t = 2000$ za rešavanje praktičnih problema, zaključuje se da je FDTD veoma zahtevan metod što se tiče računarskih resursa.

4.4.2 Metod konačne integracije - FIT

Metod konačne integracije (FIT) je prvi put predložen od *Wielanda* 1977 [96]. Ovaj numerički metod obezbeđuje prostornu diskretizacionu šemu primenljivu za različite elektromagnetne probleme u opsegu od niskih do visokih učestanosti. Za razliku od drugih numeričkih metoda, ovaj metod vrši diskretizaciju integralnog oblika *Maxwell*-ovih jednačina prevodeći ih u sistem algebarskih matričnih jednačina tzv. *Maxwell*-ove mrežne jednačine (Maxwell Grid Equations - MGE), [97]



Slika 4.21 - Prikaz diskretizacije oblasti (e_i, h_i, b_i, d_i)

$$\begin{array}{ccc}
 \oint_{C_e} \vec{E} d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{B} d\vec{S} & \triangleq & [\mathbf{C}][\mathbf{e}] = \frac{\partial}{\partial t} [\mathbf{b}] \\
 \Downarrow & & \Uparrow \\
 \begin{array}{c}
 \text{Diagram of a cube element with faces } A_n, \text{ edges } e_i, e_j, e_k, \text{ and fluxes } b_n, e_i, e_j, e_k. \\
 \Downarrow \\
 e_i + e_j + e_k + e_l = -\frac{\partial}{\partial t} b_n
 \end{array} & \Rightarrow & \begin{bmatrix} & & & & \\ & & & & \\ 1 & & 1 & & -1 & & -1 \\ & & & & & & \\ & & & & & & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_i \\ \cdot \\ e_j \\ \cdot \\ e_k \\ \cdot \\ e_l \end{bmatrix} = \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \\ \\ \\ \\ \\ \\ \end{bmatrix}
 \end{array}$$

Slika 4.22 - Primer diskretizacije druge Maxwellove jednačine

Prostorna diskretizacija *Maxwellovih* jednačina vrši se pomoću dve ortogonalne mreže ćelija $\mathbf{G}$ i $\tilde{\mathbf{G}}$, [98]. Uvodeći matrice koje predstavljaju veličine: $\mathbf{e}$ - električni naponi na mreži, $\mathbf{h}$ - magnetni naponi, $\mathbf{d}$ - električni fluks, $\mathbf{b}$ - fluks magnetnog polja i koristeći topološke matrice za rotor, $\mathbf{C}, \tilde{\mathbf{C}}$ i divergenciju, $\mathbf{S}, \tilde{\mathbf{S}}$, koji predstavljaju diskretne operatore, sistem *Maxwellovih* jednačina se transformiše u *Maxwellove* mrežne jednačine koje su radi preglednosti i prikazane.

Maxwellove jednačine

$$\oint_C \vec{H} d\vec{l} = \int_S \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S} \quad (4.106)$$

$$\oint_C \vec{E} d\vec{l} = - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \quad (4.107)$$

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV \quad (4.108)$$

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 \quad (4.109)$$

Maxwellove mrežne jednačine, MGE, [97, 98]

$$\tilde{\mathbf{C}} \mathbf{h} = \frac{d}{dt} \mathbf{d} + \mathbf{j}, \quad (4.110)$$

$$\mathbf{C} \mathbf{e} = -\frac{d}{dt} \mathbf{b}, \quad (4.111)$$

$$\tilde{\mathbf{S}} \mathbf{d} = \mathbf{q}, \quad (4.112)$$

$$\mathbf{S} \mathbf{b} = 0 \quad (4.113)$$

Konstitutivne diskretizovane mrežne jednačine materijalne sredine, koja se posmatra kao linearna

$$\mathbf{d} = \mathbf{M}_\varepsilon \mathbf{e}, \quad (4.114)$$

$$\mathbf{b} = \mathbf{M}_\mu \mathbf{h}, \quad (4.115)$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{M}_\sigma \mathbf{e}, \quad (4.116)$$

pri čemu se može lako pokazati da topološke matrice *rotora* i *divergencije* $\mathbf{C}, \tilde{\mathbf{C}}, \mathbf{S}$ i $\tilde{\mathbf{S}}$ zadovoljavaju algebarske uslove:

$$\mathbf{S} \cdot \mathbf{C} = 0, \quad \tilde{\mathbf{S}} \cdot \tilde{\mathbf{C}} = 0 \Leftrightarrow \text{div rot} \equiv 0 \quad (4.117)$$

$$\mathbf{C} \cdot \tilde{\mathbf{S}}^T = 0, \quad \tilde{\mathbf{C}} \mathbf{S}^T = 0 \Leftrightarrow \text{rot grad} \equiv 0 \quad (4.118)$$

FIT nema problema sa nestabilnošću jer sistem mrežnih jednačina zadovoljavanjem prethodnih jednačina zadovoljava i princip održanja energije i naelektrisanja. Dualizam diskretnih *Maxwellovih* jednačina garantuje da će ovako postavljeni numerički sistem imati numerički stabilna rešenja.

FIT algoritam je jednostavan i efikasan što čini ovaj metod jednim od najkorišćenijih metoda u bioelektromagnetnoj dozimetriji. U upotrebi je kod heterogenih tela kao što je ljudsko, pri čemu je rezolucija diskretizacije mreže oko 1mm. Koristi se za izračunavanje apsorbovane energije za celo telo ili samo pojedine delove (kao glava ili koža) pri izloženosti u bliskom ili dalekom polju izvora. Sam metod se koristi u celom opsegu elektromagnetnih zračenja od najnižih učestanosti do učestanosti reda THz.



NOVI METOD ZA ODREĐIVANJE BEZBEDNOG RASTOJANJA LJUDI OD POŽARA

U ovom poglavlju dat je opis novog metoda za određivanje bezbednog rastojanja ljudi od požara. Suština predloženog metoda je iterativni postupak i kombinavanje simulacionih programa i metoda za prostiranje toplotnog talasa od požara do čoveka, odnosno kože, kao i analiza rezultata dobijenih numeričkim proračunavanjima u više simulacionih programa. Iskorišćene su prednosti programa FDS koji pri proračunu incidentnog toplotnog zračenja obuhvata i karakteristike požara i apsorpciju dela toplotnog zračenja od vodene pare i dima i prednosti CST Studio Suite pri proračunu apsorbirane snage monohromatskog talasa u tkivu i mogućnosti simulacije realnog odvodjenja toplote iz tkiva usled bioloških procesa. Uz niz novina u povezivanju i korišćenju rezultata iz jednog programa u drugi i načina analize dobijenih rezultata, može se reći da u literaturi nije bilo sličnih ideja i postupaka.

Pored opisa primenjenih programa za simulaciju zamišljenog scenarija požara, izloženi su rezultati simulacije osnovnih parametara dinamike požara kao što su: razvoj požara, brzina sagorevanja masenog požarnog opterećenja, količina oslobodjenja toplote, prostorna raspodela temperaturnog polja, temperatura na površini kože i vrednosti radijativnog fluksa na koži, od požara kao izvora toplotnog zračenja, kao i rezultati dobijeni elektromagnetnim modelovanjem prodrlih komponenti elektromagnetnog polja, kao što su intenzitet jačine električnog polja i zapreminska gustina apsorbirane snage.

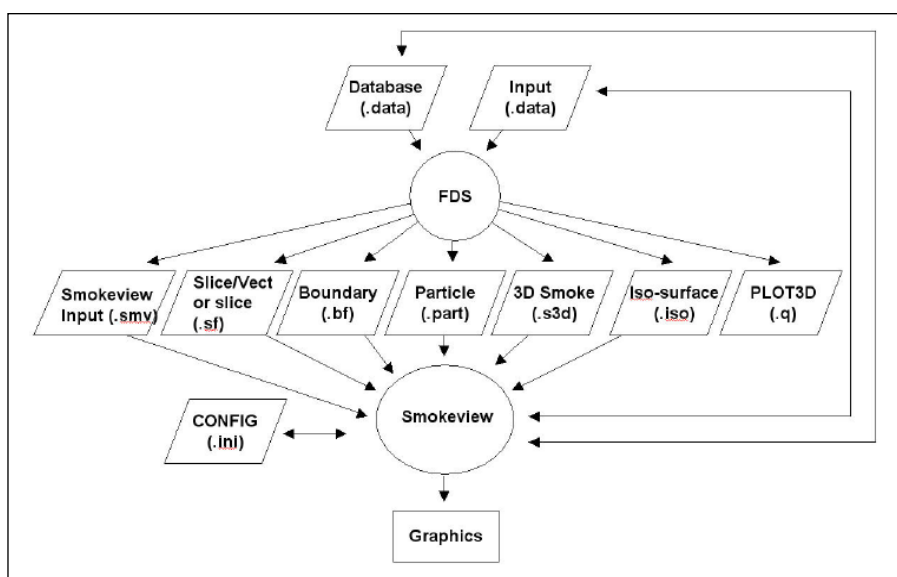
Novi metod za određivanje bezbednog rastojanja ljudi od požara, nastao na osnovu teorijskih razmatranja u prethodnim poglavljima u ovom radu, sintezom i indukcijom, izložen je u 9 detaljnih koraka.

Za simulaciju je korišćena verzija 5 programa FDS, dok je za inicijalni model korišćen grafički interfejs programa PiroSym verzije 2012, koji je iskorišćen za uvoz originalnog 3D modela čoveka i njegovu pripremu za numeričko proračunavanje u FDS-u. Za proračun prodrlih komponenti elektromagnetnog polja u kožu korišćen je program CST Studio Suite 2012.

5.1. PRIMENA PROGRAMSKIH PAKETA U SIMULACIJI TOPLOTNOG ZRAČENJA

5.1.1. Opis programskog paketa FDS

Fire Dynamics Simulator – FDS je kompjuterski program uradjen u Fortran-u 90. Zasnovan je na jednačinama dinamike fluida za predikciju toplotnih uslova. U okviru programskog paketa FDS implementiran je program SMOKEVIEW (takođe napisan u Fortran-u 90), koji služi za vizeulizaciju rezultata proračuna FDS-modela u obliku trodimenzionalnih animacija, slika 5.1.



Slika 5.1. Blok šema baza podataka i podprograma koje koristi programski paket FDS

FDS se permanentno usavršava u okviru Fire Research Division in the Building and Fire Research Laboratory (BFRL), pri National Institute of Standards and Technology (NIST), uključujući modelovanje fenomena kao što su:

- mala brzina prenosa pri požaru i nastalih gasovitih produkata sagorevanja;
- prenos toplote zračenjem i kondukcijom između gasovite faze i čvrstih površina građevinskih konstrukcija;
- piroliza;
- širenje (rasprostiranje) plamena i razvoj požara;
- automatska aktivacija sprinklera primenom toplotnih i jonizacionih javljača;
- mlaz sprinklera i učinak gašenja vodom.

Autori programa omogućili su njegovu široku primenu u rešavanju brojnih praktičnih problema iz domena preventivne zaštite od požara.

Preko odvojenih vremenskih koraka FDS proračunava temperaturu, gustinu, pritisak, brzinu strujanja i hemijski sastav smeše onastale pri požaru u okviru pojedinačnih ćelija numeričke mreže. Broj vremenskih koraka istovetan je broju ćelija, kojih može biti od nekoliko stotina pa i do milion. Tipične izlazne veličine za gasnu smešu su:

- temperatura gasne smeše;
- brzina strujanja gasne smeše;
- koncentracija komponenata gasne smeše (vodena para, CO_2 , CO , N_2);
- koncentracija dima i vidljivost;
- količina oslobađanja toplote po jedinici zapremine;
- odnos frakcija smeše (vazduh/gorivo);
- gustina gasne smeše;
- masa vodenih kapljica po jedinici zapremine itd.

Kod čvrstih površina građevinskih konstrukcija i elemenata, FDS proračunava dodatne veličine koje dovode u vezu energetski balans između gasne i čvrste faze i to:

- temperaturu površine i okružujuće sredine;
- radiativni i konvektivni toplotni fluks;
- brzina sagorevanja. i
- masa vodenih kapljica po jedinici površine.

Pored navedenih veličina, program FDS proračunava i sledeće:

- ukupnu količinu oslobađanja toplote (HRR);
- vreme aktivacije za detektore i sprinklere i
- maseni i energetski fluks kroz prisutne otvore ili čvrste površine građevinskih konstrukcija.

5.1.1.2. Glavne pretpostavke i numerički modeli u FDS

Hidrodinamički model

FDS rešava numeričku formu Navijer-Stoks (*Navier-Stokes*)-ove jednačine za termički pokretnu struju fluida male brzine sa naglaskom na prenos dima i toplote u toku požara. Jezgro algoritma predstavlja eksplicitna predviđajuće-korektorska šema, koja koriguje greške

i vreme. Turbulencija se razmatra preko Smagorinsk (*Smagorinsk*)-ove forme za simulaciju velikih vrtložnih struja - *Large Eddy Simulation* (LES). Kada je numerička mreža dosta fina, može se koristiti i direktna numerička simulacija - *Direct Numerical Simulation* (DNS). Međutim, činjenica je da LES predstavlja osnovni metod u postupku proračunavanja.

Model sagorevanja

Za većinu aplikacija FDS koristi model sagorevanja za smešu frakcija (gasovitog goriva i vazduha). Pri tome, smeša frakcija predstavlja skalarnu veličinu koja se definiše kao frakcija gasa u datoj tački strujnog polja i vodi poreklo od goriva. Navedeni model pretpostavlja da je pri sagorevanju mešanje goriva i kiseonika kontrolisano i da su reakcije između goriva i kiseonika izuzetno brze. Masene frakcije reaktanata i produkata koji se obrazuju sagorevanjem dobijaju se kombinacijom pojednostavljenih analiza i eksperimentima.

Radiativni prenos

Prenos toplote zračenjem opisan je modelom kojim se rešavaju radiativne jednačine prenosa toplote za nerasejani sivi gas. Radiativne jednačine se rešavaju korišćenjem tehnike slične metodi konačnih volumena za konvektivni prenos toplote - *Finite Volume Method* (FVM). Koristeći približno 100 nezavisnih prostornih uglova metod konačnih volumena zahteva približno 15 % ukupnog CPU vremena za proračun, što je umereni gubitak za rešavanje kompleksnosti radiativnog prenosa toplote. Absorpcioni koeficijent se bazira na *Mie*-ovoj teoriji.

Geometrija

FDS aproksimira glavne jednačine preko jedne ili više pravougaonih ćelija.

Granični uslovi

Sve okružujuće čvrste površine građevinskih konstrukcija i elemenata podležu toplotnim graničnim uslovima koji daju informacije o ponašanju materijala na dejstvo požara. Obično se osobine materijala nalaze u bazi podataka i pozivaju se po nazivu. Toplotni i maseni prenos prema i od čvrste površine, obično se rukovodi empirijskim korelacijama, mada je moguće proračunati ga korišćenjem direktne numeričke simulacije (DNS).

5.1.1.3. Ograničenja modela

Mada FDS može da obradi većinu požarnih scenarija, u njegovoj primeni postoje odgovarajuća ograničenja. Većina specifičnih ograničenja biće obrađena u narednim poglavljima rada, a neka će se navesti i ovde.

Pretpostavljena mala brzina fluida

Upotreba FDS je limitirana malom brzinom fluida, Mah (*Mach*)-ov broj je manji od 0.3), što je izraženo kod prenosa oslobođene toplote i dima u toku požara. Ova pretpostavka ograničava primenu modela za scenarije koji obuhvataju brzine fluida bliske brzini zvuka, kao što su eksplozije, detonacije, isticanje fluida kroz prigušne ventile.

Pravolinijska geometrija

Efikasnost FDS je određena jednostavnošću pravolinijske numeričke mreže i upotrebom brzog, direktnog proračunavanja polja pritiska. Ovo ograničenje je izraženo kod nekih situacija gde postoje neodređene geometrijske osobine koje se ne mogu podesiti preko pravougaone mreže, mada je za većinu građevinskih objekata to moguće uraditi. Tehnike primenjene u FDS-u za smanjenje efekta "testerastih" smetnji, koje su zastupljene kod nepravolinijskih objekata, koriste se tamo gde se neočekuju dobri rezultati, na primer kod namere da se proračunaju efekti na graničnim slojevima. Za praktičnije obimnije simulacije, smanjenje rezolucije mreže omogućava brže proračunavanje pritiska i bržu aproksimaciju zakrivljenih zidova sa malim pravougaonim mrežnim ćelijama.

Razvoj i širenje požara

Pošto je model originalno dizajniran za analizu požara industrijskih razmera, moguće ga je pouzdano koristiti za proračunavanje količine oslobađanja toplote (Heat Release Rate-HRR) požara, prenos toplote i emisiju produkata kao i njihovu predikciju u simulaciji. U slučajevima gde model predviđa brzinu fluida i temperaturu, u zavisnosti od rezolucije numeričke mreže, tačnost se kreće od 5–20% u odnosu na rezultate eksperimentalnih istraživanja. Međutim, za požarne scenarije gde je se zahteva tačnost merenja količine oslobađanja toplote sa malim odstupanjima, nesigurnost modela je veća. Neki od uzroka za to su:

1. podaci o materijalima i gorivima su često nepoznati ili ih je teško dobiti;
2. fizički procesi sagorevanja radiativni i konvektivni prenos čvrste faze su previše komplikovani da se matematički reprezentuju u FDS-u;
3. rezultati proračuna su u zavisnosti i od numeričkih i od matematičkih parametara.

Sagorevanje

Pomenuti model pretpostavlja da je pri sagorevanju mešanje goriva i kiseonika kontrolisano i da su reakcije između goriva i kiseonika izuzetno brze.

Međutim, navedena pretpostavka je dobra samo za dobro ventilisane požare. Kod slabo ventiliranih požara, ili pak u slučaju gašenja požara vodenom maglom i ugljen-dioksidom, gorivo i kiseonik se neće mešati zbog ograničenog dotoka oksidatora. Fizički mehanizmi osnova ovog fenomena su veoma kompleksni. To je i razlog što se pojednostavljeni modeli oslanjaju na tačnost predviđanja temperature plamena i lokalne dilatacije pritiska. Mora se uzeti u obzir i činjenica da pod-mrežno modeliranje gasne faze smanjuje opseg aktivnog istraživanja kod procesa sagorevanja.

FDS je podesan za široki niz scenarija termo-pokretnog fluida, uračunavajući požar, kako na otvorenom tako i unutar građevinskih objekata. Do danas je preko FDS-a dizajniran veliki broj aplikacija a polovina ih je namenjena i za forenzičku rekonstrukciju. Požarno dizajniranje određeno je regulativom ili inženjerskom analizom.

Pošto je količina oslobađanja toplote poznata, uloga modela za predviđanje prenosa toplote i produkata sagorevanja kroz prostor zahvaćen požarom i izvan njega, je posebno interesantna. Prisustvo sistema ventilacije često u simulaciju uključuje: ventilatore, duvače, ventilacione kanale, dimne upravljačke sisteme, izduvne otvore i slično.

Forenzička rekonstrukcija iziskuje model za simulaciju aktuelnog požara koji se zasniva na informacijama prikupljenim posle događaja. U tu svrhu simulacija sjedinjuje delove nezavisnih posmatranja u kontinuirani opis dinamike požara. Rekonstrukcija, obično zbog prisustva virtuelnih, potencijalno zapaljivih materija i materijala u prostoriji, naročito u slučaju flešovera, uključuje više interakcija gas/čvrsta faza.

Generalno gledajući forenzička rekonstrukcija je bolja što se ima više informacija. Nesporno je da predikcija procesa i parametara požara kao što su: piroliza, sagorevanje, rasprostiranje plamena i produkata sagorevanja, količina oslobađanja toplote i njen prenos, ima značajnu ulogu u okviru preventivne zaštite od požara.

Studije o validnosti FDS-a više su fokusirane na dizajn aplikacija nego na rekonstrukciju. Prenos dima i toplote su primarni i njihovo istraživanje je uslovljeno pravilnim postavljanjem mernih instrumenata-merača toplotnog fluksa i gasnih analizatora.

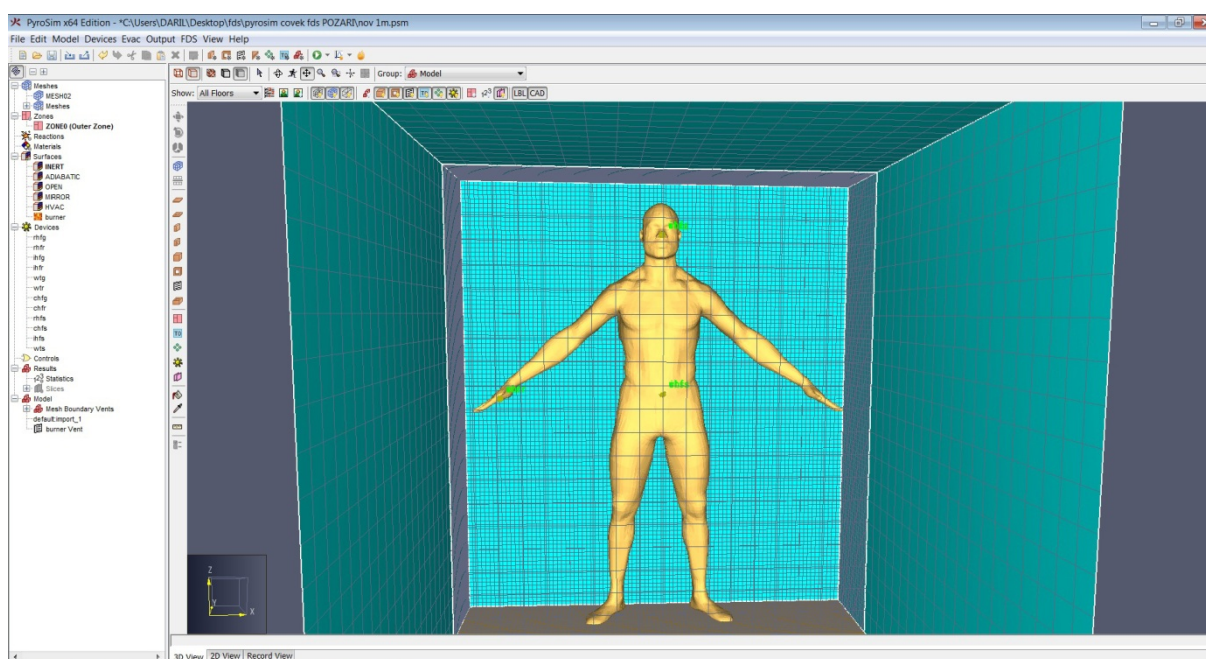
5.1.1.4. Simulacija primenom programa FDS i PiroSym

Svi potrebni ulazni parametri FDS-u radi opisivanja određenog scenarija dostavljaju se preko dva tekstualna fajla kreirana od strane korisnika. Ovi fajlovi sadrže informacije o numeričkoj mreži, ambijentalnim uslovima, geometriji objekta, osobinama materijala, kinetici sagorevanja i željenim izlaznim vrednostima.

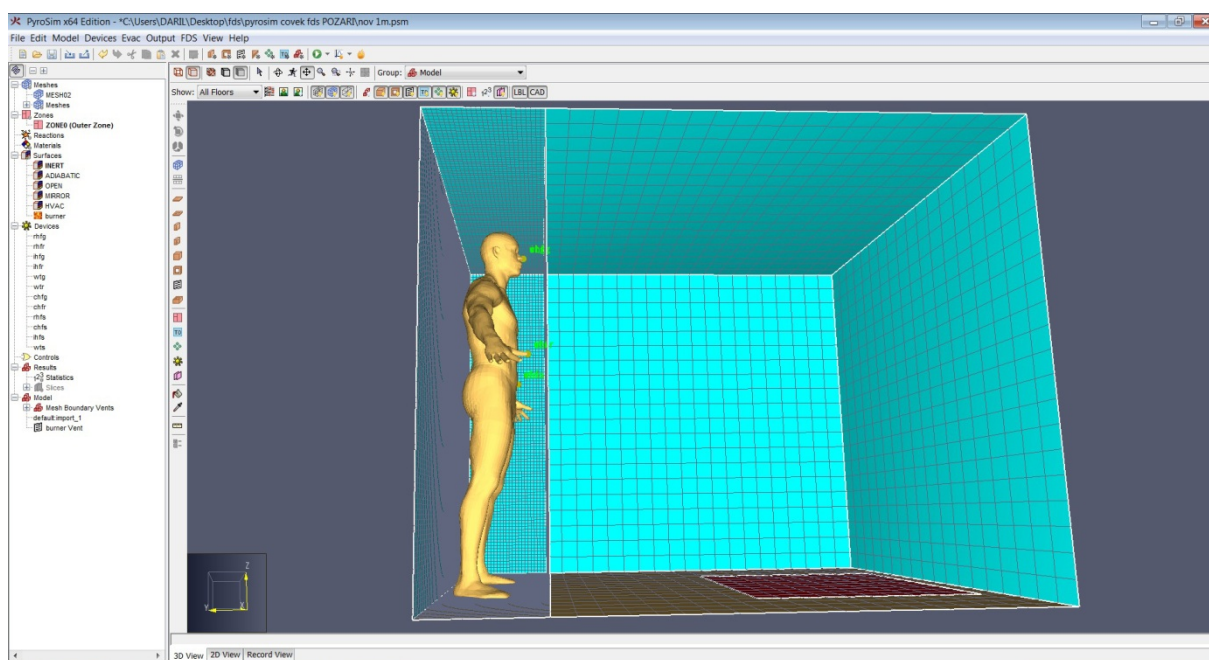
Numerička mreža je jedna ili ih ima više pravolinijskih i sadrži uniformne ćelije. Sve geometrijske osobine treba usaglasiti sa numeričkom mrežom. Objekti koji su manji od jedne ćelije mreže se aproksimiraju kao jedna ćelija mreže ili se odbacuju. Kod geometrije 3D objekata ulaz je serija pravougaonih blokova.

Za potrebe ovog rada originalni 3D model, vrlo složenog geometrijskog oblika morao je prvo da bude prilagođen, po pitanju mreže za proračunavanje, da bi mogao biti primenjen za numeričku simulaciju u FDS-u. Iz ovog razloga je korišćen program PiroSym. Da bi se nad ovim modelom moglo da izvrši numeričko proračunavanje u FDS-u, prostor u kome se nalazio 3D model čoveka, morao je da bude podeljen jako finom numeričkom mrežom za proračunavanje, rezolucije 2 mm, dok je ostali prostor bio podeljen normalnom numeričkom mrežom rezolucije 0.1 m, što je u skladu sa podacima o validnosti primene numeričke mreže za simulaciju požara.

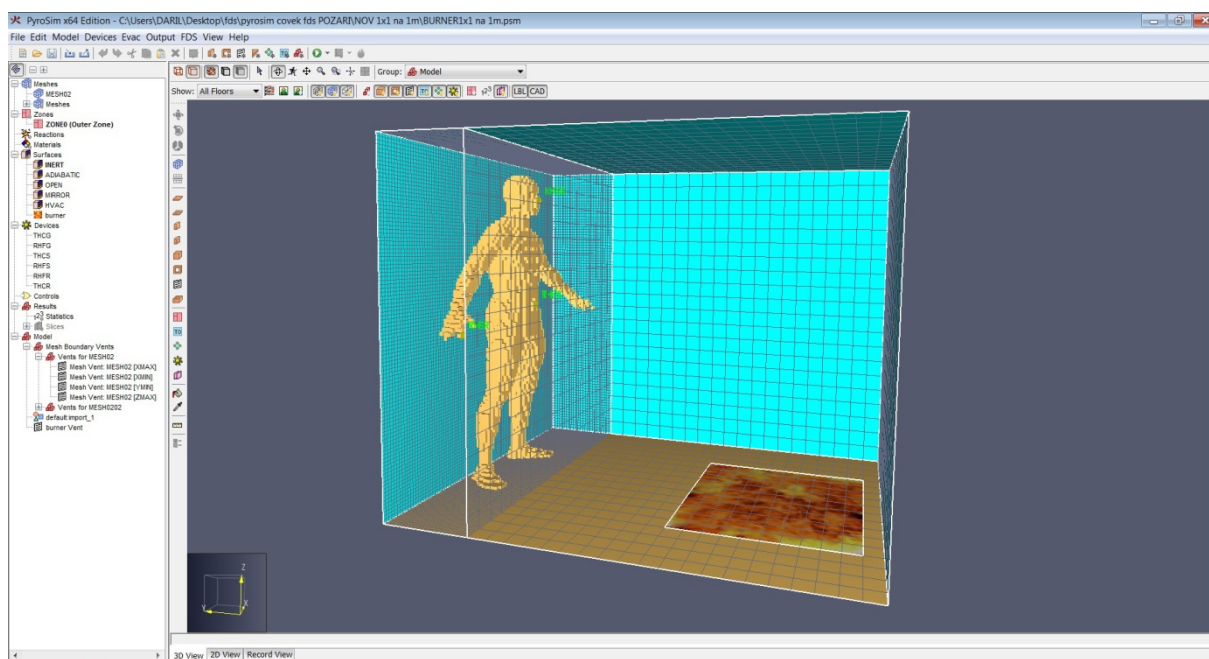
Izgled inicijalnog modela prikazan je na slikama 5.2, 5.3, i 5.4. Za snimanje vrednosti temperatura i radijativnog toplotnog fluksa na 3D model čoveka postavljeni su senzori i to na glavi (na vrhu nosa), na prstu ruke i na stomaku, u visini pupka.



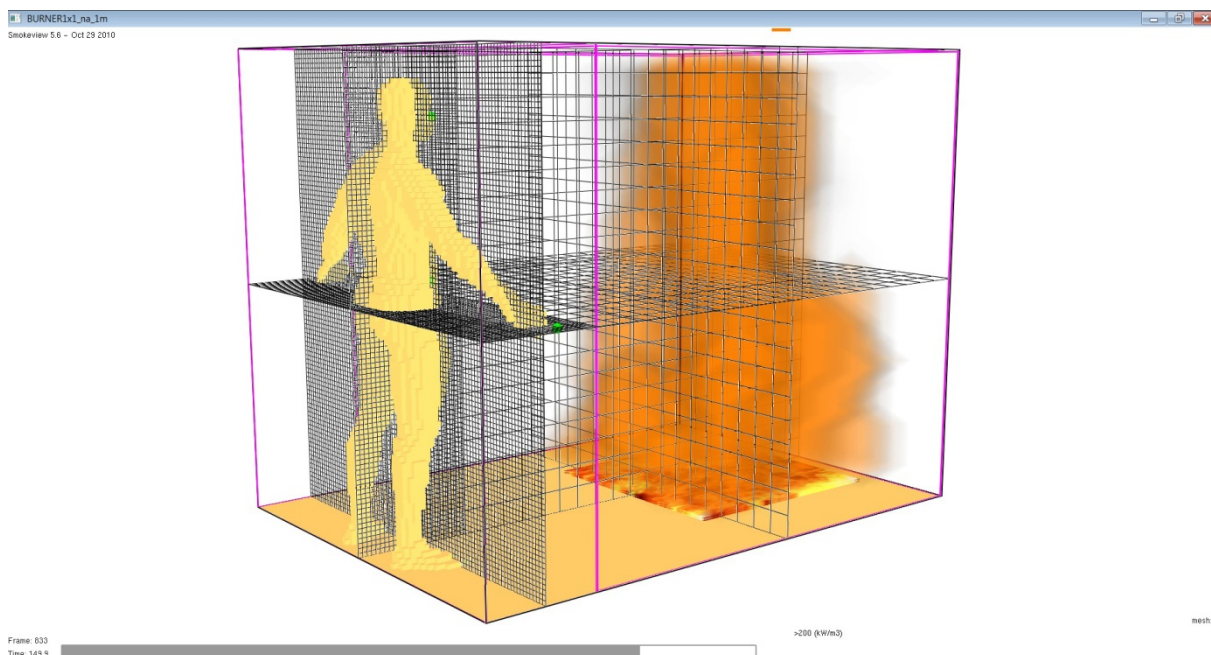
Slika 5.2 - Frontalni pogled inicijalnog modela sa postavljenim sensorima za merenje temperature i radijativnog toplotnog fluksa



Slika 5.3 - Bočni pogled inicijalnog modela



Slika 5.4 - Izgled inicijalnog modela posle učitavanja adekvatne numeričke mreže za proračunavanje za dalju primenu u program FDS



Slika 5.5 – Izgled modela i numeričke mreže za proračunavanje u programu FDS

Termičke osobine kao što su toplotna provodljivost, specifična toplota, gustina i osobine mogu se naći u raznim knjigama i priručnicima. U nedostatku, određuju se eksperimentalno. Podaci o toplotnim karakteristikama običnih materijala implementirani su u bazu podataka FDS-a, ali može se desiti da za neke praktične aplikacije ona ne bude dovoljna. Upravo je to bio problem kod proračunavanja neophodnih parametara požara za izradu simulacija, jer karakteristike biloloških materijala nisu uključene u ovu bazu podataka. Iz ovog razloga su korišćeni podaci iz literature, koji su navedeni u tabeli 3.18.

5.1.2. Opis programskog paketa CST Studio Suite

CST Studio Suite je program za trodimenzionalno modelovanje prostiranja elektromagnetnih polja, koji je razvijen od strane Computer Simulation Technology. Program koristi različite metode proračunavanja (analiza u vremenskom domenu, analiza u frekventnom domenu, analiza korišćenjem frekvencijskih metoda, kao i metode fizičke i geometrijske optike i dr.). Za modeliranje složenih struktura: mikrotalasni filteri, antene, cirkulatori, attenuatori, itd. osnovni način proračunavanja je tranzijentna analiza koja rešava problem pobude mikrotalasne strukture radio impulsima, što ga odvaja od većine drugih softverskih proizvoda. Pored toga, mogu se proračunavati i temperatura i apsorpcija energije u dielektričnoj sredini sa gubicima, kao i putanja i distribucija čestica u mikrotalasnom uređaju: magnetroni, cevi. itd. Osnovne dve metode koje se koriste su: metoda konačnih razlika u vremenskom domenu – FDTD i metod konačne integracije – FIT, koji su opisani u prethodnoj glavi ovog rada.

5.2. METOD ZA ODREĐIVANJE BEZBEDNOG RASTOJANJA LJUDI OD POŽARA

Na osnovu teorijskih razmatranja u prethodnim poglavljima u ovom radu, sintezom i indukcijom se došlo do novog metoda za određivanje bezbednog rastojanja koji je izložen u sledećim algoritamskim koracima, koji definišu sledeće simulacione postupke:

1. Na osnovu podataka o zadatim dimenzijama i snagama toplotnog izvora (požara), korišćenjem programskog paketa FDS, izračunavaju se vrednosti radijativnog toplotnog fluksa koji dospeva na kožu čoveka i temperature na površini tela.

2. Na osnovu literaturnih podataka o zračenju crnog tela na temperaturi koja je zabeležena u centru požara, u našem slučaju ova temperature iznosila je 1000 K, izračunavaju su energetski doprinosi za sve opsege toplotnog zračenja, sa širinom opsega od 1-2 μm .

3. Za jedan izabrani opseg, u našem slučaju izabran je opseg od 60-62 μm , izračunava se je radijativni toplotni fluks tog opsega. Posmatrajući radijativni toplotni fluks kao intenzitet toplotnog zračenja, tj. intenzitet Pointing-ovog vektora elektromagnetnog ravanskog talasa frekvencije odabranog opsega, u našem slučaju 4.9 THz, izračunava se njemu odgovarajući intenzitet jačine električnog polja.

4. Na osnovu podataka o građi kože, termodinamičkim i elektromagnetnim karakteristikama kože, formira se jednostavan jednoslojni model kože.

5. Smatrajući da je pravac prostiranja ravanskog talasa normalan na površinu kože, korišćenjem programskog paketa CST Studio Suite i odgovarajućeg numeričkog postupka izračunavaju se komponente elektomagnetnog polja u tkivu.

6. Analizirajući dubinu prodiranja energije u tkivo kože, dolazi se do zaključka da se najveći deo energije talasa apsorbira u vrlo uskom površinskom sloju kože i da se na osnovu Hajgens-Fresnel (*Huygens-Fresnel*)-ovog principa ovaj sloj može smatrati sekundarnim izvorom toplotnog zračenja.

7. Formira se novi toplotni izvor dimenzija dubine penetracije površinskog sloja kože, što odgovara $1/e^2$ incidentne energije koja dospeva na kožu. Izračunata je snaga toplotnog izvora, tj zapreminska gustina snage, koristeći toplotni talas koji obuhvata ceo spektar toplotnog zračenja, a na osnovu prethodno određenih energetskih doprinosa (korak 4) svih opsega toplotnog zračenja.

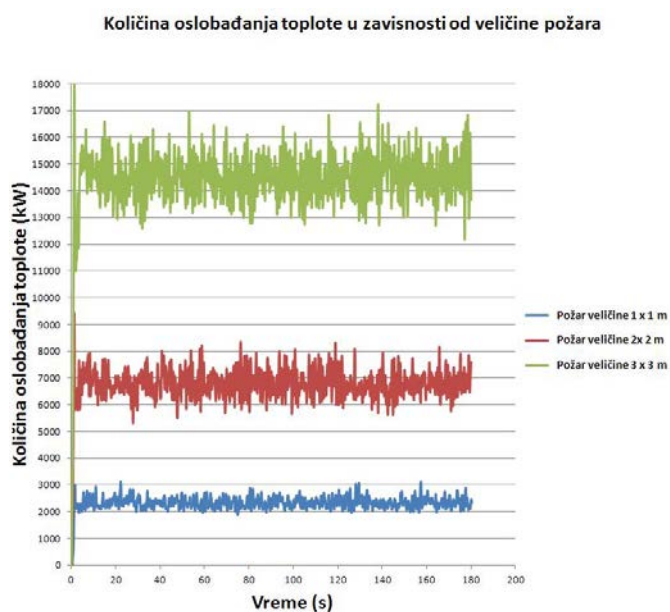
8. Ovom sloju se pridružuje još jedan sloj kože istih elektromagnetnih karakteristika. Za ovako novodobijeni simulacioni model izvršava se proračun komponenta

elektromagnetnog polja, apsorbovane gustine snage i proračunava se raspodela temperature u modelu.

9. Analiziraju se dobijeni rezultata i vrši se odlučivanje da li je u bilo kojoj tački modela kože došlo do prekoračenja temperature bola. U slučaju prekoračenja, vrši se povećanje rastojanja čoveka od izvora i ponovno izvršavanje svih postupaka definisanih koracima 1-8. U slučaju da maksimalna temperatura u modelu nije dostigla temperaturu praga bola $T_{bola} = 44^{\circ}\text{C}$, već je bliska njoj, može se smatrati da se čovek nalazi na bezbednom rastojanju od požara. U slučaju da je proračunata temperatura u modelu kože znatno manja od temperature praga bola može se iterativni postupak ponoviti time što će se smanjiti rastojanje između čoveka i izvora.

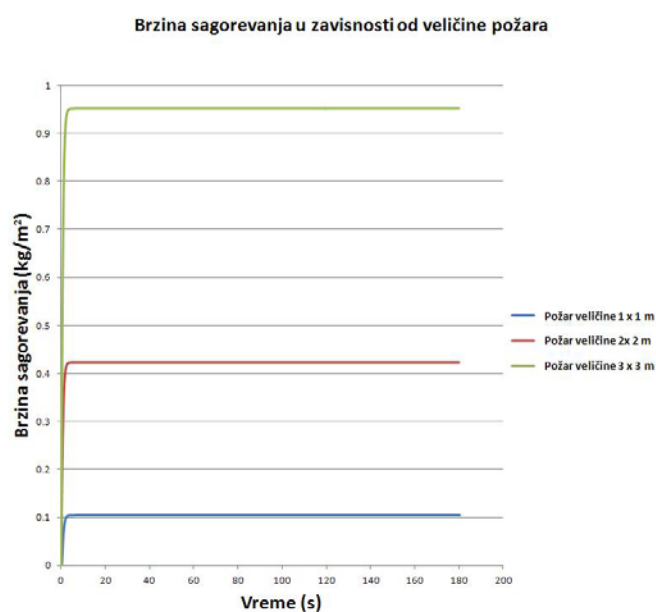
5.2.1. Izračunavanje vrednosti radijativnog toplotnog fluksa primenom FDS (korak 1)

Za potrebe simulacije posmatran je požar ugljovodoničnog goriva iz gorionika. Namerno je posmatran ovakav tip požara, jer se razvijena faza požara kod gorionika mnogo brže postiže nego kod požara razlivenog goriva. Dimenzije izvora paljenja menjane u su odnosima 1 x 1 m, 2 x 2 m i 3 x 3 m. 3D model čoveka, sa učitanim termičkim karakteristikama kože, postavljan je na rastojanju od 1, 2 i 3 m od izvora toplotnog zračenja tj. požara. Izvor paljenja bio je snage 5000 kW/m², što je po paljenju oslobađalo količinu toplote od 5-18 MW. Slika 5.6.



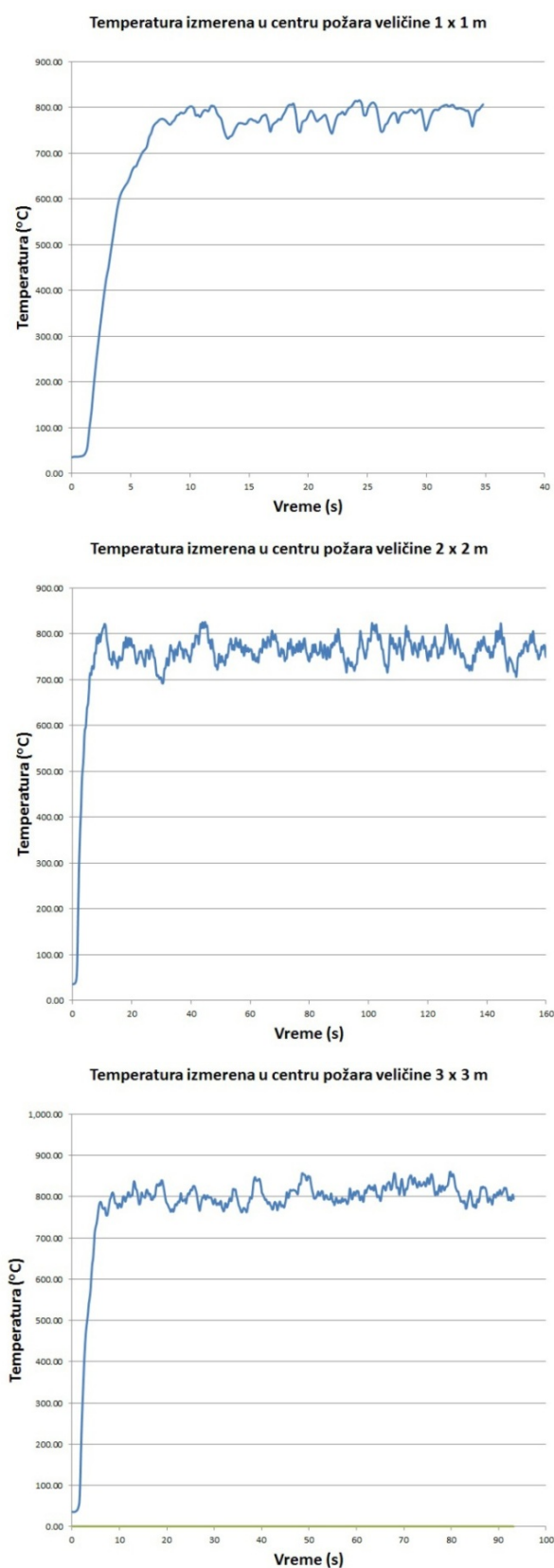
Slika 5.6 - Količina oslobađanja toplote u zavisnosti od veličine požara

Proračunata brzina sagorevanja u simulacijama data je na slici 5.7.

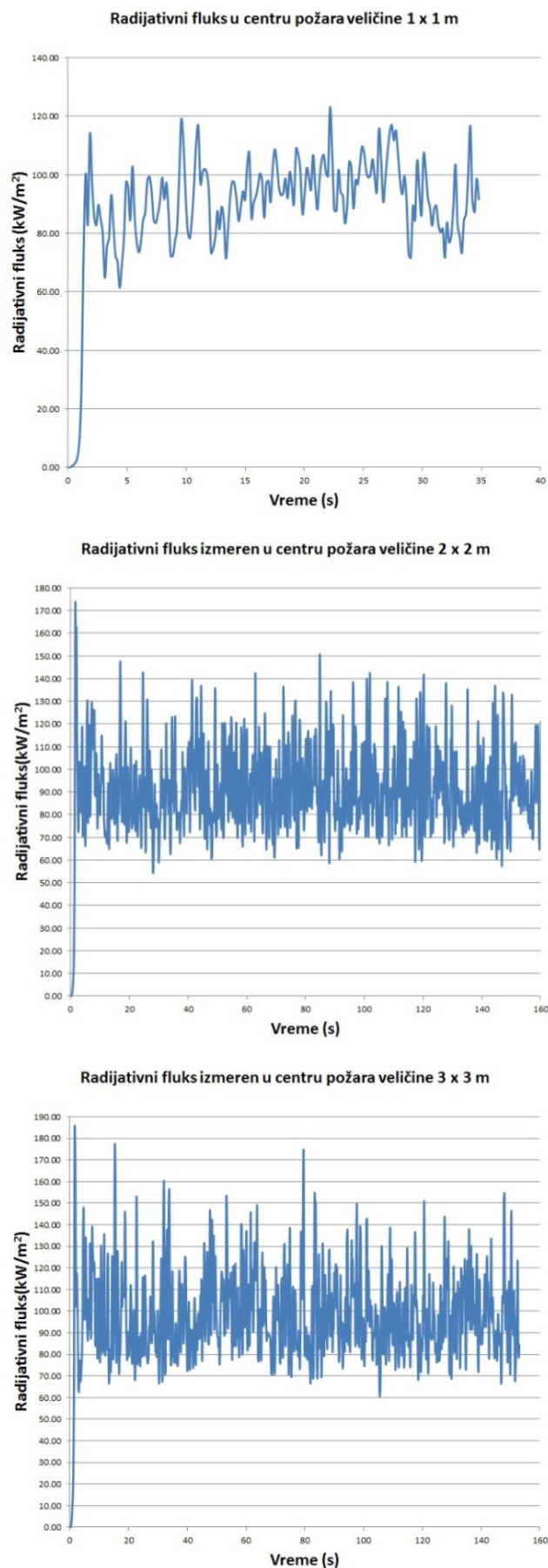


Slika 5.7 - Brzina sagorevanja u zavisnosti od veličine požara.

Srednje vrednosti temperature i radijativnog fluksa u centru požara varirale su od 708-775°C, za temperaturu i 89-100 kW/m² za radijativni toplotni fluks, u zavisnosti od veličine požara, slika 5.8 i slika 5.9.



Slika 5.8 - Temperatura u centru požara u zavisnosti od veličine požara

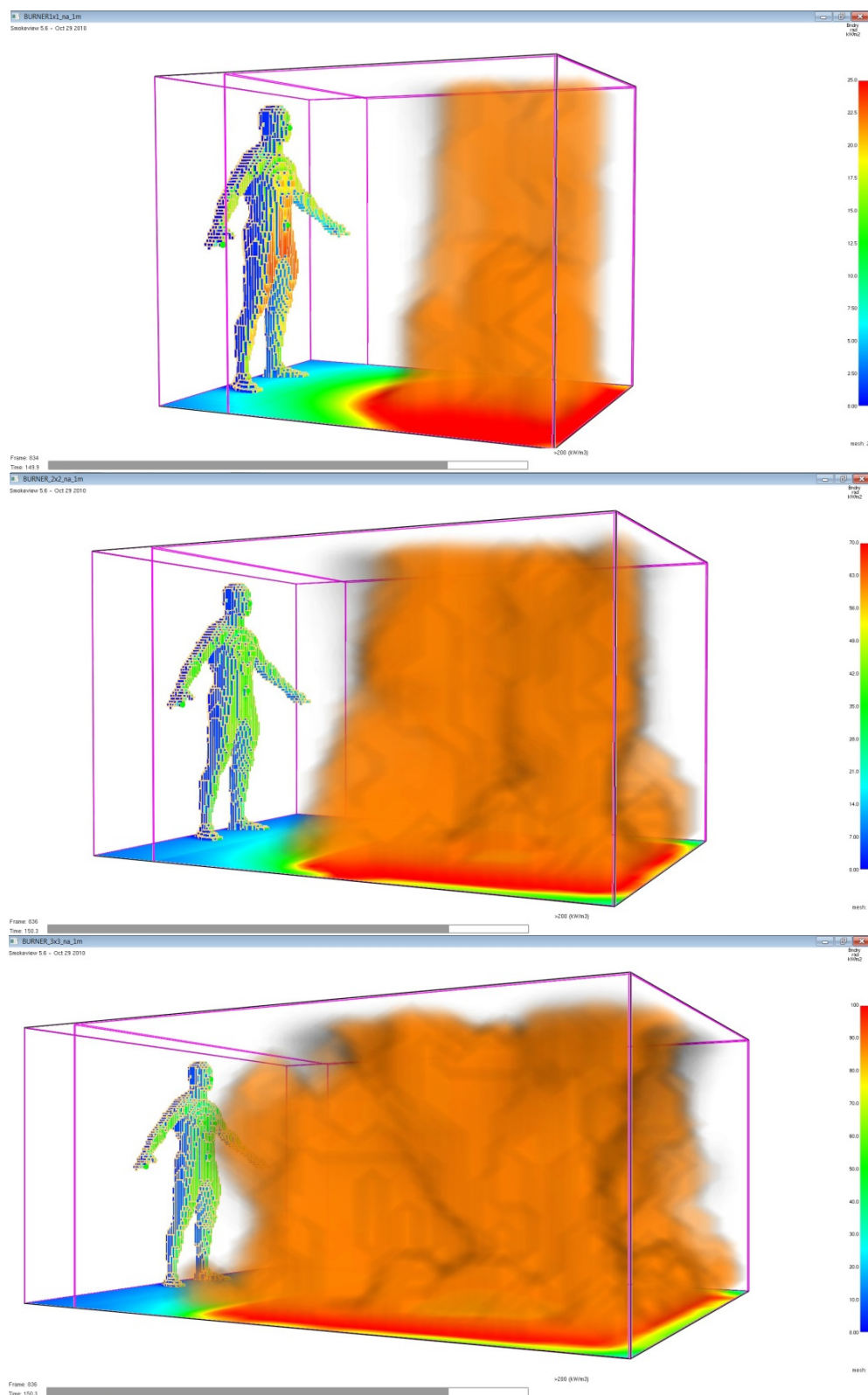


Slika 5.9 - Radijativni fluks u centru požara u zavisnosti od veličine požara

5.2.1.1. Grafički prikaz rezultata proračuna temperature i radijativnog toplotnog fluksa u odnosu na veličinu požara i rastojanje čoveka od požara

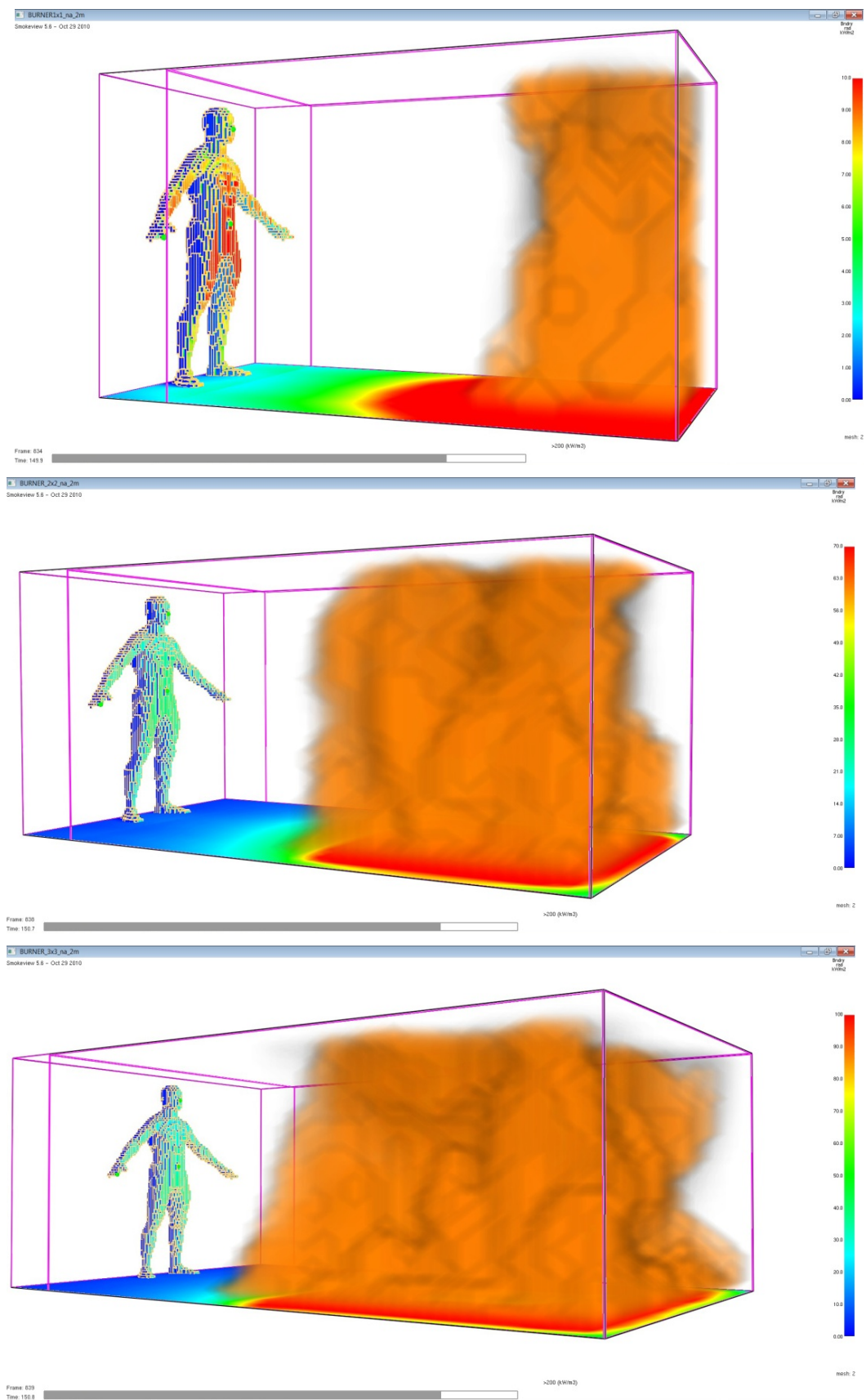
5.2.1.1.1 Radijativni toplotni fluks u odnosu na veličinu požara i rastojanje

Rastojanje čoveka od požara 1 m

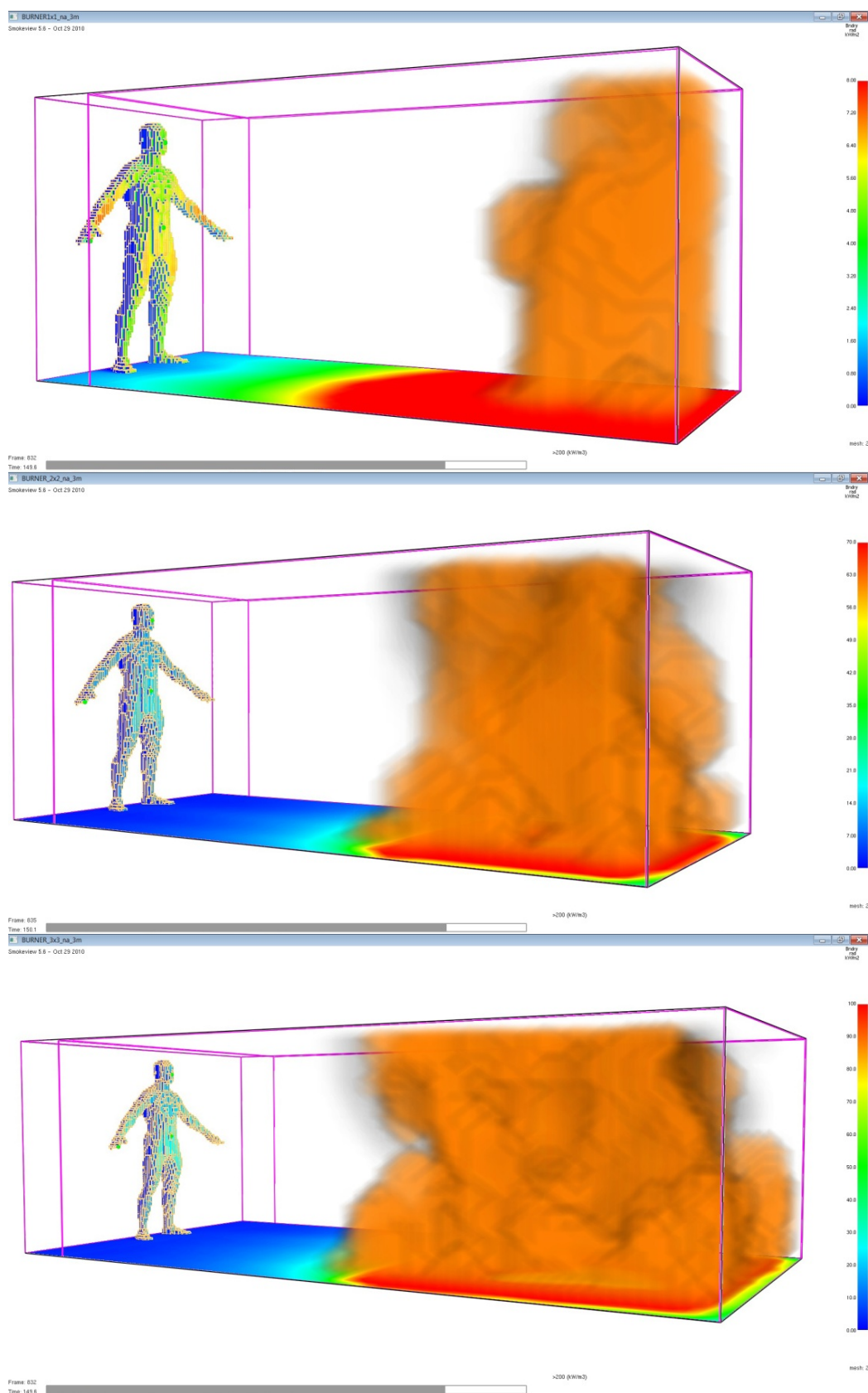


Slika 5.10 – Radijativni toplotni fluks na rastojanju 1m od požara dimenzija 1x1m, 2x2m i 3x3m

Rastojanje čoveka od požara 2 m



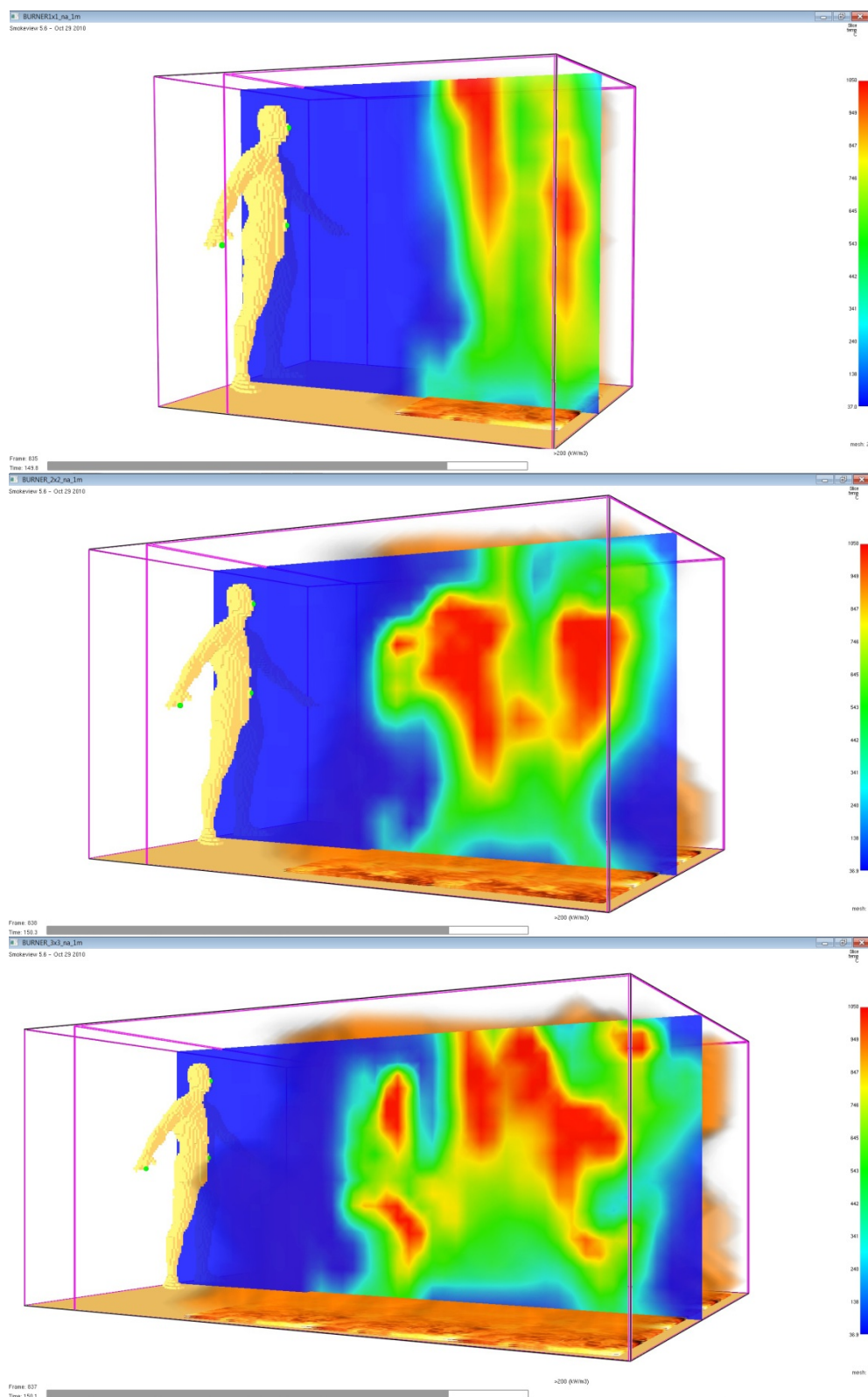
Slika 5.11 – Radijativni toplotni fluks na rastojanju 2m od požara dimenzija 1x1m, 2x2m i 3x3m

Rastojanje čoveka od požara 3 m

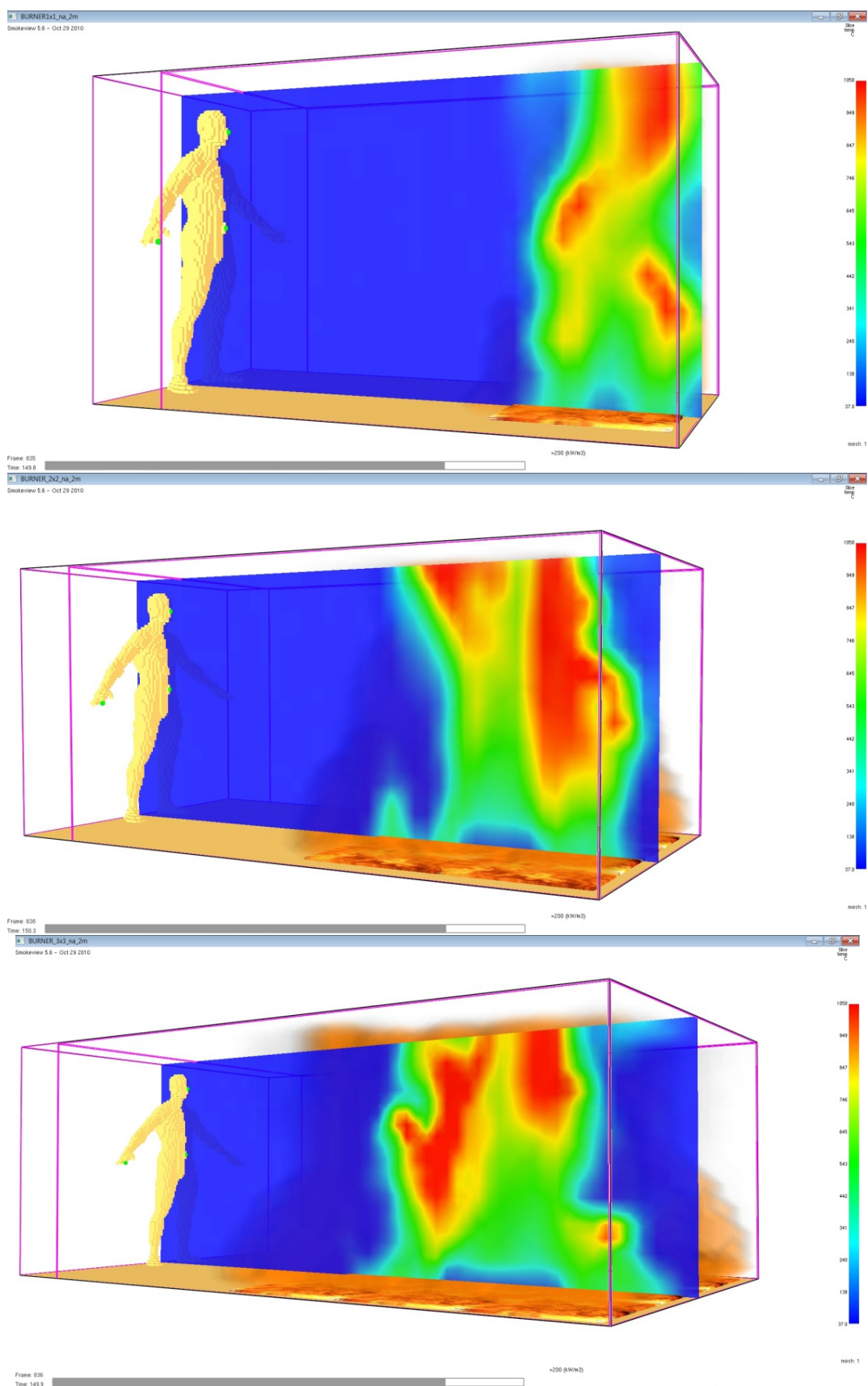
Slika 5.12 – Radijativni toplotni fluks na rastojanju 3m od požara dimenzija 1x1m, 2x2m i 3x3m

5.2.1.1.2. Temperatura u odnosu na veličinu požara i rastojanje

Rastojanje čoveka od požara 1 m

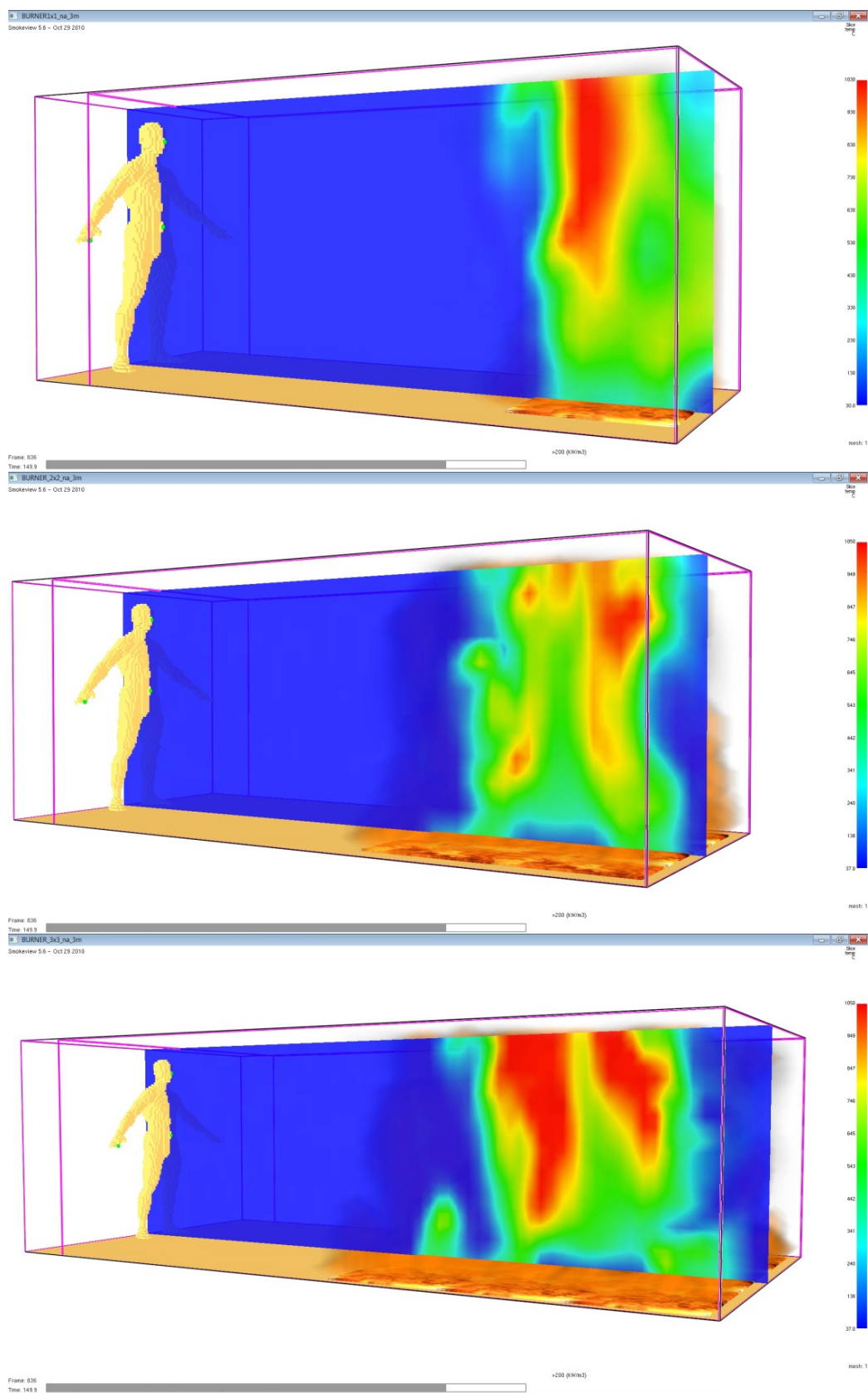


Slika 5.13 – Temperatura u vertikalnoj ravni pri rastojanju čoveka 1m od požara dimenzija 1x1m, 2x2m i 3x3m

Rastojanje čoveka od požara 2 m

Slika 5.14 – Temperatura u vertikalnoj ravni pri rastojanju čoveka 2m od požara dimenzija 1x1m, 2x2m i 3x3m

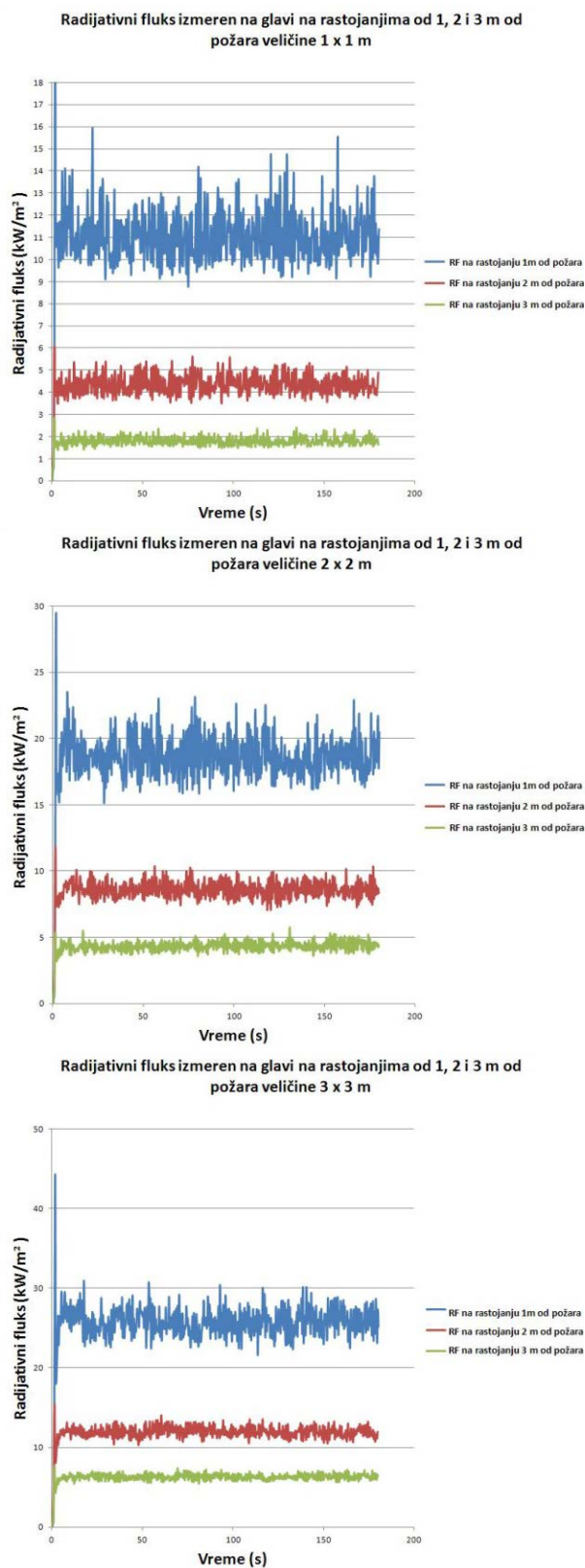
Rastojanje čoveka od požara 3 m



Slika 5.15 – Temperatura u vertikalnoj ravni pri rastojanju čoveka 3m od požara dimenzija 1x1m, 2x2m i 3x3m

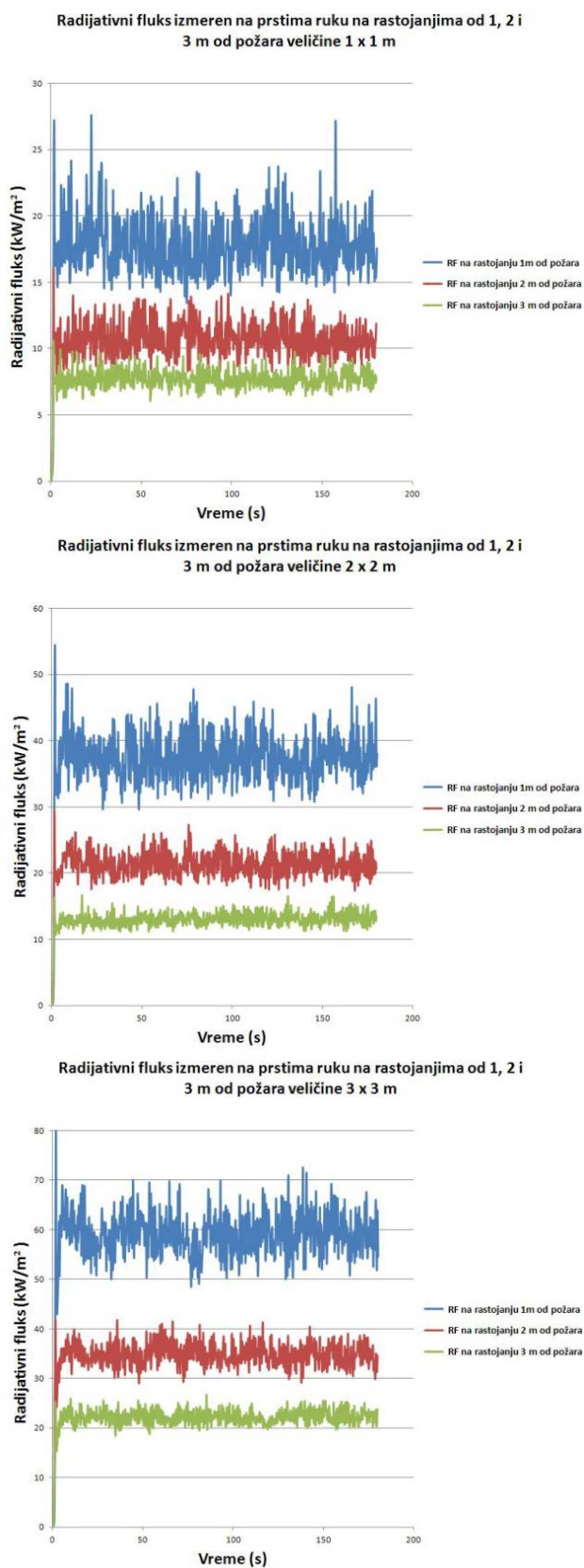
5.2.1.2 Radijativni toplotni fluks i temperatura na glavi, stomaku i prstima ruke u zavisnosti od rastojanja od požara i veličine požara - pojedinačni prikaz

Radijativni toplotni fluks na glavi



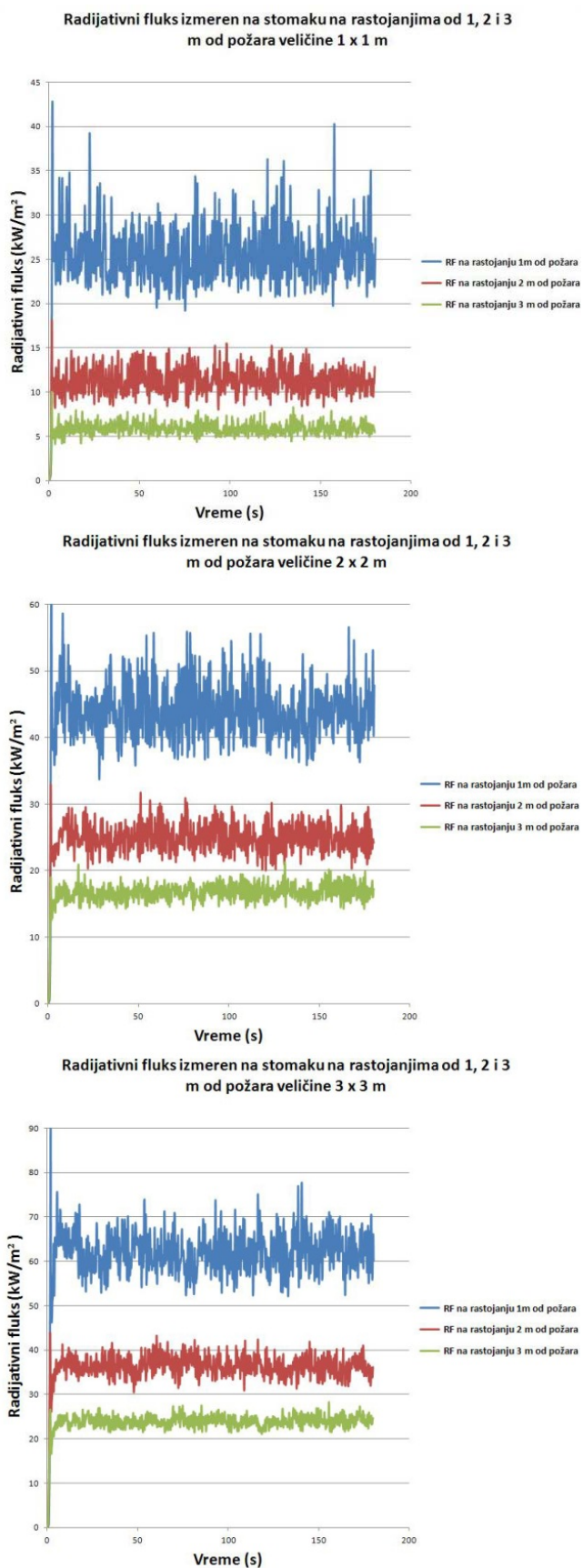
Slika 5.16 – Radijativni toplotni fluks na glavi u odnosu na rastojanje čoveka od požara i veličinu požara

Radijativni toplotni fluks na prstima ruku



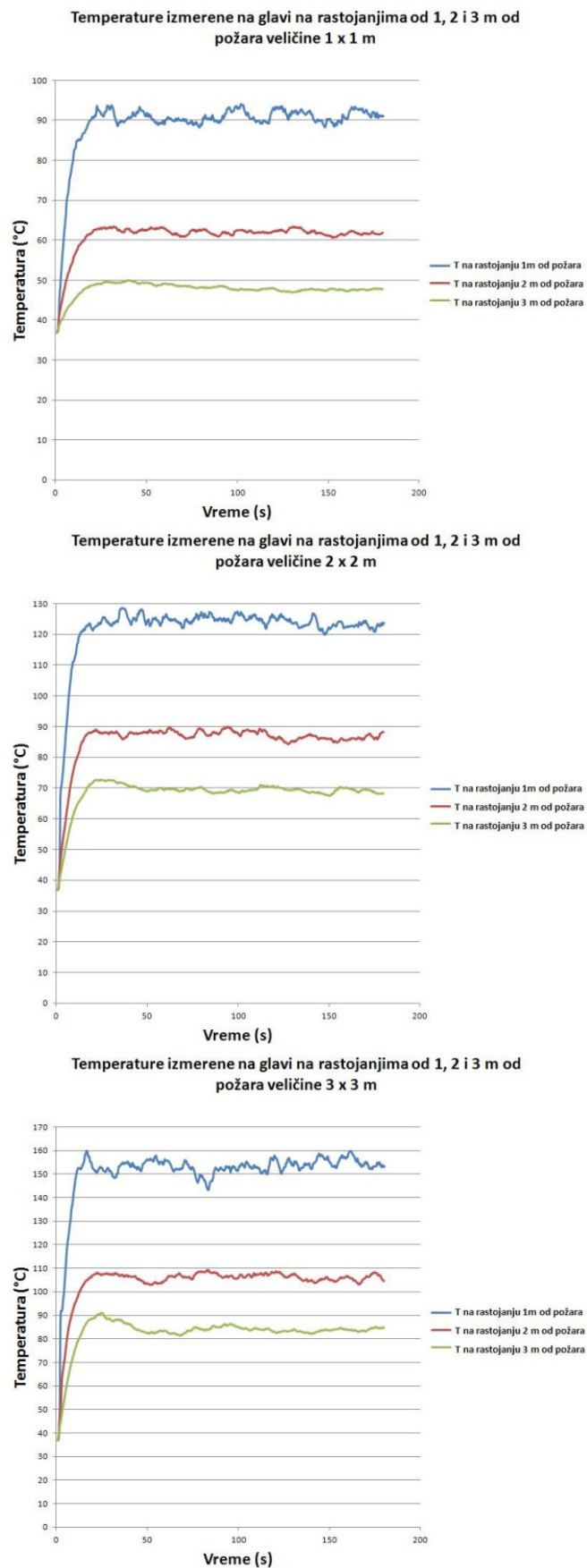
Slika 5.17 – Radijativni toplotni fluks na prstima ruku u odnosu na rastojanje čoveka od požara i veličinu požara

Radijativni toplotni fluks na stomaku



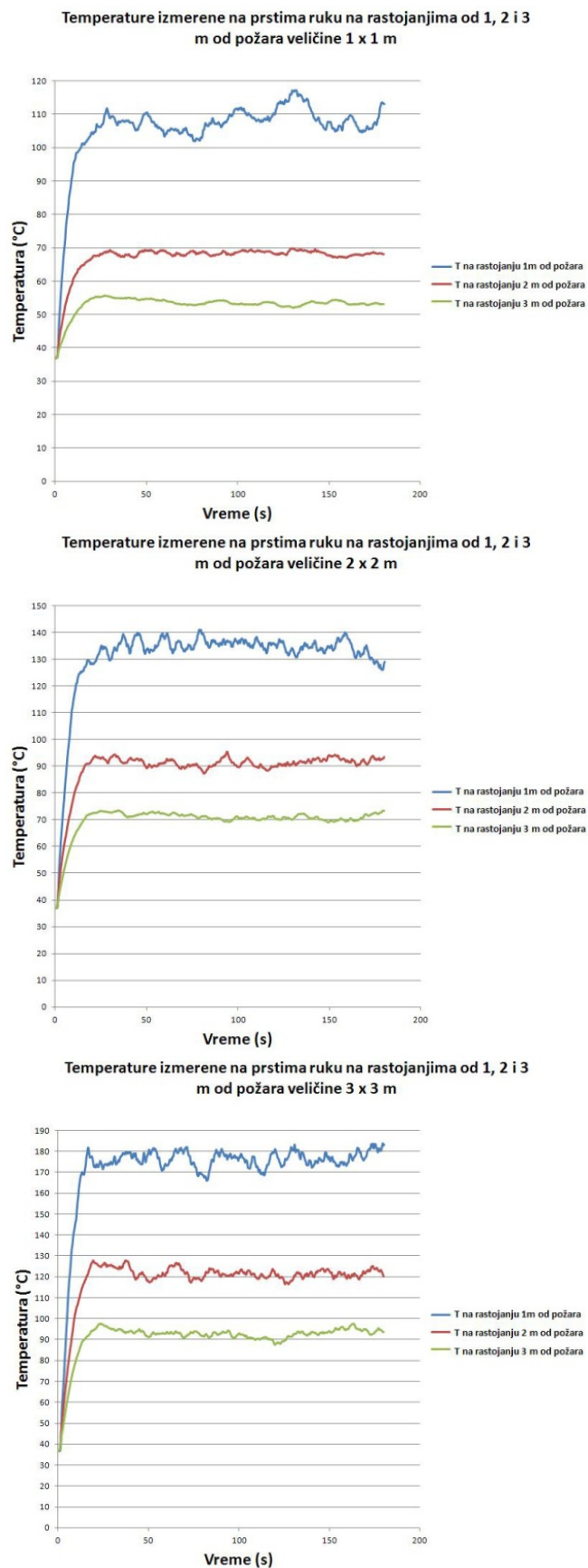
Slika 5.18 – Radijativni toplotni fluks na stomaku u odnosu na rastojanje čoveka od požara i veličinu požara

Temperatura na glavi



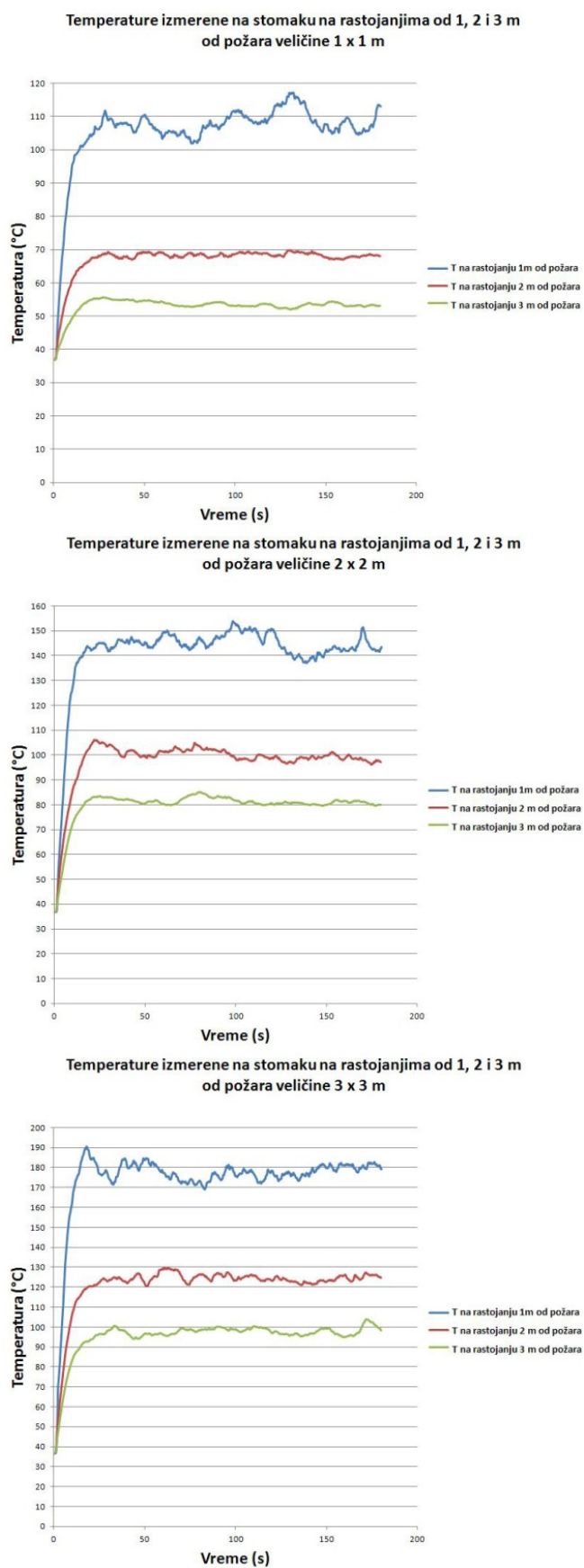
Slika 5.19 – Temperatura na glavi u odnosu na rastojanje čoveka od požara i veličinu požara

Temperatura na prstima ruku



Slika 5.20 – Temperatura na prstima ruku u odnosu na rastojanje čoveka od požara i veličinu požara

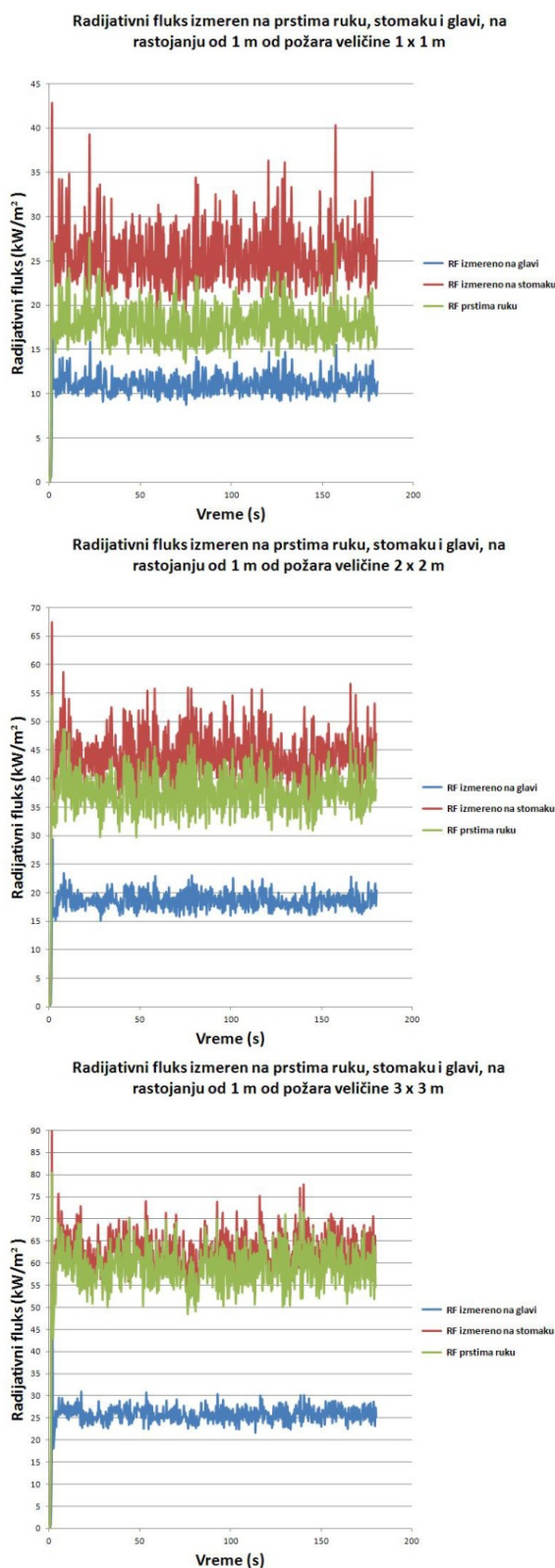
Temperatura na stomaku



Slika 5.21 – Temperatura na stomaku u odnosu na rastojanje čoveka od požara i veličinu požara

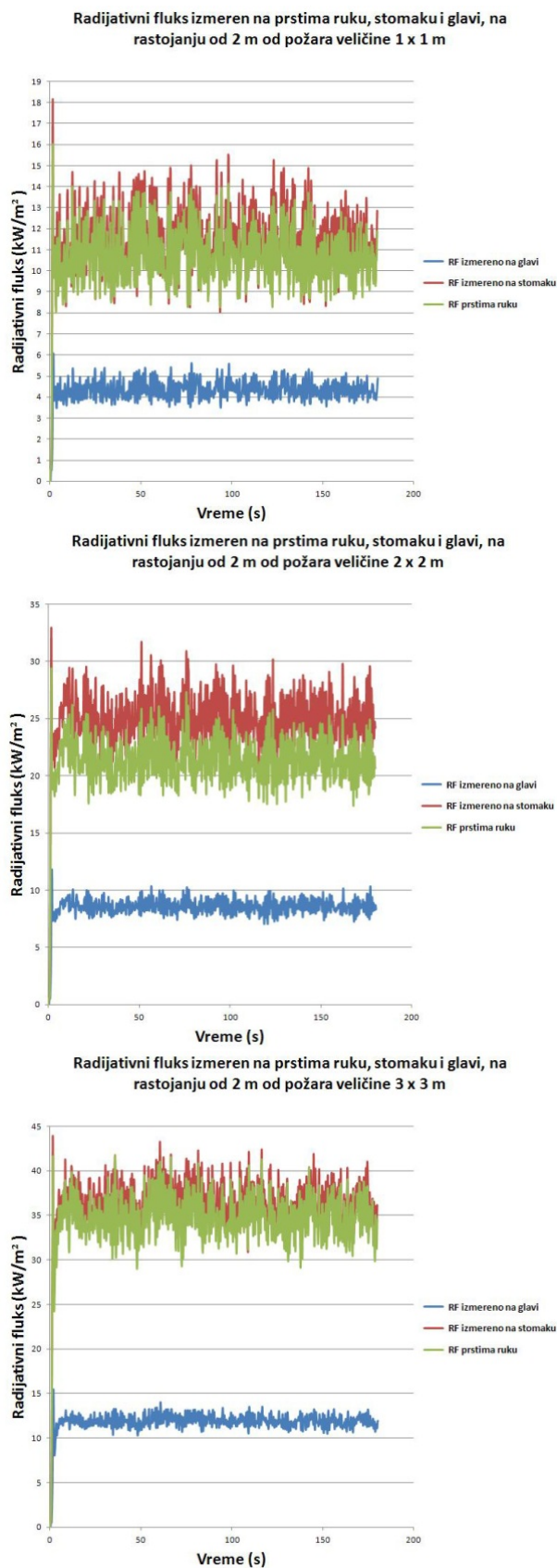
5.2.1.3. Radijativni toplotni fluks i temperatura na glavi, stomaku i prstima ruke u zavisnosti od rastojanja od požara i veličine požara – zbirni prikaz 1

Radijativni toplotni fluks na glavi, stomaku i prstima ruke u odnosu na veličinu požara na rastojanju 1 metar



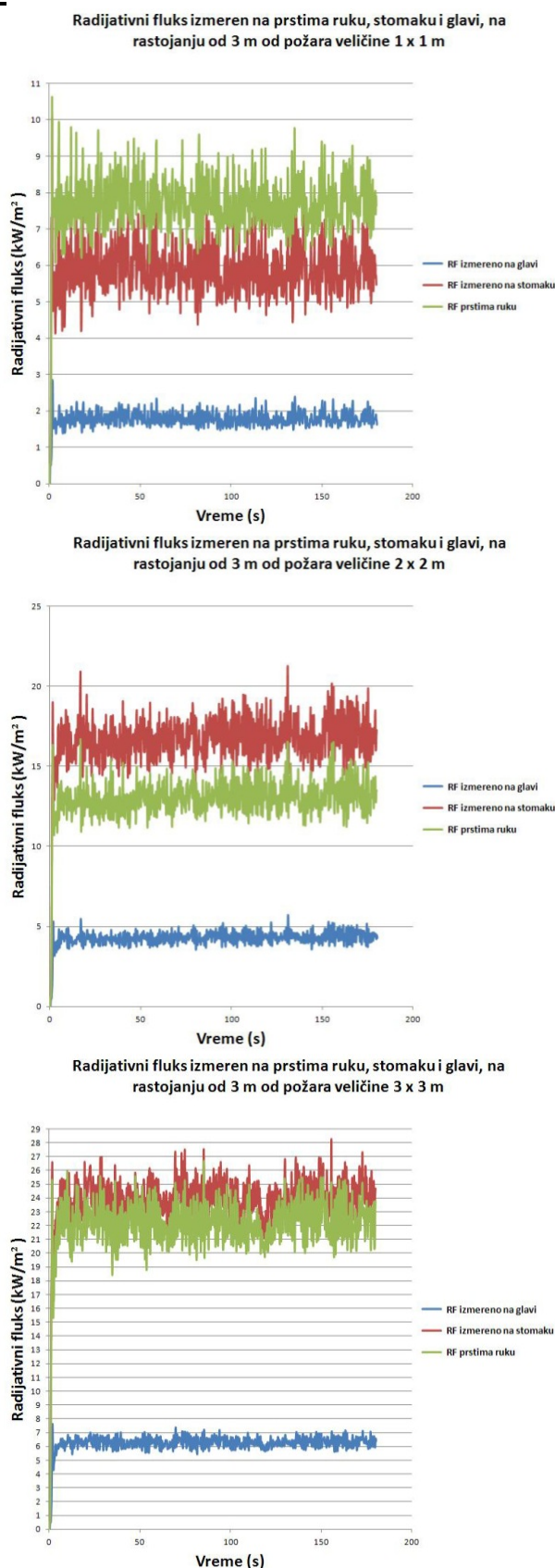
Slika 5.22 – Radijativni toplotni fluks na glavi, stomaku i prstima ruke u odnosu na veličinu požara pri rastojanju čoveka od požara 1m

Radijativni toplotni fluks na glavi, stomaku i prstima ruke u odnosu na veličinu požara na rastojanju 2 metra



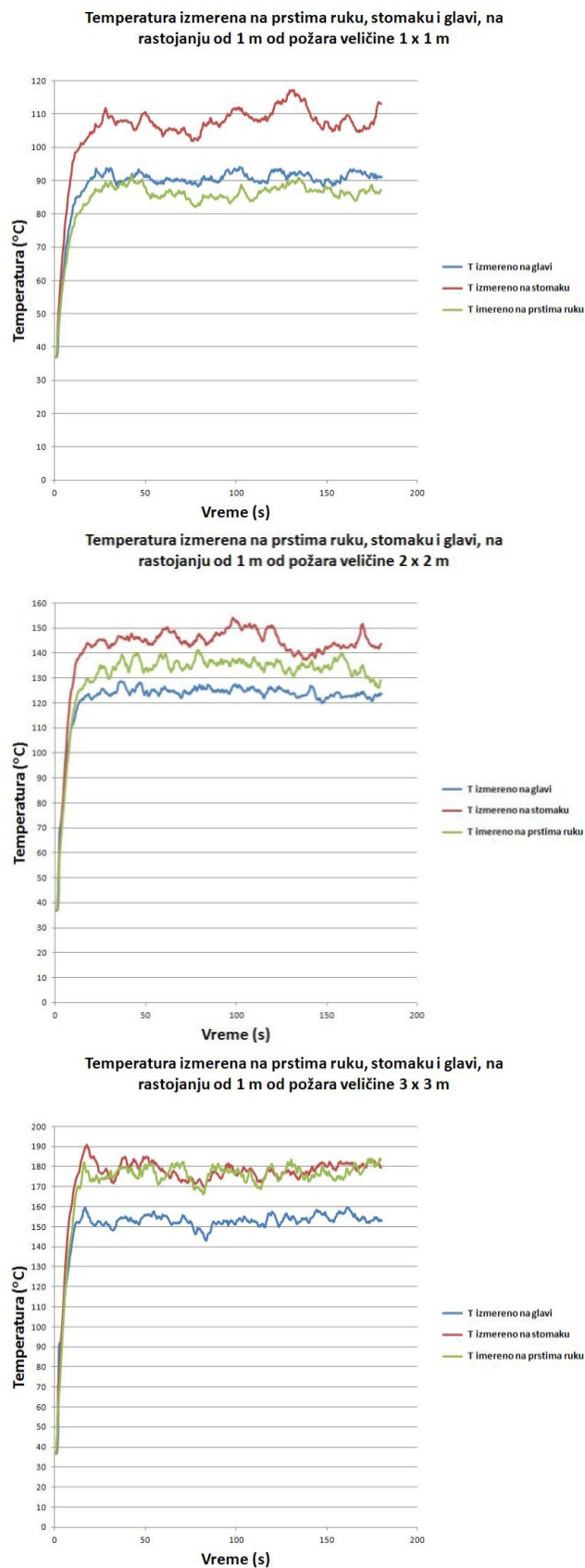
Slika 5.23 – Radijativni toplotni fluks na glavi, stomaku i prstima ruke u odnosu na veličinu požara pri rastojanju čoveka od požara 2m

Radijativni toplotni fluks na glavi, stomaku i prstima ruke u odnosu na veličinu požara na rastojanju 3 metra



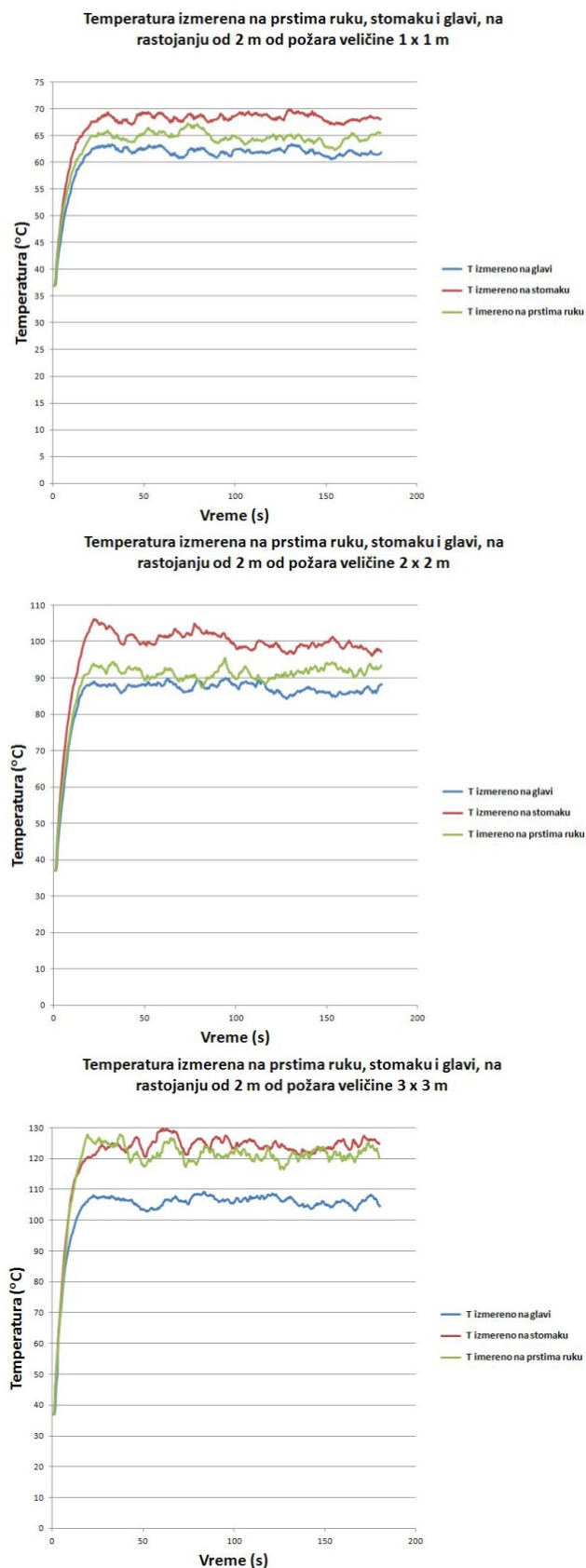
Slika 5.24 – Radijativni toplotni fluks na glavi, stomaku i prstima ruke u odnosu na veličinu požara pri rastojanju čoveka o požara 3m

Temperatura na glavi, stomaku i prstima ruke u odnosu na veličinu požara na rastojanju 1 metar



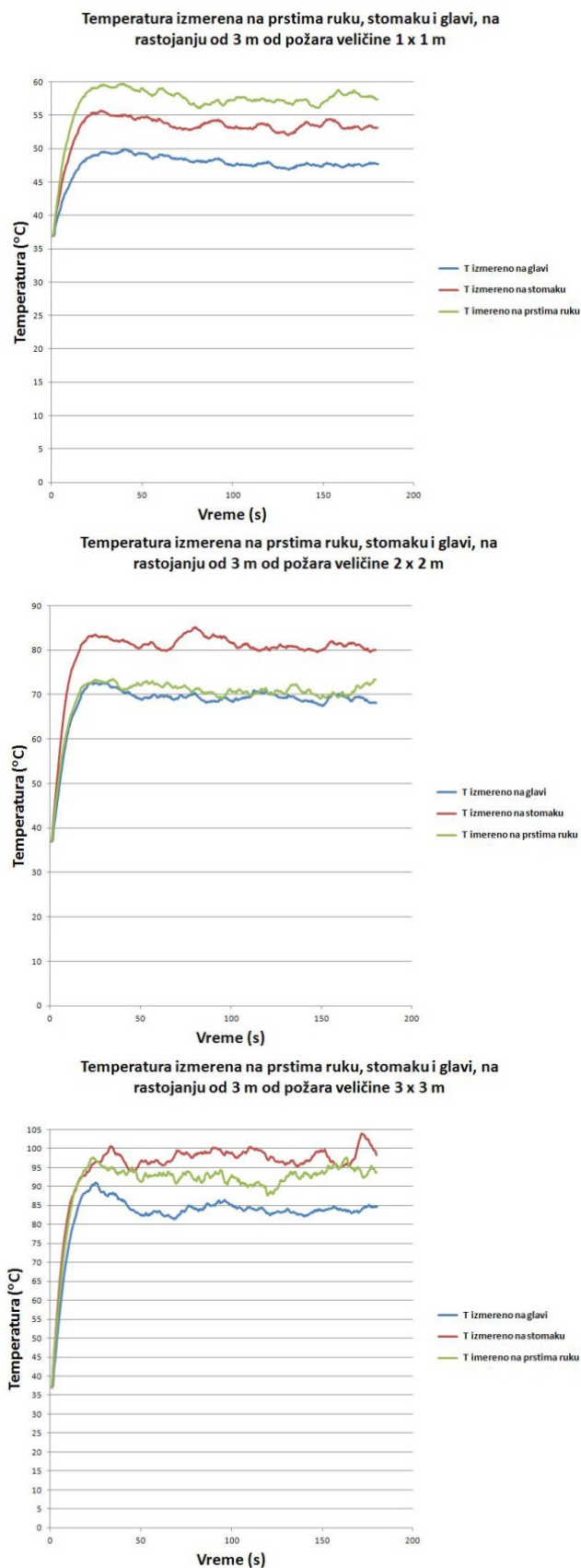
Slika 5.25 – Temperatura na glavi, stomaku i prstima ruke u odnosu na veličinu požara pri rastojanju čoveka od požara 1m

Temperatura na glavi, stomaku i prstima ruke u odnosu na veličinu požara na rastojanju 2 metra



Slika 5.26 – Temperatura na glavi, stomaku i prstima ruke u odnosu na veličinu požara pri rastojanju čoveka od požara 2m

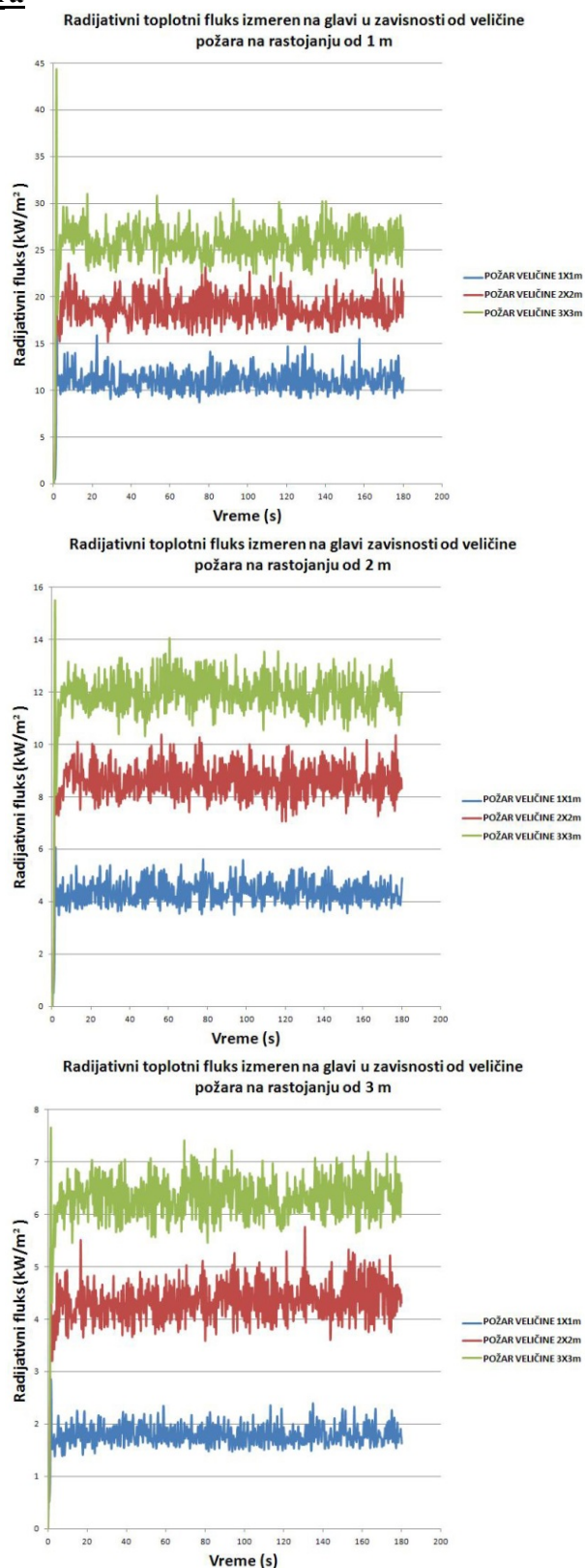
Temperatura na glavi, stomaku i prstima ruke u odnosu na veličinu požara na rastojanju 3 metra



Slika 5.27 – Temperatura na glavi, stomaku i prstima ruke u odnosu na veličinu požara pri rastojanju čoveka od požara 3m

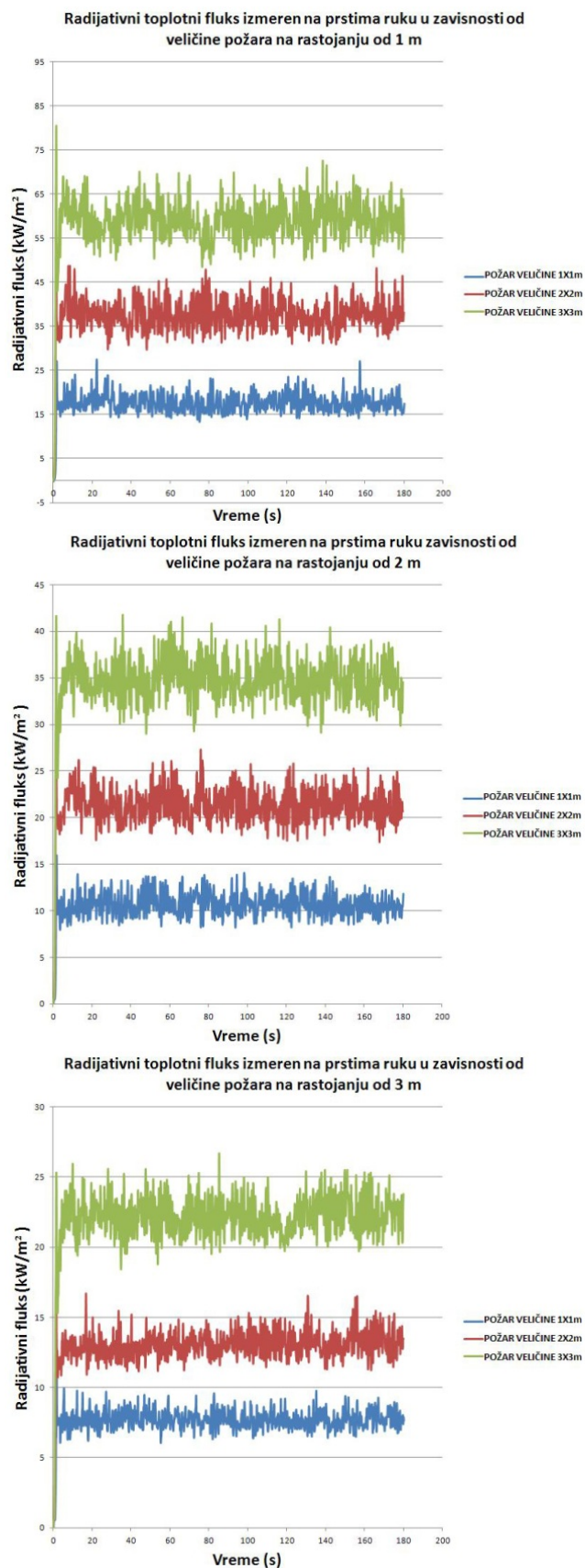
5.2.1.4. Radijativni toplotni fluks i temperatura na glavi, stomaku i prstima ruke u zavisnosti od rastojanja od požara i veličine požara – zbirni prikaz 2

Radijativni toplotni fluks izmeren na glavi u odnosu na rastojanje rastojanje čoveka od požara i veličine požara



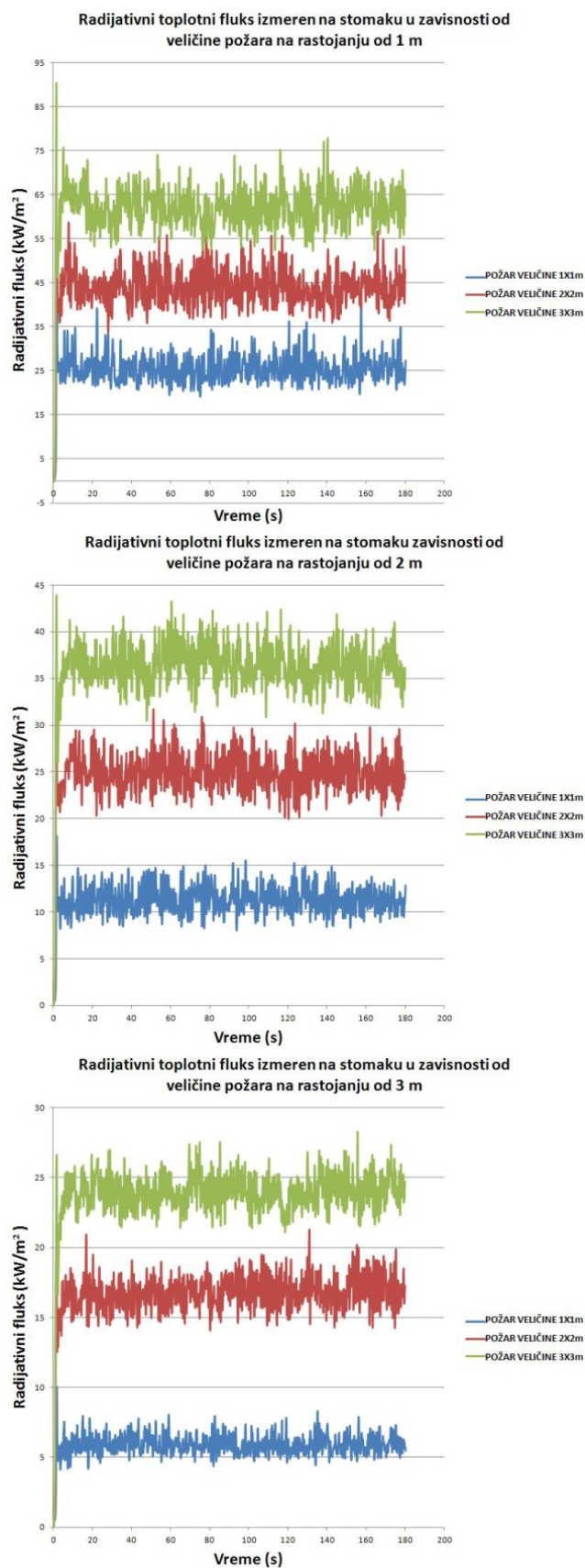
Slika 5.28 – Radijativni toplotni fluks na glavi u odnosu na veličinu požara i rastojanje

Radijativni toplotni fluks izmeren na prstima ruku u odnosu rastojanje čoveka od požara i veličine požara



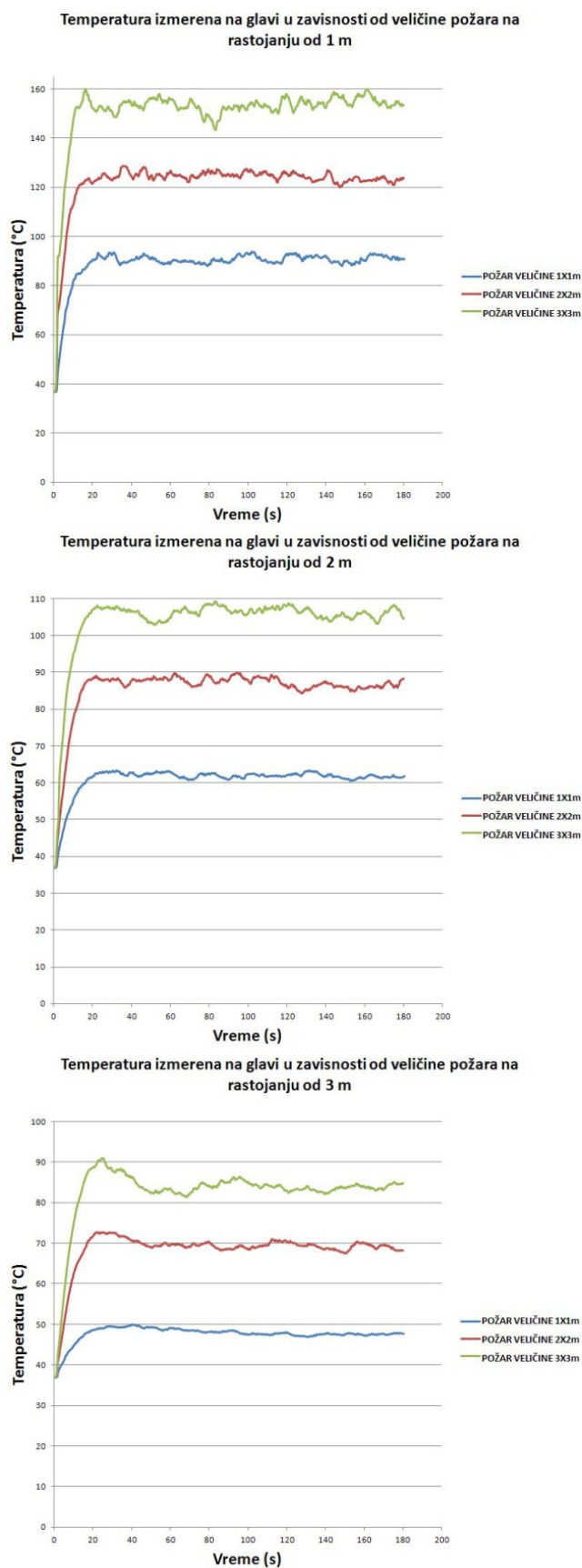
Slika 5.29 – Radijativni toplotni fluks na prstima ruku u odnosu na veličinu požara i rastojanje

Radijativni toplotni fluks izmeren na stomaku u odnosu rastojanje čoveka od požara i veličine požara



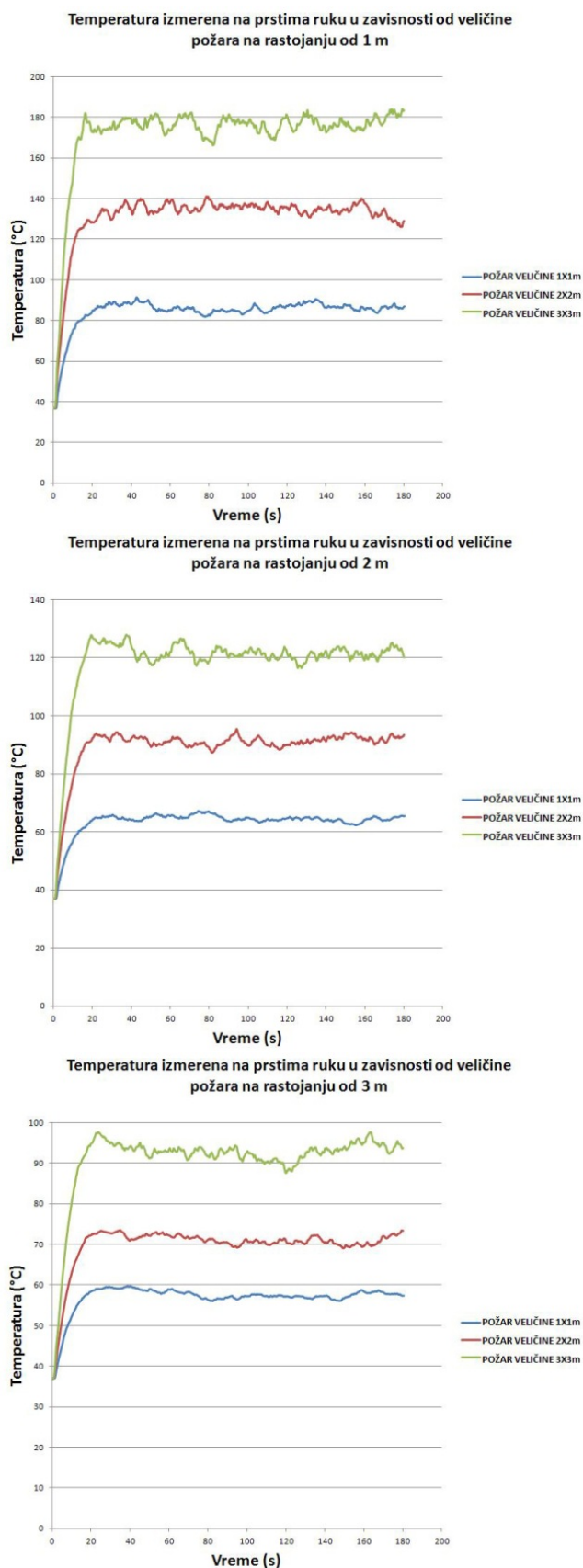
Slika 5.30 – Radijativni toplotni fluks na stomaku u odnosu na veličinu požara i rastojanje

Temperatura izmerena na glavi u odnosu na rastojanje čoveka od požara i veličine požara



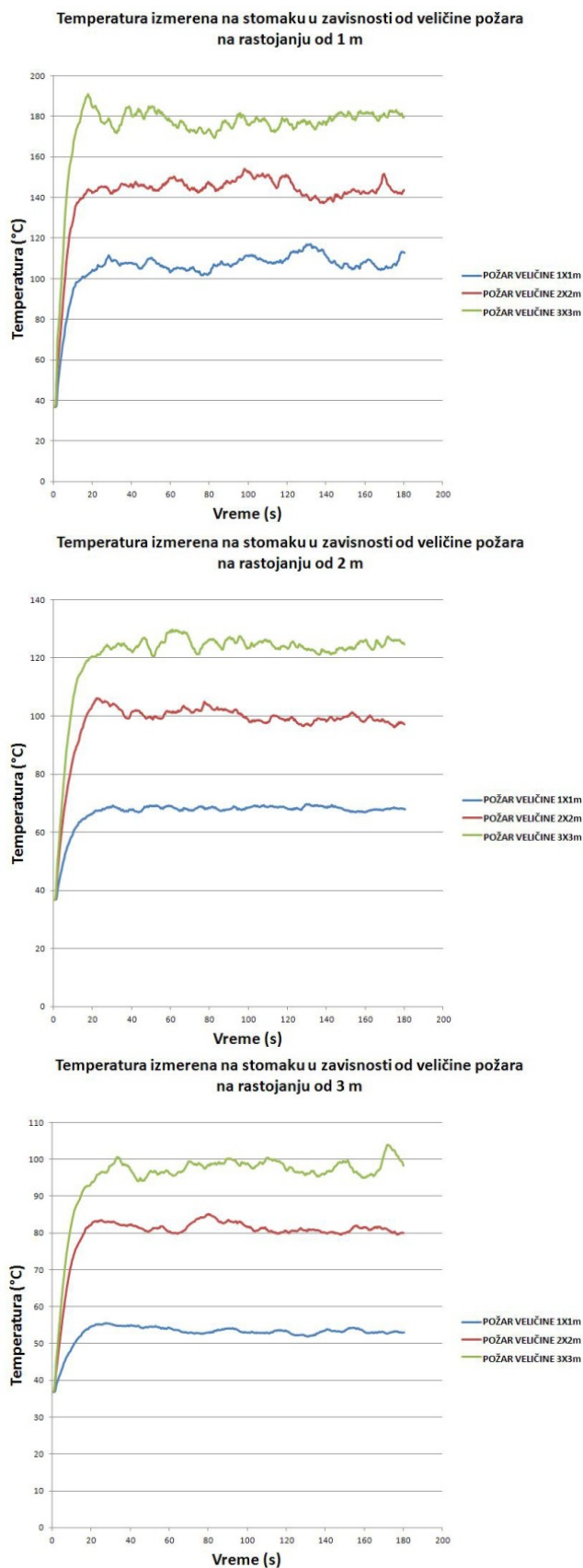
Slika 5.31 – Temperatura na stomaku u odnosu na veličinu požara i rastojanje

Temperatura izmerena na prstima ruku u odnosu na rastojanje čoveka od požara i veličine požara



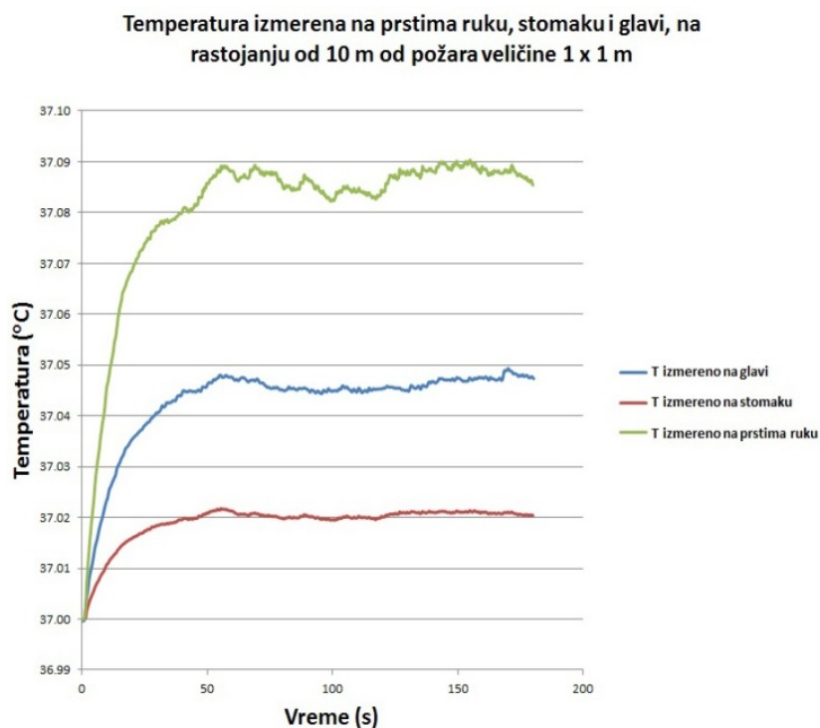
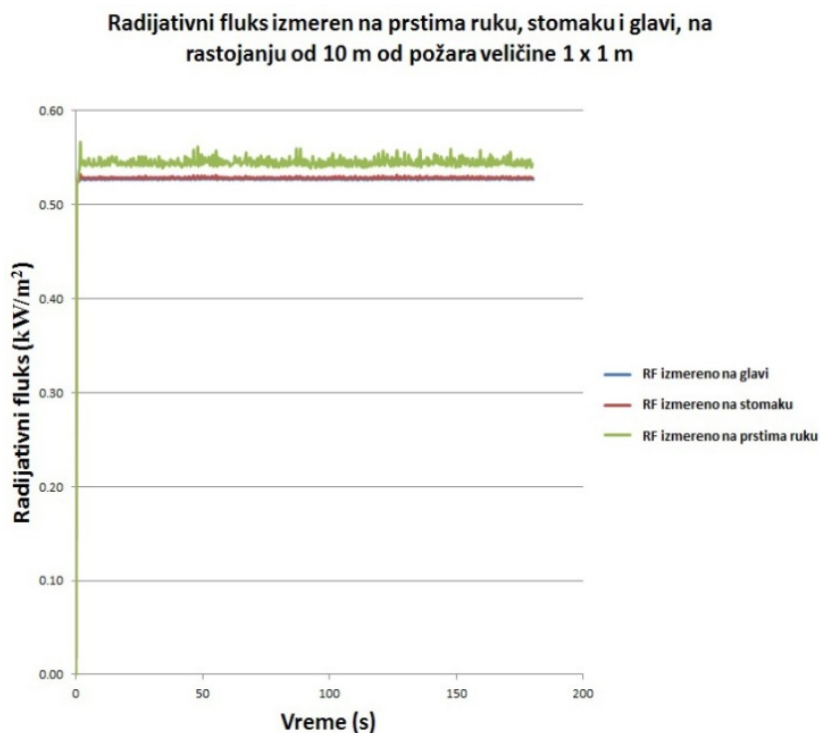
Slika 5.32 – Temperatura na prstima ruku u odnosu na veličinu požara i rastojanje

Temperatura izmerena na stomaku u odnosu na rastojanje čoveka od požara i veličine požara



Slika 5.33 – Temperatura na stomaku u odnosu na veličinu požara i rastojanje

Rezultati prikazani na narednim slikama, iz kojih se može zaključiti da se vrednosti temperature i toplotnog fluksa sa udaljenjem čoveka od izvora približavaju, potvrđuju da se izvor ponaša kao tačkasti izvor.



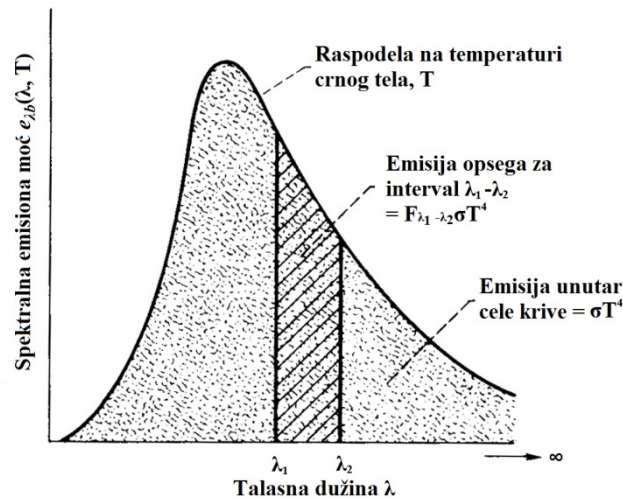
Slika 5.34 - Radijativni toplotni fluks i temperature izmerene senzorima na glavi, prstima i stomaku na 10 m od požara se približavaju

5.2.2. Izračunavanje energetske doprinosa za sve opsege toplotnog zračenja (korak 2)

Stefan-Boltzmann-ov zakon pokazuje da je ukupna emisiona moć zračenja polusfere crnog tela:

$$e_b = \pi i'_b = \int_0^{\infty} e_{\lambda b}(\lambda) d\lambda = \pi \int_0^{\infty} i'_{\lambda b}(\lambda) d\lambda = \sigma T^4 \quad (5.1)$$

Često je neophodno u proračunavanju toplotnog zračenja odrediti veličinu emisione moći koja se emituje u jednom opsegu talasnih dužina, slika 5.35. Ovaj opseg je na slici označen sa $F_{\lambda_1-\lambda_2}$.



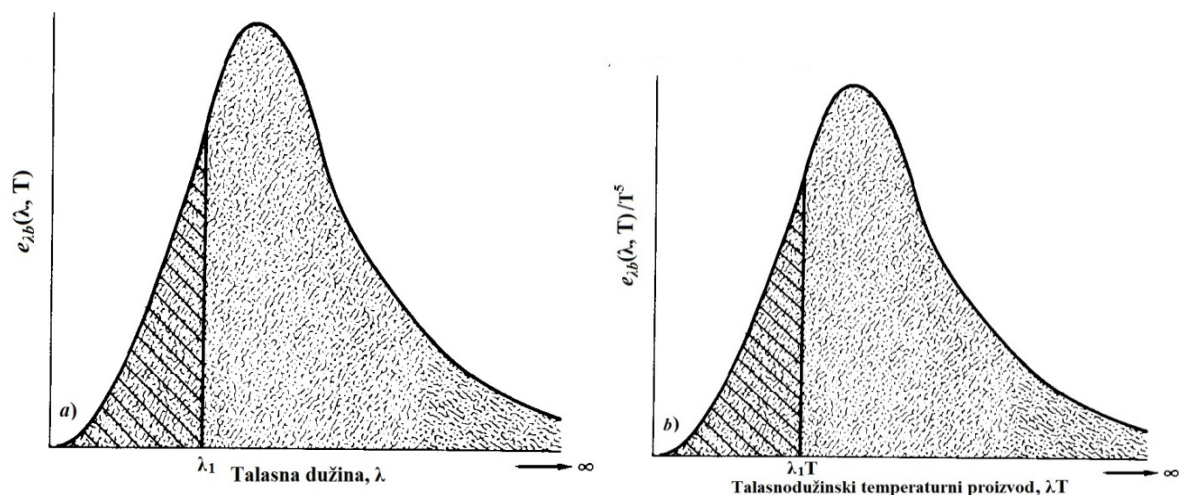
Slika 5.35 - Emitovana energija u opsegu talasnih dužina

$$F_{\lambda_1-\lambda_2} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} e_{\lambda b}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} e_{\lambda b}(\lambda) d\lambda} = \frac{1}{\sigma T^4} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} e_{\lambda b}(\lambda) d\lambda \quad (5.2)$$

Poslednji integral u jednačini 5.2, može se izraziti preko dva integrala. svaki sa donjim limitom na $\lambda = 0$:

$$F_{\lambda_1-\lambda_2} = \frac{1}{\sigma T^4} \left[\int_0^{\lambda_2} e_{\lambda b}(\lambda) d\lambda - \int_0^{\lambda_1} e_{\lambda b}(\lambda) d\lambda \right] = F_{0-\lambda_2} - F_{0-\lambda_1} \quad (5.3)$$

Vrednost emisione moći za svaki opseg talasnih dužina. može se naći uzimajući da su vrednosti $F_{0-\lambda}$ funkcija od λ . Funkcija $F_{0-\lambda}$ prikazana je na slici 5.36.

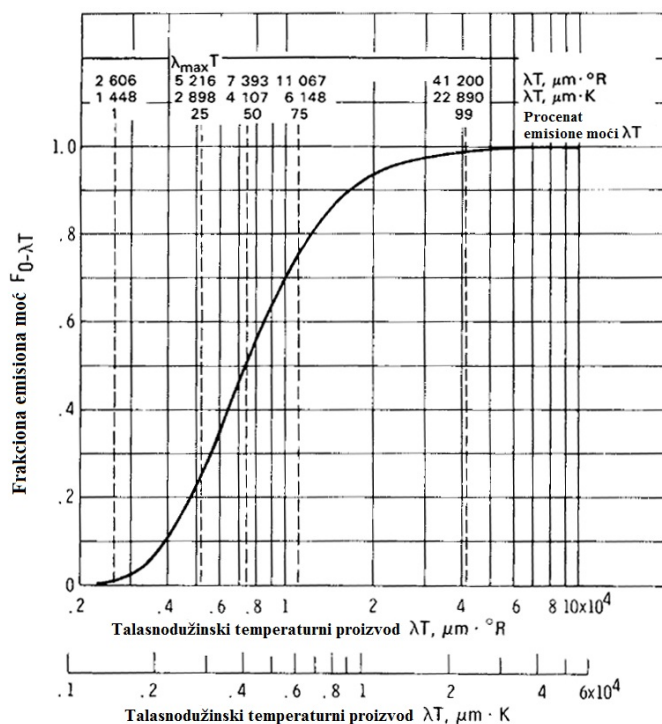


Slika 5.36 - Fizička reprezentacija F faktora: a) cela površina ispod krive je σT^4 . b) cela površina ispod krive je σ .

Jednačina 5.3 može se zapisati i u univerzalnijem obliku:

$$F_{\lambda_1-\lambda_2} = F_{\lambda_1 T - \lambda_2 T} = \frac{1}{\sigma} \left[\int_0^{\lambda_2 T} \frac{e_{\lambda b}(\lambda)}{T^5} d(\lambda T) - \int_0^{\lambda_1 T} \frac{e_{\lambda b}(\lambda)}{T^5} d(\lambda T) \right] = F_{0-\lambda_2 T} - F_{0-\lambda_1 T} \quad (5.4)$$

Potrebne vrednosti za $F_{0-\lambda T}$ mogu se naći primenom dijagrama, slika 5.37, ili iz tabela za opsege zračenja crnog tela, [80]. U tabeli 5.1 prikazani su procenti energije u infracrvenom opsegu toplotnog zračenja, proračunati upotrebom funkcija zračenja crnog tela na temperaturi od 1000 K, kolike su srednje vrednosti temperature plamena zabeležene u simulacijama.



Slika 5.37 - Emisiona moć u opsegu od 0 do λT .

Tabela 5.1 - Udeli emitovane energije po opsezima toplotnog zračenja proračunat upotrebom funkcija zračenja crnog tela na temperaturi od 1000 K

Opseg talasnih dužina $\lambda_1 - \lambda_2 [\mu m]$	Opseg frekvencija $f_1 - f_2 [THz]$	Udeo energije opsega u ukupnom zračenju *	Udeo energije opsega u ukupnom zračenju [%]
1-2	150-300	0.066409	6.6409
2-3	100-150	0.20723	20.723
3-4	75-100	0.20767	20.767
4-5	60-75	0.15286	15.286
5-6	50-60	0.10406	10.406
6-7	42.85-50	0.07429	7.429
7-8	37.5-42.85	0.04817	4.817
8-9	33.33-37.5	0.03374	3.374
9-10	30-33.33	0.02417	2.417
10-11	27.27-30	0.01769	1.769
11-12	25-27.27	0.0132	1.32
12-13	23.07-25	0.01004	1.004
13-14	21.42-23.07	0.00776	0.776
14-15	20-21.42	0.00608	0.608
15-16	18.75-20	0.00484	0.484
16-17	17.64-18.75	0.00388	0.388
17-18	16.66-17.64	0.00316	0.316
18-19	15.79-16.66	0.0026	0.26
19-20	15-15.79	0.00214	0.214
20-21	14.28-15	0.0018	0.18
21-22	13.63-14.28	0.00151	0.151
22-23	13.63-13.04	0.00128	0.128
23-24	12.5-13.04	0.00109	0.109
24-25	12.12-12.5	0.00094	0.094
25-26	11.53-12	0.0008	0.08
26-27	11.11-11.53	0.00071	0.071
27-28	10.71-11.11	0.00061	0.061
28-29	10.34-10.71	0.00053	0.053
29-30	10-10.34	0.00043	0.043
30-31	9.66-10	0.00042	0.042
31-32	9.37-9.66	0.00036	0.036
32-33	9.09-9.37	0.00033	0.033
33-34	8.82-9.09	0.00029	0.029
34-35	8.57-8.82	0.00026	0.026
35-36	8.33-8.57	0.00024	0.024
36-37	8.1-8.33	0.00021	0.021
37-38	7.89-8.1	0.00019	0.019
38-39	7.69-7.89	0.00017	0.017
39-40	7.5-7.69	0.00016	0.016
40-41	7.31-7.5	0.00014	0.014
41-42	7.14-7.31	0.00013	0.013
42-43	6.97-7.14	0.00012	0.012
43-44	6.81-6.97	0.00011	0.011
44-45	6.66-6.81	0.00011	0.011
45-46	6.52-6.66	0.0009	0.09
46-47	6.38-6.52	0.0008	0.08
47-48	6.25-6.38	0.0008	0.08
48-49	6.12-6.25	0.0007	0.07
49-50	6-6.12	0.0007	0.07
50-52	5.77-6	0.00012	0.012
52-54	5.55-5.77	0.00010	0.010
54-56	5.35-5.55	0.00009	0.009

56-58	5.17-5.35	0.00009	0.009
58-60	5-5.17	0.00009	0.009
60-62	4.83-5	0.00008	0.008
62-64	4.68-4.83	0.00007	0.007
64-66	4.54-4.68	0.00006	0.006
66-68	4.41-4.54	0.00005	0.005
68-70	4.28-4.41	0.00004	0.004

*Udeo svakog opsega u odnosu na ukupnu energiju toplotnog zračenja crnog tela na temperaturi (proračunat upotrebom tablice za funkcije crnog tela)

Analizom ovako dobijenog udela pojedinih frakcija emisije moći, zaključuje se da najveći udeo u ukupnoj emitovanoj energiji imaju frakcije zračenja talasnih dužina od 1 - 13 μm , odnosno frekvencije od 23 - 300 THz. Nažalost, uticaj ovih frekvencija na apsorpciju u koži je nemoguće analizirati numerički na sadašnjem nivou memorijskih resursa računara, zato su se i utvrđivale vrednosti udela pojedinih opsega talasnih dužina u ukupnoj emitovanoj energiji.

5.2.3. Izračunavanje intenziteta jačine električnog polja preko intenziteta Pointing-ovog vektora zračenja (korak 3)

Kao primer odabran je radijativni toplotni fluks izmeren senzorom na glavi čoveka udaljenog na 3 m od požara veličine 1 x 1 m. Vrednost ovog radijativnog toplotnog fluksa je 1.8 kW/m^2 , slika 5.16. Ovo je vrednost radijativnog toplotnog fluksa za ceo opseg talasnih dužina zračenja požara. Za odabrani opseg od 60-62 μm izračunat je radijativni toplotni fluks tog opsega, upotrebom proračunatih vrednosti iz tabele 5.1 i dobijena je vrednost za intenzitet radijativnog fluksa od 0.144 W/m^2 . Posmatrajući radijativni toplotni fluks kao intenzitet toplotnog zračenja, tj. kao intenzitet Pointingovog vektora elektromagnetnog ravanskog talasa frekvencije 4.9 THz, što odgovara centralnoj frekvenciji opsega talasnih dužina od 60- 62 μm , izračunat je njemu odgovarajući intenzitet jačine električnog polja, u skladu sa jednačinom 2.106. datoj u drugoj glavi ovog rada. Na ovaj način dobijen je intenzitet jačine električnog polja od 7.368 V/m.

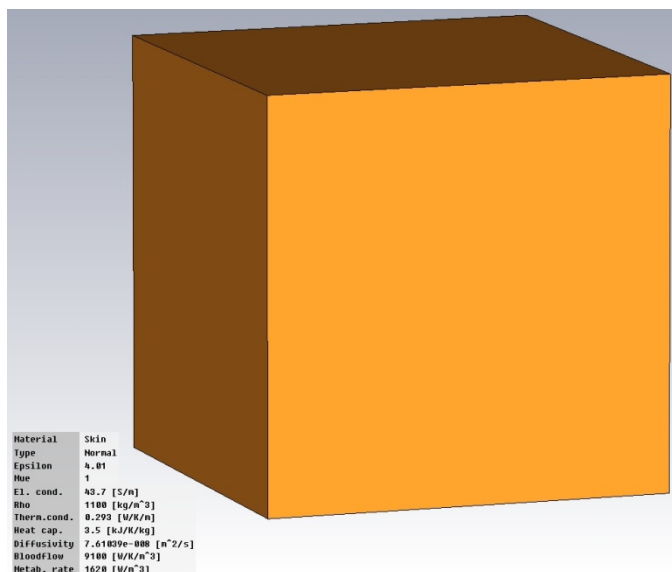
5.2.4. Postavljanje jednostavnog jednoslojnog anatomskog modela kože (korak 4)

Na osnovu podataka o građi kože, termodinamičkim i elektromagnetnim frekvencijski zavisnim karakteristikama kože, (glava dva ovog rada) i tabela 5.2, formiran je jednostavan jednoslojni model kože u okruženju programa *CST Studio Suite*, slika 5.38. Dimenzije ovog modela su 0.3 x 0.3 x 0.3 mm.

Tabela 5.2 - Elektromagnetne karakteristike kože u opsegu frekvencija toplotnog zračenja

$f [THz]$	Permitivnost	Električna provodnost [S/m]
0.3	4.22	41.50
0.4	4.14	41.80
0.5	4.10	42.00
0.6	4.07	42.10
0.7	4.06	42.20
0.8	4.05	42.30
0.9	4.04	42.40
1.0	4.03	42.40
1.1	4.03	42.50
2.0	4.01	42.90
3.0	4.01	43.30
4.0	4.01	43.50
5.0	4.01	43.70
6.0	4.01	43.90
7.0	4.00	44.00
8.0	4.00	44.20
9.0	4.00	44.30
10.0	4.00	44.40
11.0	4.00	44.50
20.0	4.00	45.20
30.0	4.00	45.70
40.0	4.00	46.00
50.0	4.00	46.40
60.0	4.00	46.60
70.0	4.00	46.90
80.0	4.00	47.10
90.0	4.00	47.30
100.0	4.00	47.40
200.0	4.00	48.70
300.0	4.00	49.50

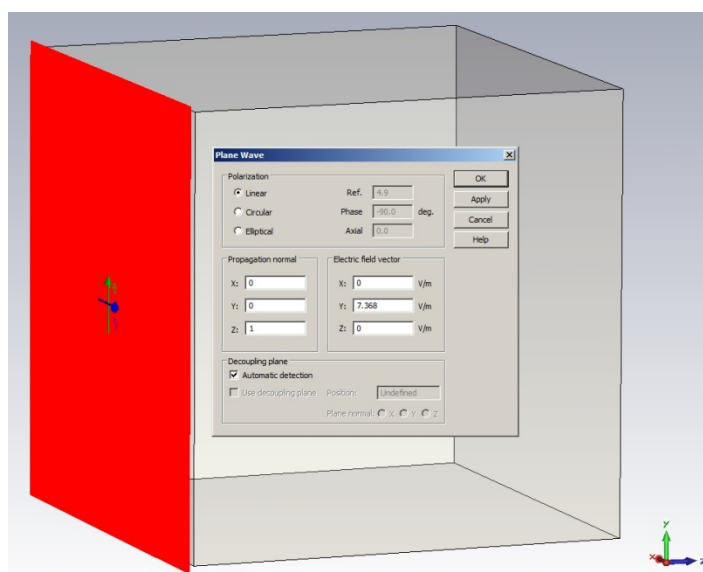
Ostale karakteristike kože upotrebljene u simulaciji su: gustina 1100 kg/m³, termička provodnost 0.293 W/K/m, toplotni kapacitet 3.5 kJ/K/kg, protok krvi 9100 W/K/m³, nivo metabolizma 1620 W/ m³ i difuzija 7.61039 e⁻⁰⁰⁸ m²/s, a na osnovu tabele 5.2 za frekvenciju od 4.9 THz, električna provodnost je 43.7 S/m i permitivnost 4.01.



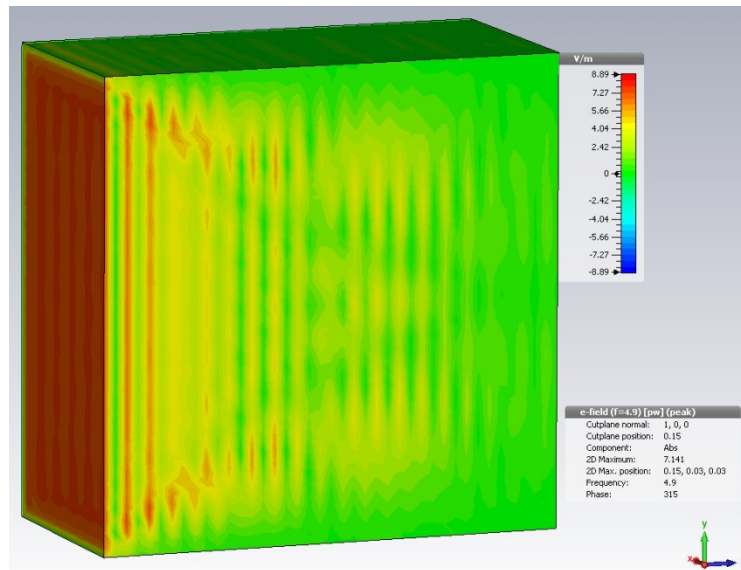
Slika 5.38 - Jednoslojni model kože u okruženju programa CST Studio Suite

5.2.5. Izračunavanje prodrlih komponenti elektromagnetnog polja u tkivu (korak 5)

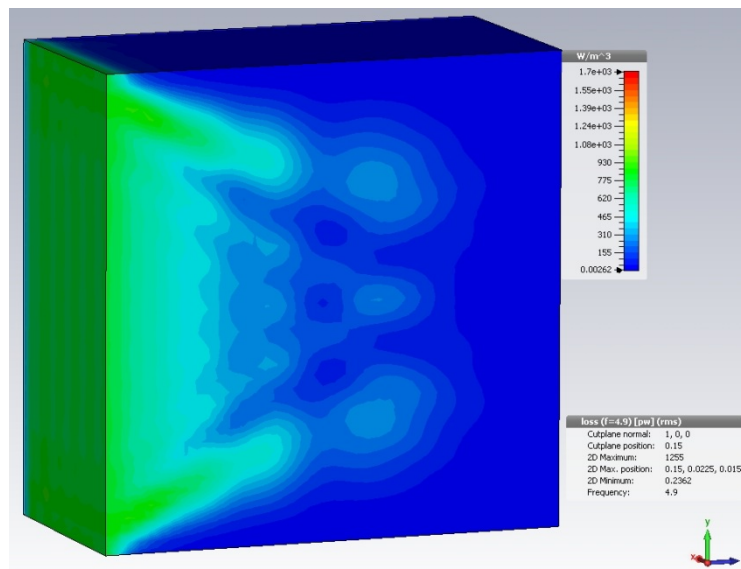
Smatrajući da je pravac prostiranja ravanskog talasa, slika 5.39, normalan na površinu kože, korišćenjem programskog paketa CST Studio Suite i odgovarajućeg numeričkog postupka izračunate su komponente elektromagnetnog polja u tkivu i to jačina električnog polja, slika 5.40 i zapreminska gustina apsorbovane snage, slika 5.41. Intenzitet ravanskog talasa je određen u koraku 2 i imao je vrednost od 7.368 V/m.



Slika 5.39 – Pravac prostiranja ravanskog talasa i zadavanje jačine intenziteta električnog polja prema koraku 2



Slika 5.40 – Raspodela intenziteta jačine električnog polja u koži.



Slika 5.41 - Zapreminska gustina apsorbovane snage u koži

5.2.6. Analiza dubine prodiranja energije u tkivo kože (korak 6)

Apsorpcija energije upravo je zavisna od dubine prodiranja elektromagnetnih talasa u tkivu. Terminom dubina prodiranja EM polja δ , označava se rastojanje od površine tela do dubine na kojoj jačina polja opadne e puta (e je osnova prirodnog logaritma), a to je oko 37 % početne vrednosti.

$$\delta = \frac{1}{\omega} \left(\frac{\epsilon \mu}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \epsilon^2}} - 1 \right) \right)^{1/2} \quad (5.5)$$

Primenom jednačine (5.5), [8] na ceo frekventni opseg toplotnog zračenja, tj. za frekvencije od 0.3 – 300 THz, dobija se da dubina prodiranja elektromagnetnih talasa u ovom opsegu frekvencija ne prelazi 0.27 mm, dok jesrednja vrednost u opsegu 0.24 mm, tabela 5.3.

Tabela 5.3 - Dubina prodiranja u kožu elektromagnetnog talasa frekvencija toplotnog zračenja požara, prema jednačini 5.5

$f[\text{GHz}]$	$\sigma[\Omega\text{m}]$	ε_r	$\delta[\text{mm}]$
0.3	41.50	4.22	0.27314
0.6	42.10	4.07	0.25737
0.8	42.30	4.05	0.25428
1	42.40	4.03	0.25247
2	42.90	4.01	0.24809
3	43.30	4.01	0.24565
4	43.50	4.01	0.24446
6	43.90	4.01	0.24220
8	44.20	4.00	0.24024
10	44.40	4.00	0.23915
20	45.20	4.00	0.23491
30	45.70	4.00	0.23234
40	46.00	4.00	0.23082
60	46.60	4.00	0.22785
80	47.10	4.00	0.22543
100	47.40	4.00	0.22400
200	48.70	4.00	0.21802
300	49.50	4.00	0.21450

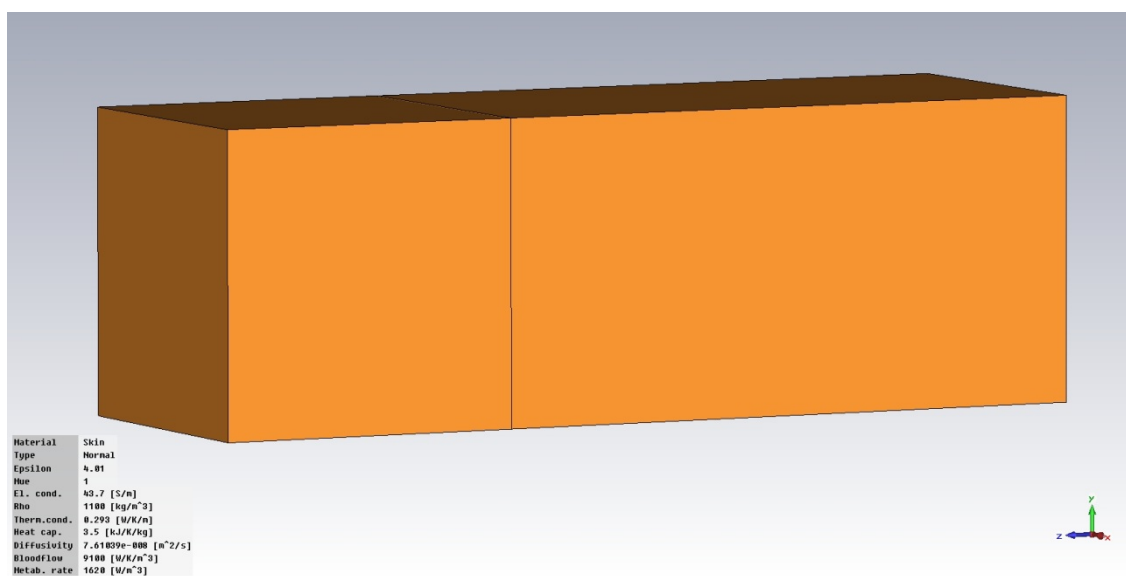
Pošto je dubina prodiranja frekventno zavisna, tj. elektromagnetni talasi nižih frekvencija dublje prodiru u odnosu na talase viših frekvencija, došlo se do zaključka da se najveći deo energije talasa apsorbira u vrlo uskom površinskom sloju kože i da se na osnovu Hajgens–Fresnel-ovog principa ovaj sloj može smatrati sekundarnim izvorom toplotnog zračenja.

5.2.7. Formiranje novog toplotnog izvora (korak 7)

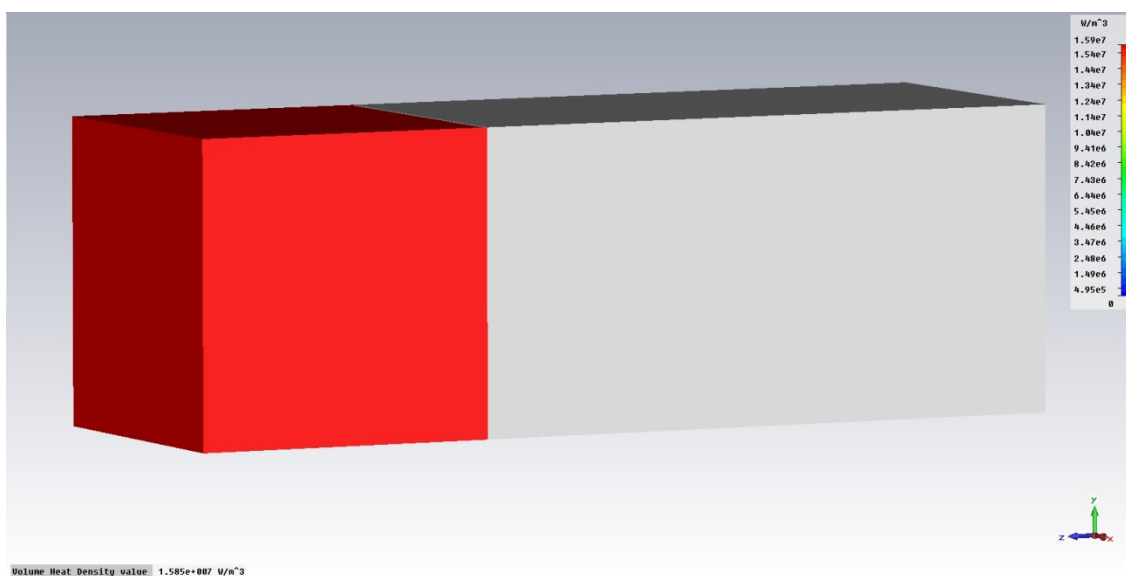
Na osnovu zaključka iz prethodnog koraka, da se sloj kože sa apsorbovanom energijom može smatrati sekundarnim izvorom toplotnog zračenja, formiran je novi toplotni izvor dimenzija dubine penetracije površinskog sloja kože, što odgovara $1/e^2$ incidentne energije koja dospeva na kožu. Izračunata je snaga toplotnog izvora, tj zapreminska gustina snage, koristeći toplotni talas koji obuhvata ceo spektar toplotnog zračenja, a na osnovu prethodno određenih energetske doprinosa, (korak 4), svih opsega toplotnog zračenja.

5.2.8. Pridruživanje dodatnog sloja kože novom toplotnom izvoru (korak 8)

Sloju kože kreiranom u prethodnom koraku, koji ima ulogu novog toplotnog izvora, pridružuje se još jedan sloj kože istih elektromagnetnih karakteristika, dvostruko deblji od prethodnog, tako da novi model izgleda kao na slici 5.42, a vrednosti proračunate zapreminske gustine snage, za ceo opseg toplotnog zračenja novog toplotnog izvora date su na slici 5.43.

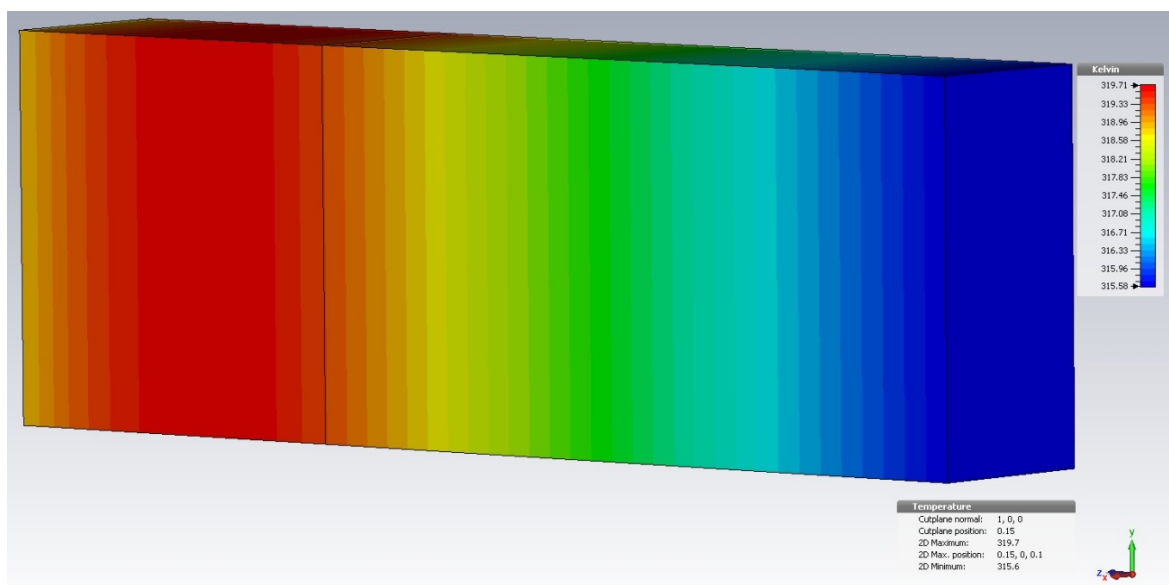


Slika 5.42 – Izgled novog modela sa pridruženim slojem kože

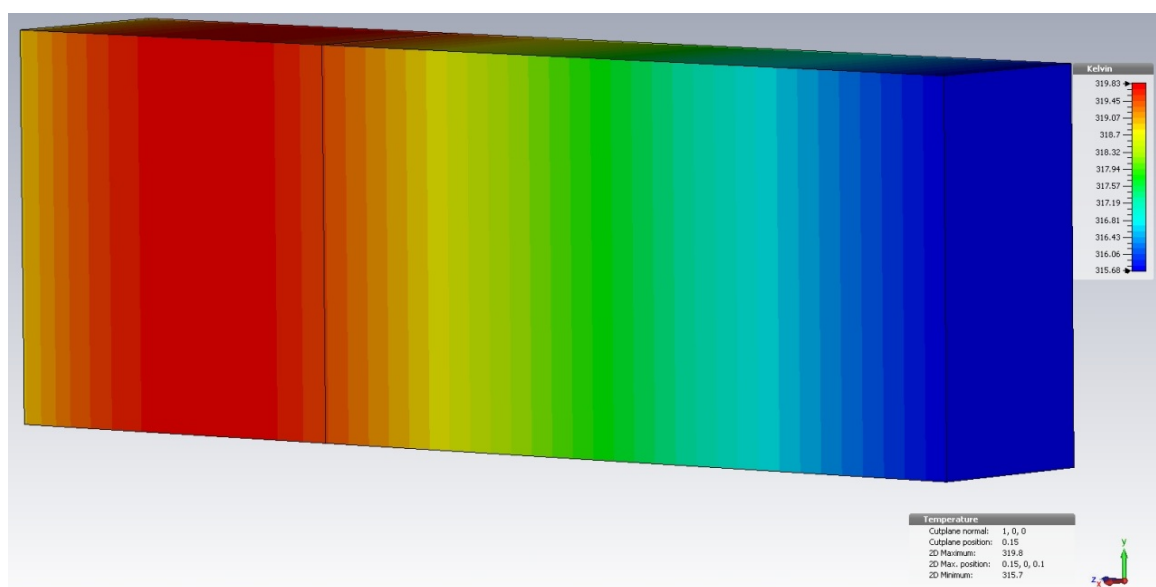


Slika 5.43 - Zapreminska gustina apsorbovane snage u koži u prvom sloju novog modela, koji predstavlja nov toplotni izvor, preračunata za ceo opseg toplotnog zračenja

Za ovakav novodobijeni simulacioni model, proračunata je i raspodela temperature u modelu, za slučaj sa uračunatim parametrima za biozagrevanje, slika 5.44 i za slučaj bez uračunatih parametara za biozagrevanje, slika 5.45. Primećuje se porast temperature od 0.12 K kod modela bez uračunatih parametara za biozagrevanje, u odnosu na model sa uračunatim parametrima za biozagrevanje.



Slika 5.44 – Raspodela temperature u modelu sa uračunatim parametrima za biozagrevanje



Slika 5.45 – Raspodela temperature u modelu bez uračunatih parametara za biozagrevanje

5.2.9. Analiza dobijenih rezultata i odlučivanje (korak 9)

U ovom zadnjem koraku metode vrši se analiza dobijenih rezultata i odlučivanje da li je u bilo kojoj tački modela kože došlo do prekoračenja temperature bola. U slučaju prekoračenja, vrši se povećanje rastojanja čoveka od izvora i ponovno izvršavanje svih postupaka definisanih koracima od 1 do 8. U slučaju da maksimalna temperatura u modelu nije dostigla temperaturu praga bola, $T_{bola} = 44^{\circ}\text{C}$, već je bliska njoj, može se smatrati da se čovek nalazi na bezbednom rastojanju od požara. U našem primeru, za posmatrani požar veličine 1 x 1 m, sa čovekom postavljenim na 3 m od požara, primenom ove metode dobijena je vrednost temperature od 319.71 K, tj 46.56°C , za slučaj proračunavanja sa uključenim parametrima za biozagrevanje, što je iznad temperature bola od 44°C , pa na osnovu izloženog sledi da je potrebno povećati rastojanje čoveka od požara.

6

ZAKLJUČAK

Materijal prikazan u ovom radu je podeljen u pet funkcionalnih istraživačkih celina. Na osnovu ciljeva istraživanja predloženih u obrazloženju teme i izloženog mogu se iskazati sledeći zaključci i doprinosi istraživanja koji su prikazani u ovom radu. Izlaganje prati strukturu rada koja nije ovde posebno naglašena.

Toplotno zračenje kao fundamentalni pratilac životnih procesa je neraskidivo vezano sa razvitkom i održavanjem života. Sam život na našoj planeti funkcioniše u uskom opsegu temperatura koji predstavljaju energetska stanja elemenata životne sredine. Svako iskakanje iz ovih granica je velika opasnost po život jedinke. Pojedini prirodni procesi kao požar su veliki faktor rizika po život čoveka. Zbog toga je imperativ čoveka da takve procese suzbije kada dodje do njihovog pojavljivanja. To je slučaj i kod gašenja požara. Velika toplotna energija koja biva oslobođena je izvor razaranja materijalnih dobara u čovekovom okruženju, ali i ugrožavanja živih sistema i organa i tkiva živih bića a posebno čoveka. I dok se druga bića udaljavaju od požara, čovek želeći da se suprostavi i kontrološe ovu pojavu nekontrolisanog sagorevanja prilazi požaru sa tehničkim sredstvima želeći da je umanjí, obuzda i ugasi. U tim slučajevima su ljudi – vatrogasci izloženi dejstvu neželjenog toplotnog zračenja. Da bi objasnili u ovom radu sve elemente tog procesa analiziran je prvo sam pojam toplotne energije odnosno toplotnog zračenja. Savremena nauka nema celovitu teoriju kojom objašnjava i objedinjava sve pojave u vezi sa toplotnim zračenjem. Na osnovu talasne teorije može se objasniti većina fizičkih pojava koje su vezane za talasnu prirodu svetlosti, i to: apsorpcija, refleksija, transmisija, prelamanje, savijanje, interferencija, polarizacija i slično. Talasnoj teoriji, (Hajgens, Frenel) pridružuje se elektromagnetna teorija zasnovana na teoriji Maksvela i Herca (Hertz). Kvantna teorija zračenja temelji se na ishodištu da je svako zračenje sastavljeno iz elementarnih energetskih čestica, koje se nazivaju kvanti. Po toj teoriji je zračenje definisano kao emitovanje, upijanje (apsorbovanje) i prenos energije u obliku kvanta. Ujedinjenje dve teorije u objašnjenju zračenja je praktično izvršio De Broj (*De Broglie*) tako što dualističko shvatanje prirode svetlosti proširuje na elementarne čestice (protone i elektrone) tvrđenjem da kako talasi imaju i čestična svojstva, tako i čestice imaju talasna svojstva. Prema savremenoj teoriji polja, energija i moment polja su kvantovani i kvant koji prenosi jedinični iznos energije ili momenta naziva se čestica polja. Tako se svaka

sila može predstaviti emisijom ili apsorpcijom čestice (bozona) koja prenosi interakciju. (Sve čestice polja imaju celobrojni spin, dakle, pokoravaju se Boze-Ajnštajnovoj raspodeli, pa se zato nazivaju i bozonima polja. Na primer, elektromagnetna interakcija među česticama može da se predstavi emisijom i apsorpcijom fotona. Dakle, svakoj sili može da se pridruži odgovarajuće polje koje se prostire preko sopstvenih čestica polja. Analiza fizičkih osnova teorije prenosa toplote i elemenata dejstva na živu materiju je prikazana u prvom poglavlju. Značajno je sagledavanje najnovijih pravaca razvitaka fizike i medicine u objedinjavanju fizičkih kvantnih procesa u objašnjavanju živog i prožimanju energetskih procesa u živim sistemima. Uvodeći pojmove biološke koherencije i fizike živog Frojlih i Sitko (Herbert Fröhlich i Sergej Pantelejmonovič Sitko) daju značajan doprinos u razumevanju dejstva polja na žive organizme što otvara novu oblast – kvantnu medicinu koja žive organizme definiše kao četvrti nivo organizacije materije, što predstavlja primenu kvantnih principa na procese u živim organizmima. U razvijenoj fazi požara parametri požara kao što su radijativni toplotni fluks, oslobođena količina toplote i temperatura dostižu svoje maksimalne vrednosti. Posledično je u toj fazi i najveća emisiona moć požara usled velike količine produkata sagorevanja koji su obično u gasovitom stanju, što je od značaja jer je poznato da gasovi imaju i apsorbujuće, ali i emitujuće osobine. Za istraživanje biološkog neželjenog dejstva požara na čoveka neophodno je ove parametre požara poznavati izmeriti ili proračunati. Kao primer je naveden požar TNG-a, prečnika 35 m, na kome se pokazuje da je zračenje realnog požara vrlo slično zračenju crnog tela i da je na rastojanju od 20 m od ivice požara dospelo 70.6 % zračenja crnog tela. Razlog ovome je apsorpcija toplotnog zračenja od opsega vodene pare i ugljen-dioksida.

Od izvora toplotnog zračenja do predmeta u vazduhu dominantni doprinos u prenosu energije je radijativni prenos ili prenos putem talasa, elektromagnetnih talasa čija je frekvencija od 0,3 THz do 300 THz. Pri prolasku kroz ovu sredinu (koja se u električni provodnom smislu karakteriše kao neprovodna) koja je bliska idealnom dielektriku ne dolazi do značajnog slabljenja talasa, ali energija koja dospeva do objekta slabi sa rastojanjem od objekta jer se porastom rastojanja ista energija mora preneti kroz veću površinu. Pri dolasku do materijalne sredine dolazi do interakcije talasa pri čemu dolazi do delimične refleksije, apsorpcije a deo talasa nastavlja prostiranje u novoj materijalnoj sredini. Sve ove pojave opisuje klasična elektrodinamika koju je zaokružio Maksvel svojom elektromagnetnom teorijom. Druga glava je posvećena sagledavanju elektromagnetnih veličina i mogućnostima definisanja postavke problema zračenja i načina rešavanja prostiranja i apsorpcije elektromagnetnog toplotnog talasa. Dok je brzina prostiranja EM talasa u vakumu i vazduhu praktično jednaka brzini svetlosti c_0 , u materijalnoj sredini dolazi do smanjenja brzine prostiranja.

Dok Maksvelova teorija veoma dobro objašnjava prostiranje talasa, nije u stanju da objasni generisanje elektromagnetnih talasa u infracrvenom opsegu. Teorija generisanja

elektromagnetnih talasa preko elementarnog električnog dipola, zbog malih talasnih dužina ovih talasa (od 1 mm do 1 μ m) je gotovo neprimenljiva, jer čovek ne može da formira ovako male dipole. Praćenjem literature, prikazani su radovi i zaključci u objašnjavanju generisanja ovih elektromagnetnih zračenja

Rytov emisiju toplotnog zračenja objašnjava preko haotičnog kretanja naelektrisanja unutar materijala koji se sastoji od malih zračećih dipola sa slučajnom raspodelom amplituda. Oni emituju elektromagnetne talase saglasno principima elektrodinamike. Oni emituju talase koji su ograničeni veoma blizu površine tela, i ne daju doprinos pri proračunu polja u dalekoj oblasti. Ti privremeni talasi su značajni u slučaju dodira dva materijala dok eksponencijalno opadaju u pravcu normalnom na površinu tela na većim rastojanjima.

Uključivanje člana za termičku emisiju zračenja u Maxwellove jednačine nije bilo jednostavno. U svom najopštijem obliku, emisija toplotnog zračenja opisuje se kvantno mehaničkim objašnjenjem, gde se pri prelasku nosioca energije (elektrona, molekula, fotona) iz energetski višeg nivoa u niži emituje foton. Prema saznanjima elektrodinamike, emitovanje talasa u bliskom i dalekom polju zračenja (tj, prostiranje i prolaz talasa) se vrši preko oscilovanja naelektrisanja suprotnog znaka. Ovo spregnuto naelektrisanje je ustvari dipol, pa na se objašnjava da na makroskopskom nivou, promene polja su zbog termičkih promena (fluktuacije) zapreminskih naelektrisanja i struja. Fluktualna elektrodinamika je izgrađena na uprošćenom makroskopskom opisu. Pošto je zasnovana na fluktuaciji oko ravnotežne temperature (temperatura tela se ne menja), teorija je primenljiva na medije bilo kog oblika koji su u lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži, pri čemu se ravnotežna temperatura definiše u bilo kojoj tački u telu u bilo kom trenutku. Fluktualna elektrodinamika polazi od Maksvelovih jednačina u vremenskom domenu koje konvertuje u frekvencijski zavisne veličine tj. frekvencijski domen. Ova grana fizike se razvija zadnjih decenija i verovatno će u narednom periodu doći do objedinjene teorije elektromagnetnih toplotnih zračenja.

Za poznavanje efekata apsorpcije, tj biološkog dejstva koje ima apsorbovana komponenta elektromagnetnog talasa, neophodno je poznavati elektromagnetne osobine sredine. Materijalne biološke sredine su frekventno zavisne odnosno njihove veličine koje ih definišu u elektromagnetnom smislu ϵ, σ, μ su frekventno zavisne. Ove veličine iako se u zovu konstante nisu u celokupnom opsegu talasnih dužina konstante već su promenljive veličine. Vrednost ovih konstanti se proračunavaju ili mere eksperimentalno. Do ovih podataka se teško dolazi, a u radu su prikazane vrednosti za ϵ, σ iz literature za ceo opseg talasnih dužina toplotnog zračenja.

Biološki materijali su veoma složeni jer se sastoje od više različitih vrsta ćelija, koje su same po sebi nehomogene u funkcionalnom, strukturnom i elektromagnetnom smislu. U smislu prostiranja toplotnog elektromagnetnog talasa, ovakve sredine se svrstavaju u grupu poluprovodnih sredina. U ovom radu akcenat je stavljen na termička oštećenja tkiva kože, pa

shodno tome da bi smo mogli pravilno da shvatimo interakciju biološkog tkiva sa energijom zračenja dospelom na nju, moramo dobro poznavati i anatomiju kože. Kao jedno od najčešćih termičkih oštećenja u slučaju požara javljaju se opekotine.

Do sada su se termička oštećenja uglavnom objašnjavala kao rezultat kondukcionog prenosa toplote u tkivu. Da bi se pravilno shvatila patologija opekotina, koža se mora posmatrati kao jedan složeni organ u kome su procesi prenosa toplote spojeni su sa komplikovanim fiziološkim procesima koji uključuju cirkulaciju krvi, znojenje, metaboličko stvaranje toplotne energije, a ponekad i odvođenje toplote putem dlaka iznad površine kože. Takođe, toplotna svojstva kože variraju u različitim slojevima, čak i u nekom istom unutrašnjem sloju postoji velika nehomogenost i anizotropija zbog prisustva krvnih sudova. Upravo ovaj splet krvnih sudova ima značajnu ulogu u biozagrevanju tj. zagrevanju i hlađenju kože. Ovaj aspekt, u poluempirijskim metodama procene bezbedne udaljenosti od dejstva požara, do sad nije upotrebljavan kao varijabla. Eksperimenti prikazani u radu su uglavnom tretirali kožu kao homogenu strukturu, bez uzimanja u obzire apsorpcije i refleksije kože, kao uzorci uzimani su mali isečci životinjske kože, i izlagani plamenu malih dimenzija. Ljudi su u eksperimentima korišćeni samo kod požara manjih dimenzija. Bez obzira, na sve nedostatke koji su se u prošlosti dešavali, date su dobre smernice o biološkim efektima toplotnog zračenja na kožu. Međutim, vremenom se javlja potreba da se rezultati ovih starih metoda ili provere ili poboljšaju, s ciljem što realnijeg sagledavanja bioloških efekata toplotnog zračenja.

Razvoj numeričkih tehnika, adekvatnog hardvera i software-a omogućio je deljenje prostora na veliki broj ćelija numeričke mreže za proračunavanje i detaljno sagledavanje rasporeda termodinamičkih i elektromagnetnih veličina u tkivu. Prvi poluempirijski modeli sadržali su tri osnovna koraka pri modeliranju uticaja toplotnog fluksa požara i to: 1) određivanje geometrijskih karakteristika, brzine sagoravanja i dimenzije požara bazirane na vremenski usrednjenim vrednostima; 2) Određivanje karakterističnih osobina toplotnog zračenja požara, kao što je prosečna emisiona moć plamena požara i 3) određivanje incidentnog radijativnog toplotnog fluksa na ciljanoj lokaciji. Nedostaci ovih poluempirijskih modela ogledali su se u nemogućnosti univerzalne primene rezultata jer su rezultat primene različitog goriva, sa različitim emisionim svojstvima, što se oslanjaju na pravilan odabir radijativne frakcije koja je uveliko zavisna takođe od vrste goriva (u slučaju modela tačkastog izvora), definisanja emisije moći u odnosu na geometrijsku aproksimaciju požara (obično kružni ili cilindrični oblik), neki nisu uračunavali postojanje vetra kao činioca koji umnogome menja geometriju plamena požara, a samim tim i emisije karakteristike požara, ili pak nisu uračunavali apsorpciju iz vazduha itd. Iz ovog razloga, da bi se prenebegli nedostaci ovakvih modela, sve više se koriste modeli polja, tako da se i predloženi nov model oslanja upravo na ovakve modele sadržane u programima FDS i CST Studio Suite, koji omogućavaju rešavanje problema određivanja raspodele polja i veličina njima pridruženih (kao što su temperatura, jačina polja, toplotni fluks, gustina apsorbovane energije i sl.) za proizvoljne geometrije

izvora i predmeta cilja, za proizvoljnu geometriju emisije izvora i za različite karakteristike materijalne sredine (nehomogenost, višeslojnost, disperzivnost, nelinearnost).

Iz razmatranja i analiziranja brojnih studija na utvrđivanju bezbednog rastojanja ljudi od požara, koje su detaljno pobrojane u trećoj i četvrtoj glavi ovog rada, može se steći uvid o kompleksnosti ovog problema. Složenost rešavanja ovog problema ogleda se u povezivanju bioloških efekata požara na koži čoveka i energije požara. Zbog toga je trebalo sa medicinskog aspekta doći do neophodnih saznanja o građi kože, mehanizmu termoregulacije i o sistemu nervnih receptora kože. Sa tehničkog aspekta bilo je potrebno obezbediti neophodne podatke o parametrima požara, kao što su radijativni toplotni fluks, temperature, količina oslobođene toplote itd. Ovi podaci su izračunavani višestrukim simulacijama.

Prednost predloženog novog modela za utvrđivanje bezbednog rastojanja ljudi od požara je upravo u tome što uzima u obzir sve gore navedene fizičke parametre požara i biološke osobine tkiva kože.

Do sada su se uglavnom u praksi primenjivali građevinski kriterijumi kao uslovi za određivanje bezbednog rastojanja od požara, a odnosili su se ili na zahvaćen prostor pri urušavanju objekta, ili na paljenje nekog građevinskog materijala, pamučne zavese, drveta itd., što je dosta nerealno i nepouzđano za praktičnu primenu.

Nov metod predložen u radu zasnovan je na merenjima radijativnog toplotnog fluksa, koji je dominantan način prenosa toplote u horizontalnom pravcu od požara. U slučaju određivanja vertikalnog bezbednog rastojanja ljudi od požara, kao što je to u slučaju požara u stambenim objektima gde se požar prenosi sa nižeg sprata na viši sprat preko fasade objekta, mora se u uračunati i doprinos konvektivnog toplotnog fluksa konvektivne struje produkata sagorevanja požara, tako da ovaj model nije primenljiv za takav slučaj.

U radu su za potrebe istraživanja izračunavani u okviru simulacionih procedura parametri požara za različite veličine požara i utvrđeno je da se vrednosti radijativnog fluksa i temperature smanjuju sa povećanjem rastojanja čoveka od požara.

Radi validacije metode prikazan je primer proračuna kojim se prolazi kroz sve algoritamske korake novog predloženog metoda. utvrđena jako dobra saglasnost sa vrednostima temperature kože od 47 °C, izmerene na glavi čoveka, dobijene proračunavanjem sa FDS za požar veličine 1 x 1 x 1 m na rastojanju 3 m od požara, slika 5.19 i temperature dobijenom primenom CST Studio Suite koja je iznosila 46.5 °C. Vrednost radijativnog toplotnog fluksa koja je zabeležena u ovom slučaju iznosila je 1.8 kW/m², slika 5.16 i praktično predstavlja grubu ocenu fluksa koji dovodi do praga bola.

U radu je detaljno u 9 koraka izložen novi metod za određivanje bezbednog rastojanja ljudi od požara, koji može naći primenu u preventivnoj zaštiti od požara, u smislu izrade adekvatnog alarmnog uređaja koji bi svetlosnim ili zvučnim signalom mogao da upozori

vatrogasca ili osobu koja je u zoni toplotnog zračenja požara, kada vrednost temperature kože prilikom izlaganja pređe ili prag bola od 44 °C i na taj način sugeriše osobi da se udalji od požara na bezbednu udaljenost. U suprotnom, dok se ne oglasi alarm, dopušta se licu koje gasi požar da priđe bliže i efikasnije izvrši zadatak.

Budući razvoj predloženog modela, ogledao bi se u mogućnosti za primenu u slučaju kada je koža prekrivena odećom, što i jeste slučaj u realnosti, ali bi se onda u model morale da uvrste i termodinamičke i elektromagnetne karakteristike tkanine kojom je prekrivena koža.

Takođe, pravac razvoja predloženog modela, ogledao bi se u razvoju i minimiziranju software-a i hardvera koji bi pratio i u realnom vremenu numerički proračunavao parametre požara i komponente elektromagnetnog polja, s ciljem da bi i takav uređaj i hardver bio komforan i lako prenosiv.

S obzirom na opasnosti i rizike sa kojima se u svakodnevnom radu susreću lica koja se aktivno bave gašenjem požara, preporuka je da se predloženi model za određivanje bezbednog rastojanja ljudi od požara i nadalje usavršava i nađe mesto u aktivnoj zaštiti od požara.

LITERATURA

- [1] Vlastimir Vučić, Dragiša Ivanović, Fizika II – Elektromagnetika i optika, Naučna knjiga, Beograd 1984.
- [2] Dragan Veličković Elektromagnetna zračenja II – Optička zračenja, Punta, Niš
- [3] Grupa autora: *Tehnička enciklopedija*, Jugoslovenski leksikografski zavod, Zagreb, 1979.
- [4] Reference Solar Spectral Irradiance: Air Mass 1.5, <http://redc.nrel.gov/solar/spectra/am1.5/>
- [5] Dragomir Malić: *Termodinamika i termotehnika*, Građevinska knjiga, Beograd, 1972.
- [6] Gradimir Ilić, Nenad Radojković, Ivana Stojanović: *Termodinamika II*, Mašinski fakultet, Niš, 1999.
- [7] Dejan Krstić, Uticaj elektromagnetnih zračenja reda GHz na biološko tkivo, doktorska disertacija, Fakultet zaštite na radu u Nišu, april 2010.
- [8] D. Petković, D. Krstić, V. Stanković, *Elektromagnetni talasi i zračenje*, Fakultet zaštite na radu u Nišu, Niš, 2008.
- [9] J. Surutka, Elektromagnetika, Građevinska knjiga, Beograd, 1989.
- [10] M. Yvanoff. *LC Sensor For Biological Tissue Characterization*, Doc. dissertation, Rochester Institute of Technology, 2008.
- [11] *Medical Center University of Maryland*, Kevin Berman, “Skin Layers“, *Available at Pregledano 15.juna 2015, Dostupno na: <http://www.umm.edu/imagepages/8912.htm>*
- [12] Silver F H, Siperko L M, Seehra G P. Mechanobiology of force transduction in dermal tissue. *Skin Research and Technology*, 2003, 9 (1): 3–23.,
- [13] Odland G F. Structure of the skin - Goldsmith L A. Physiology, Biochemistry, and Molecular Biology of the Skin. Oxford: Oxford University Press, 1991.
- [14] J. R. Howell, R. Siegel, M. P. Mengüç, *Thermal Radiation Heat Transfer*, CRC Press, 2010.
- [15] Jackson, J. D.: *Classical Electrodynamics*, 3d ed., John Wiley & Sons, Inc., New York, 2005.

- [16] Mishchenko, M. I., Travis, L. D., and Lacis, A. A.: Multiple Scattering of Light by Particles: Radiative Transfer and Coherent Back Scattering, Cambridge Press, New York, 2006.
- [17] Bionet škola, Pokožica, Pregledano 15.juna 2015, Dostupno na: <http://www.bionet-skola.com/w/Pokožica>
- [18] Ebling F, Eady R, Leigh I. Anatomy and organization of human skin// Champion R H, Burrington J L, Ebling F J G. Textbook of Dermatology. New York: Blackwell Scientific Publications, 1992.
- [19] Bottoms E, Shuster S. Effect of ultra-violet light on skin collagen. Nature, 1963, 199 (4889): 192–193.
- [20] Dombi G W, Haut R C. The tensile strength of skin and correlations with collagen content. Advances in Bioengineering Presented at the Winter Annual Meeting of the American Society of Mechanical Engineers. New York, 1985: 95–96.,
- [21] Reihsner R, Balogh B, Menzel E J. Two-dimensional elastic properties of human skin in terms of an incremental model at the in vivo configuration. Medical Engineering and Physics, 1995, 17 (4): 304–313.
- [22] Malvos H, Raj PK. Details of 35 m diameter LNG fire tests conducted in Montoir, France in 1987, and analysis of fire spectral and other data AIChE Winter Conference, Orlando, FL, April 23– 27, 2006
- [23] Brown I A. Scanning electron microscopy of human dermal fibrous tissue. Journal of Anatomy, 1972, 113 (Pt2): 159–168.,
- [24] Sanjeevi R. A viscoelastic model for the mechanical properties of biological materials. Journal of Biomechanics, 1982, 15 (2): 107–109.
- [25] Tregear R T. Physical Functions of the Skin. New York: Academic Press, 1966
- [26] Burton J L, Cunliffe W J. Subcutaneous fat// Champion R H, Burrington J L, Ebling F J G. Textbook of Dermatology. New York: Blackwell Scientific Publications, 1992.
- [27] Patapoutian A, Peier A M, Story G M, et al. Thermo TRP channels and beyond: Mechanisms of temperature sensation. Nature Reviews Neuroscience, 2003, 4 (8): 529–539
- [28] Ivanov K P, Konstantinov V A, Danilova N K. Thermoreceptor localization in the deep and surface skin layers. Journal of Thermal Biology, 1982, 7 (2): 75–78.
- [29] Morin C, Bushnell M C. Temporal and qualitative properties of cold pain and heat pain: A psychophysical study. Pain, 1998, 74 (1): 67–73.
- [30] <http://openwaterchicago.com/wp-content/uploads/2008/06/receptors.jpg>

- [31] Sonksen J, Craggs J. Circulation of the skin. *Current Anaesthesia and Critical Care*, 1999, 10 (2): 58–63.
- [32] Moschella S, Harley H J. *Dermatology*. London: WB Saunders, 1985.
- [33] Greenfield A D M. Circulation through the skin// Hamilton W F. *Handbook of Physiology*. Washington: American Physiological Society, 1963: 1325.
- [34] Fagrell B. Microcirculation of the skin// Fagrell B. *The physiology and pharmacology of the microcirculation*. London: Academic Press, 1984: 133–180.
- [35] Fung Y C. *Biomechanics: Motion, Flow, Stress, and Growth*. New York: Springer-Verlag, 1990
- [36] Homann H, Schlebusch H. Reversible and irreversible denaturation of collagen fibers. *Biochemistry*, 1971, 10 (6): 932–937
- [37] Chen S S, Wright N T, Humphrey J D. Phenomenological evolution equations for heat-induced shrinkage of a collagenous tissue. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 1998, 45 (10): 1234–1240.
- [38] J.D. Hardy, C. Muschenheim, The radiation of heat from the human body. IV. The emission, reflection, and transmission of infra-red radiation by the human skin, *J. Clin. Invest.* 13 (1934) 817.,
- [39] J.D. Hardy, H.T. Hammel, D. Murgatroyd, Spectral transmittance and reflectance of excised human skin, *J. Appl. Physiol.* 9 (1956) 257–264.
- [40] K. Martin, In vivo measurements of water in skin by near IR reflectance, *J. Appl. Spectrosc.* 52 (July (7)) (1998).
- [41] W.M. Wolfe (Ed.), *Handbook of Military Infrared Technology*, Office of Naval Research, Department of the Navy, Washington, DC, 1965 (Available through the Superintendent of Documents, U.S. Government Printing Office, Washington, DC 20402).
- [42] Van Hees J, Gybels J. C, Nociceptor activity in human nerve during painful and non painful skin stimulation. *Journal of Neurology, Neurosurgery, and Psychiatry*, 1981, 44 (7): 600–607, Reuck A V S, Knight J. *Touch, Heat and Pain*. London: Churchill, 1966.
- [43] Feng Xu, Tianjian Lu: *Introduction to Skin Biothermomechanics and Thermal Pain*, Science Press Beijing and Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2011
- [44] Abramson D I. *Circulation in the Extremities*. New York: Academic Press, 1967.
- [45] Chato J C. Heat transfer to blood vessels. *Journal of Biomechanical Engineering*, 1980, 102 (2): 110–118.

- [46] Weinbaum S, Jiji L M, Lemons D E. Theory and experiment for the effect of vascular microstructure on surface tissue heat transfer, Part I: Anatomical foundation and model conceptualization. *Journal of Biomechanical Engineering*, 1984, 106 (4): 321–330
- [47] Lemons D E, Chien S, Crawshaw L I, et al. Significance of vessel size and type in vascular heat transfer. *American Journal of Physiology*, 1987, 253 (1-2): R128–R135
- [48] Mercer G N, Sidhu H S. Modeling thermal burns due to airbag deployment. *Burns*, 2005, 31 (8): 977–980
- [49] Torvi D A, Dale J D. A finite element model of skin subjected to a flash fire. *Journal of Biomechanical Engineering*, 1994, 116 (3): 250–255.
- [50] Dai T, Pikkula B M, Wang L V, et al. Comparison of human skin optothermal response to near-infrared and visible laser irradiations: A theoretical investigation. *Physics in Medicine and Biology*, 2004, 49 (21): 4861–4877
- [51] Fish R. Electric shock, Part II: Nature and mechanisms of injury. *The Journal of Emergency Medicine*, 1993, 11 (4): 457–462
- [52] Crezee J, Legendijk J J. Temperature uniformity during hyperthermia: The impact of large vessels. *Physics in Medicine and Biology*, 1992, 37 (6): 1321–1337
- [53] SFPE, Engineering Guide for Predicting 1st and 2nd Degree Skin Burns from Thermal Radiation, Society of Fire Protection Engineers, Bethesda MD, 2000
- [54] Stoll A.M., Chianta M.A., “Method and Rating System for Evaluation of Thermal Protection”, *Aerospace Medicine*, 1969
- [55] Courtesy of UKAEA Safety and Reliability Directorate
- [56] Mixer G., “The Empirical Relation between Time and Intensity of Applied Thermal Energy in Production of 2 Burns in Pigs,” University of Rochester Report No. UR-316, Contract W-7044 eng49, New York (1954).
- [57] J.D. Hardy, I. Jacobs, and M.D. Meizner, “Thresholds of Pain and Reflex Contraction as Related to Noxious Stimulation,” *J. Ap. Phys.*, 5, pp. 725–739, 1953.
- [58] Pennes H H. Analysis of tissue and arterial blood temperatures in the resting human forearm. *Journal of Applied Physiology*, 1948, 1(2): 93–122
- [59] Charny C K. Mathematical models of bioheat transfer. *Advances in Heat Transfer*, 1992, 22: 19–155.
- [60] Arkin H, Xu L X, Holmes K R. Recent developments in modeling heat transfer in blood perfused tissues. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 1994, 41(2): 97–107.

- [61] Crezee J, Mooibroek J, Lagendijk J J, et al. The theoretical and experimental evaluation of the heat balance in perfused tissue. *Physics in Medicine and Biology*, 1994, 39(5): 813–832
- [62] Khaled A R A, Vafai K. The role of porous media in modeling flow and heat transfer in biological tissues. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, 46(26): 4989–5003.
- [63] Brinck H, Werner J. Efficiency function: Improvement of classical bioheat approach. *Journal of Applied Physiology*, 1994, 77(4): 1617–1622.
- [64] Chen M M, Holmes K R. Microvascular contributions in tissue heat transfer. *The New York Academy of Sciences*, 1980, 335(1): 137–150.
- [65] Rytov, S. M., Kravtsov, Y. A., and Tatarskii, V. I.: *Principles of Statistical Radiophysics 3: Elements of Random Fields*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1989.
- [66] Rytov, S. M.: *Theory of Electric Fluctuations and Thermal Radiation*, Air Force Cambridge Research Center, Bedford, MA, 1959.
- [67] Henriques, F.C., Jr., "Studies of Thermal Injuries V. The Predictability and the Significance of Thermally Induced Rate Processes Leading to Irreversible Epidermal Injury", *Archives of Pathology*, Vol. 43, 1947, pp. 489-502
- [68] Mehta, A.K, and Wong, F., *Measurement of Flammability and Burn Potential of Fabrics*, Summary Report from Fuel Research Laboratory, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts, 1972
- [69] Mehta, A.K, and Wong, F., *Measurement of Flammability and Burn Potential of Fabrics*, Full Report from Fuels Research Laboratory, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts, 1973
- [70] [Norton, M.J.T., Kadoph, S.J., Johnson, R.F., and Jordan, K.A., "Design, Construction, and Use of Minnesota Woman, A Thermally Instrumented Mannequin", *Textile Research Journal*, Vol. 55, 1985, pp. 5-12,
- [71] Elkins, W. and Thompson, J.G., *Instrumented Thermal Mannikin*, Acurex Corporation, Aerotherm Division Report AD-781 176, 1973,
- [72] Dale, J.D., Crown, E.M., Ackerman, M.Y., Leung, E., and Rigakis, K.B., "Instrumented Mannequin Evaluation of Thermal Protective Clothing", *Performance of Protective Clothing: Fourth Volume*. ASTM STP 1133, James P. McBriarty and Norman W. Henry, eds., American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1992
- [73] SFPE, *Engineering Guide for Predicting 1st and 2nd Degree Skin Burns from Thermal Radiation*, Society of Fire Protection Engineers, Bethesda MD, 2000.
- [74] NFPA, *Standard for the Production, Storage, and Handling of liquefied Natural Gas (LNG)*, 2006 ed., National Fire Protection Association, Quincy, MA 02169, 2006

- [75] ANSI/API 521, Guide for Pressure-Relieving and Depressuring Systems, fourth ed., American Petroleum Institute, Washington, DC, 1997.
- [76] Karlsson, B., & Quintiere, J. G. (2000). Enclosure fire dynamics. Boca Raton, FL: CRC Press
- [77] Beyler, C. L. (2002). Fire hazard calculations for large, open hydrocarbon fires. In P. J. DiNenno, et al. (Ed.), SFPE Handbook of Fire Protection Engineering (3rd ed.). Quincy, MA: National Fire Protection Association.
- [78] Shokri, M., & Beyler, C. L. (1989). Radiation from Large Pool Fires. Journal of Fire Protection Engineering, 1(4), 141-149. DOI:10.1177/104239158900100404
- [79] Modak, A. T. (1977). Thermal radiation from pool fires. Combustion and Flame, 29, 177-192. DOI:10.1016/0010-2180(77)90106-7
- [80] Mudan, K. S. (1984). Thermal radiation hazards from hydrocarbon pool fires. Progress in Energy and Combustion Science, 10(1), 59-80. DOI:10.1016/0360-1285(84)90119-9
- [81] Dayan, A., & Tien, C. L. (1974). Radiant Heating from a Cylindrical Fire Column. Combustion Science and Technology, 9(1-2), 41-47. DOI:10.1080/00102207408960335
- [82] R. Siegel and J. R. Howell. *Thermal Radiation Heat Transfer*. Taylor & Francis, New York, 4th edition, 2002
- [83] R. Howell, R. Siegel and M. P. Mengüç, *Thermal Radiation Heat Transfer*, CRC Press, Taylor & Francis, New York, 6th edition, 2010.
- [84] W. Grosshandler. RadCal: A Narrow Band Model for Radiation Calculations in a Combustion Environment. NIST Technical Note TN 1402, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, 1993.
- [85] G.D. Raithby and E.H. Chui. A Finite-Volume Method for Predicting Radiant Heat Transfer in Enclosures with Participating Media. *Journal of Heat Transfer*, 112(2):415–423, 1990.
- [86] Grosshandler, W., 1979, ‘Radiation from Nonhomogeneous Fires,’ FMRC 3.1. OAOE6.BU-4, Factory Mutual Research Corporation, September.
- [87] Grosshandler, W., 1980, Radiative Heat Transfer in Nonhomogeneous Gases: A Simplified Approach, Inr. J. Heat and Mass Transfer 23, 1447-1459.
- [88] Grosshandler, W. and Nguyen, H., 1985, ‘Application of the Total Transmittance Nonhomogeneous Radiation Model to Methane Combustion,’ J. Heat Transfer 107, 445-450.
- [89] S.H. Kim and K.Y. Huh. Assessment of The Finite-Volume Method and The Discrete Ordinate Method for Radiative Heat Transfer In a Three-Dimensional Rectangular Enclosure. *Numerical Heat Transfer, Part B*, 35:85–112, 1999
- [90] B. Hartmut, „Computation of Electromagnetic Fields using Integral Methods,“ *International*

PhD-seminar Computation of Electromagnetic Fields, Budva / Serbia & Montenegro, 23-28 September 2004.

[91] L. Ragha, „Numerical Methods for Bio-electromagnetic Computation: A General Perspective,“ *Proceedings of SPIT-IEEE Colloquium and International Conference*, Mumbai, India, vol2, N94

[92] J.Y. Murthy and S.R. Mathur. Radiative Heat Transfer in Axisymmetric Geometries Using an Unstructured Finite-Volume Method. *Numerical Heat Transfer, Part B*, 33:397–416, 1998.

[93] S. Hostikka, K.B. McGrattan, and A. Hamins. Numerical Modeling of Pool Fires using Large Eddy Simulation and Finite Volume Method for Radiation. In *Fire Safety Science – Proceedings of the Seventh International Symposium*, pages 383–394. International Association for Fire Safety Science, 2002.

[94] K. Yee, „Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equation in Isotropic Media,“ *IEEE Trans, on Antennas and Propagation*, Vol. 14, No. 3, pp. 1996, 302-307.

[95] F. Gustrau, D. Manteuffel, *EM Modeling of Antennas and RF Components for Wireless Communication systems*. Springer, 2006.

[96] T. Weiland, „A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields,“ *Electronics and Communication (AEC)*, vol. 31, p. 116,1977.

[97] D. Krstić, D. Zigar, D. Petković, „Modeliranje apsorpcije zračenja mobilnog telefona u glavi čoveka,“ *Biološki efekti veštačkih elektromagnetnih polja - Prvi simpozijum sa međunarodnim učešćem*, No 21. 1, str 5, Novi Sad, 29-30. 05. 2009.

[98] CST, “User’s Manual CST Studio suite”; 2012, <http://www.cst.com>

[99] D. Krstić, D. Zigar, D. Petković, D. Sokolović, B. Đindić, N. Cvetković, J. Jovanović and N. Đindić: Predicting The Biological Effects Of Mobile Phone Radiation: Absorbed Energy Linked To The Mri-Obtained Structure, *Arh Hig Rada Toksikol* 2013;64:159-168.

[100] D. Krstić, D. Zigar, M. Dunjić, D. Kitić, B. Djindjić: Investigation Of Biological Effects Of Mobile Phone Radiation On Tooth With Amalgam Filings, *Acupuncture & Electro-Therapeutics Research International Journal of Integrated Medicine*, Vol.39, No 3-4, 2014.

[101] D. Krstić, D. Zigar, M. Dunjić, M. D. Sokolović, N. Cvetković: Research in biological effects exposure of service technicians to electromagnetic field from base station antenna system, 6th European Congress for Integrative Medicine-ECIM-2013, 4-5 October, Berlin, 2013., *Forsch Komplementmed* 2013; 20(suppl 3):1–50.

[102] IT’IS Foundation, Tissue Properties, Dostupno 15.07.2015. na: <http://www.itis.ethz.ch/virtual-population/tissue-properties/database/tissue-frequency-chart/>

[103] D. Krstić, D. Zigar, D. Petković, D. Sokolović, B. Đindić, B. Đorđević, M.Dunjić, G. Ristić: The Study of Biological Effects of Electromagnetic Mobile Phone Radiation on Experimental Animals by Combining Numerical Modelling and Experimental Research, *Microwave Review*, Vol. 18, No. 2, December 2012, pp 9-16.

[104] D. Krstić, D. Zigar, D. Petković, N. Cvetković, V. Marković, N. Đindić, B.Đindić:

Modeling of Penetrating Electromagnetic Fields of Mobile Phones in Experimental Animals, Safety Engineering, 93-97, Vol2, No2 (2012).

[105] D. Krstić, D. Zigar, D. Petković, D. Sokolović: Calculation of absorbed electromagnetic energy in human head radiated by mobile phones, International Journal of Emerging Sciences - IJES, Vol. 1, No. 4, December 2011: Special Issue: Selected Best Papers of the PES 2011, pp. 526-534.

[106] D. Zigar, D. Jovanović, M. Zdravković: Cfd Study Of Fire Protection Systems In Tunnel Fires, Safety Engineering, Vol. 1, No. 1, 2011, pp. 11-16, DOI:10.7562/SE2012.02.07, Niš, 2011.

[107] D. Petković, D. Zigar, D. Jovanović: Results of the simulation of the flame thermal radiation propagation thorough room openings, Facta Universitatis, Niš, 2007.

[108] D. Pesic, D. Zigar, N. Zivkovic: Assessing the Risk Of Accidents in Natural Gas Metering-Regulating Stations, The 14th Annual International Conference on CIVIL PROTECTION – DANGEROUS SUBSTANCES 2015, pp124-128, February 4 – 5, Ostrava, 2015.

[109] D. Krstić, D. Zigar, M. Dunjić, D. Petković, N. Cvetković, D. Sokolović: Electromagnetic Modeling Of Tooth With Dental Amalgam Fillings Exposed To Mobile Phone, RAD 2014, The Second International Conference on Radiation and Radiation Dosimetry in Various Fields of Research, Niš, 2014.

[110] D. Pešić, D. Zigar, Lj. Živković, N. Živković, M. Blagojević: Separation Distance Between Buildings in Function of Fire Protection, Conferința științifică internațională Provocări și Strategii în Ordinea și Siguranța Publică / 15-16 mai 2014, București (invited paper).

[111] D. Pešić, S. Bogdanov, D. Zigar: Methods for Testing Reinforced Concrete Structure after Fire Exposure, XXI mezdunarodni konference Pozarna Ochrana 2012, Ostrava 2012.

[112] D. Pešić, Ž. Jovanović, N. Živković, D. Zigar, S. Pavić: Fire risk assessment in transformer stations, Sedma regionalna naučno-stručna konferencija o sistemu upravljanja zaštitom životne sredine u elektroprivredi i međusobno povezanim kompanijama „ELECTRA VII“, JP Elektroprivreda Srbije, Kopaonik, 13-16. novembar, 2012, ISBN 978-86-85013-11-9

[113] D. Krstic, D. Zigar, D. Sokolovic, B. Djindjic, M. Dunjic, S. Stanisic, V. Markovic, Influence long term microwave radiation (MW) from mobile phone on some tissue of rats, 4th European Congress of Integrative Medicine, October 7-8, 2011, Berlin, Abstract Proceedings 14.10.2011 M.Cree, p.195-196.

[114] D. Krstić, D. Zigar, D. Petković, D. Sokolović: Calculation Of Absorbed Electromagnetic Energy In Human Head Radiated By Mobile Phones, IIEC 2011 Conference proceedings, 2011, P1-14 pp 1-4.

- [115] D. Zigar, M. Zdravković, D. Jovanović: Određivanje bezbednog požarnog rastojanja u ruralno-urbanoj sredini primenom CFD simulacije, 12. Međunarodna konferencija zaštite od požara i eksplozije, Novi Sad, 2010. pp 3-10.
- [116] Z. Martina, Z. Darko, J. Desimir: Značaj procene rizika od požara, 12. Međunarodna konferencija zaštite od požara i eksplozije, Novi Sad, 2010. pp 21-29.
- [117] M. Zdravković, D. Jovanović, D. Zigar,: Primena inženjerskog metoda za procenu rizika od požara, 12. Međunarodna konferencija zaštite od požara i eksplozije, Novi Sad, 2010. pp 126-135.
- [118] D. Zigar, M. Zdravković, D. Jovanović: Results of the simulation of the effects of a sprinkler spray on a thermal radiation propagation through room openings, 18th International Symposium on FIRE PROTECTION 2009, Ostrava, 2009.
- [119] D. Zigar, M. Zdravković, D. Jovanović, Propagation of thermal radiation flame throughout the room openings, Konferencji Bezpieczeństwo Pożarowe Budowli, Warszawa, 2008.
- [120] D. Zigar, M. Zdravković, D. Jovanović: Bezbedno rastojanje između objekata u funkciji zaštite od požara, 11. Međunarodna konferencija zaštite od požara i eksplozije, Novi Sad, 2008.
- [121] S. Živanović, D. Zigar, M. Zdravković: Monitoring meteoroloških podataka u funkciji zaštite prirode od požara, Ecologica, No 69, 2013, pp 63-66.
- [122] M. Zdravković, D. Zigar D. Jovanović, R. Kostić: Zaštita od požara tunela, mostova i drugih puteva sa limitiranim prolazima, GNP 2010, 3. internacionalni naučno – stručni skup „Građevinarstvo – nauka i praksa“, 15.–19.02.2010., Žabljak, pp 661-666
- [123] Z. Blagojević, S. Živanović, D. Krstić, D. Zigar: Analysis Of The Wind In The Area Of Negotin From The Aspect Of Risk From Forest Fires, 14th International Conference on Fire and Explosion Protection, pp-372-381, 02-03.2014, Novi Sad.

BIOGRAFIJA AUTORA

Darko N. Zigar, rođen je 16.04.1973. godine u Pančevu, Republika Srbija. Od 2004. godine je sa prebivalištem u Nišu.

Osnovnu i nižu muzičku školu završio je 1987. godine u Kladovu. Srednju elektrotehničku školu završio je 1991. godine u Kladovu. Na Fakultetu zaštite na radu u Nišu upisao je 1995. godine smer – Zaštita životne sredine, gde je diplomirao 16.5.2002. godine, sa prosečnom ocenom 8,42 i ocenom 10 na diplomskom ispitu.

Poslediplomske studije Fakulteta zaštite na radu u Nišu, smer zaštite od požara, upisao je 2003. godine, gde je 11.12.2007. odbranio magistarsku tezu pod nazivom **„Raspodela toplotnog zračenja plamena kroz otvore prostorija“**, i time stekao akademski naziv magistra tehničkih nauka – zaštite od požara.

U toku 1995. godine radio je u privatnoj zanatskoj radnji za preradu mleka „Jovanović“, na radnom mestu tehnologa.

Tokom 2001. godine radio je u humanitarnoj organizaciji „Help“, a 2002. godine na radnom mestu tehnologa u privatnom preduzeću za proizvodnju motornog ulja „Maxon“ - Bubanj Selo kod Niša.

Od 31. 11. 2008. godine radi na Fakultetu zaštite na radu u Nišu kao saradnik u zvanju asistenta. Angažovan je na predmetima: Sistemi za otkrivanje i dojavu požara, Tehnička ekspertiza požara i eksplozija, Rizik od opasnih materija, Upravljanje projektima, Modeliranje i simulacija požara, Dinamika požara, Zaštita od požara i eksplozija i Zaštita od eksplozija.

U okviru naučno-istraživačkog rada Darko Zigar je učestvovao u realizaciji tri projekta:

1. „Razvoj modela za procenu uticaja zračenja baznih stanica mobilne telefonije na životnu sredinu“, br. 21035, Ministarstva za nauku i tehnološki razvoj Republike Srbije,
2. „Zajednička istraživanja merenja i uticaja jonizujućeg i UV zračenja u oblasti medicine i zaštite životne sredine“, br. 43011, Ministarstva za nauku i tehnološki razvoj Republike Srbije,
3. „Monitoring elektromagnetnih zračenja mobilnih telekomunikacionih sistema u

životnoj sredini, analiza molekularnih mehanizama i biomarkera oštećenja kod hronične izloženosti sa razvojem modela za procenu rizika i metoda za zaštitu od zračenja“, br. 43012, Ministarstva za nauku i tehnološki razvoj Republike Srbije.

Na Fakultetu Zaštite na radu u Nišu član je Saveta fakulteta, Katedre za preventivno inženjerstvo, Laboratorije za alarmne sisteme i Laboratorije za elektrotehniku i elektromagnetna zračenja.

Koautor je zbirke zadataka „*Požari i eksplozije*“, za predmet Požari i eksplozije na drugoj godini Osnovnih akademskih studija Fakulteta zaštite na radu u Nišu i jednog tehničkog rešenja.

Takođe je i autor ili koautor 51 naučno-stručnog rada.

ODABRANI RADOVI AUTORA IZ OBLASTI DOKTORSKE DISERTACIJE

- [1] D. Krstić, D. Zigar, D. Petković, D. Sokolović, B. Đinđić, N. Cvetković, J. Jovanović and N. Đinđić: Predicting The Biological Effects Of Mobile Phone Radiation: Absorbed Energy Linked To The Mri-Obtained Structure, *Arh Hig Rada Toksikol* 2013;64:159-168.
- [2] D. Krstić, D. Zigar, M. Dunjić, D. Kitić, B. Djindjić: Investigation Of Biological Effects Of Mobile Phone Radiation On Tooth With Amalgam Filings, *Acupuncture & Electro-Therapeutics Research International Journal of Integrated Medicine*, Vol.39, No 3-4, 2014.
- [3] D. Krstić, D. Zigar, M. Dunjić, M. D. Sokolović, N. Cvetković: Research in biological effects exposure of service technicians to electromagnetic field from base station antenna system, 6th European Congress for Integrative Medicine-ECIM-2013, 4-5 October, Berlin, 2013., *Forsch Komplementmed* 2013; 20(suppl 3):1–50.
- [4] D. Krstić, D. Zigar, D. Petković, D. Sokolović, B. Đinđić, B. Đorđević, M. Dunjić, G. Ristić: The Study of Biological Effects of Electromagnetic Mobile Phone Radiation on Experimental Animals by Combining Numerical Modelling and Experimental Research, *Microwave Review*, Vol. 18, No. 2, December 2012, pp 9-16.
- [5] D. Krstić, D. Zigar, D. Petković, N. Cvetković, V. Marković, N. Đinđić, B. Đinđić: Modeling of Penetrating Electromagnetic Fields of Mobile Phones in Experimental Animals, *Safety Engineering*, 93-97, Vol2, No2 (2012).

- [6] D. Krstić, D. Zigar, D. Petković, D. Sokolović: Calculation of absorbed electromagnetic energy in human head radiated by mobile phones, *International Journal of Emerging Sciences - IJES*, Vol. 1, No. 4, December 2011: Special Issue: Selected Best Papers of the PES 2011, pp. 526-534.
- [7] D. Zigar, D. Jovanović, M. Zdravković: Cfd Study Of Fire Protection Systems In Tunnel Fires, *Safety Engineering*, Vol. 1, No. 1, 2011, pp. 11-16, DOI:10.7562/SE2012.02.07, Niš, 2011.
- [8] D. Petković, D. Zigar, D. Jovanović: Results of the simulation of the flame thermal radiation propagation thorough room openings, *Facta Universitatis*, Niš, 2007.
- [9] D. Pesic, D. Zigar, N. Zivkovic: Assessing the Risk Of Accidents in Natural Gas Metering-Regulating Stations, *The 14th Annual International Conference on CIVIL PROTECTION – DANGEROUS SUBSTANCES 2015*, pp124-128, February 4 – 5, Ostrava, 2015.
- [10] D. Krstić, D. Zigar, M. Dunjić, D. Petković, N. Cvetković, D. Sokolović: Electromagnetic Modeling Of Tooth With Dental Amalgam Fillings Exposed To Mobile Phone, *RAD 2014*, The Second International Conference on Radiation and Radiation Dosimetry in Various Fields of Research, Niš, 2014.
- [11] D. Pešić, D. Zigar, Lj. Živković, N. Živković, M. Blagojević: Separation Distance Between Buildings in Function of Fire Protection, *Conferința științifică internațională Provocări și Strategii în Ordinea și Siguranța Publică / 15-16 mai 2014*, București (invited paper).
- [12] D. Pešić, S. Bogdanov, D. Zigar: Methods for Testing Reinforced Concrete Structure after Fire Exposure, *XXI mezdunarodni konference Pozarna Ochrana 2012*, Ostrava 2012.
- [13] D. Pešić, Ž. Jovanović, N. Živković, D. Zigar, S. Pavić: Fire risk assessment in transformer stations, *Sedma regionalna naučno-stručna konferencija o sistemu upravljanja zaštitom životne sredine u elektroprivredi i međusobno povezanim kompanijama „ELECTRA VII“*, JP Elektroprivreda Srbije, Kopaonik, 13-16. novembar, 2012, ISBN 978-86-85013-11-9
- [14] D. Krstić, D. Zigar, D. Sokolović, B. Djindjic, M. Dunjic, S. Stanisic, V. Markovic, Influence long term microwave radiation (MW) from mobile phone on some tissue of rats, *4th European Congress of Integrative Medicine*, October 7-8, 2011, Berlin, Abstract Proceedings 14.10.2011 M.Cree, p.195-196.
- [15] D. Krstić, D. Zigar, D. Petković, D. Sokolović: Calculation Of Absorbed Electromagnetic Energy In Human Head Radiated By Mobile Phones, *IIEC 2011*

Conference proceedings, 2011, P1-14 pp 1-4.

[16] D. Zigar, M. Zdravković, D. Jovanović: Određivanje bezbednog požarnog rastojanja u ruralno-urbanoj sredini primenom CFD simulacije, 12. Međunarodna konferencija zaštite od požara i eksplozije, Novi Sad, 2010. pp 3-10.

[17] Z. Martina, Z. Darko, J. Desimir: Značaj procene rizika od požara, 12. Međunarodna konferencija zaštite od požara i eksplozije, Novi Sad, 2010. pp 21-29.

[18] M. Zdravković, D. Jovanović, D. Zigar,: Primena inženjerskog metoda za procenu rizika od požara, 12. Međunarodna konferencija zaštite od požara i eksplozije, Novi Sad, 2010. pp 126-135.

[19] D. Krstić, D. Zigar, D. Petković: Modeliranje apsorpcije zračenja mobilnog telefona u glavi čoveka, Biološki efekti veštačkih elektromagnetnih polja - Prvi simpozijum sa međunarodnim učešćem, No 21.1, str 5, Novi Sad, 29-30.05.2009.

[20] D. Zigar, M. Zdravković, D. Jovanović: Results of the simulation of the effects of a sprinkler spray on a thermal radiation propagation through room openings, 18th International Symposium on FIRE PROTECTION 2009, Ostrava, 2009.

[21] D. Zigar, M. Zdravković, D. Jovanović, Propagation of thermal radiation flame throughout the room openings, Konferencji Bezpieczeństwo Pożarowe Budowli, Warszawa, 2008.

[22] D. Zigar, M. Zdravković, D. Jovanović: Bezbedno rastojanje između objekata u funkciji zaštite od požara, 11. Međunarodna konferencija zaštite od požara i eksplozije, Novi Sad, 2008.

[23] S. Živanović, D. Zigar, M. Zdravković: Monitoring meteoroloških podataka u funkciji zaštite prirode od požara, Ecologica, No 69, 2013, pp 63-66.

[24] M. Zdravković, D. Zigar D. Jovanović, R. Kostić: Zaštita od požara tunela, mostova i drugih puteva sa limitiranim prolazima, GNP 2010, 3. internacionalni naučno – stručni skup „Građevinarstvo – nauka i praksa“, 15.–19.02.2010., Žabljak, pp 661-666

[25] Z. Blagojević, S. Živanović, D. Krstić, D. Zigar: Analysis Of The Wind In The Area Of Negotin From The Aspect Of Risk From Forest Fires, 14th International Conference on Fire and Explosion Protection, pp-372-381, 02-03.2014, Novi Sad.

ИЗЈАВЕ АУТОРА ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ



Univerzitet u Nišu

Izjava 1.

IZJAVA O AUTORSTVU

Izjavljujem da je doktorska disertacija pod nazivom:

Novi metod za određivanje bezbednog rastojanja ljudi od požara kao izvora toplotnog zračenja

koja je odbranjena na Fakultetu zaštite na radu u Nišu Univerziteta u Nišu:

- rezultat sopstvenog istraživačkog rada;
- da ovu disertaciju, ni u celini, ni u delovima, nisam prijavljivao/la na drugim fakultetima, niti univerzitetima;
- da nisam povredio/la autorska prava, niti zloupotrebio/la intelektualnu svojinu drugih lica.

Dozvoljavam da se objave moji lični podaci, koji su u vezi sa autorstvom i dobijanjem akademskog zvanja doktora nauka, kao što su ime i prezime, godina i mesto rođenja i datum odbrane rada, i to u katalogu Biblioteke, Digitalnom repozitorijumu Univerziteta u Nišu, kao i u publikacijama Univerziteta u Nišu.

U Nišu, _____

Autor disertacije: mr Darko N. Zigar

Potpis autora disertacije:



Univerzitet u Nišu

Izjava 2.

**IZJAVA O ISTOVETNOSTI ŠTAMPANOG I ELEKTRONSKOG OBLIKA
DOKTORSKE DISERTACIJE**

Ime i prezime autora: mr Darko N. Zigar

Naslov disertacije: **Novi metod za određivanje bezbednog rastojanja ljudi od požara kao izvora toplotnog zračenja**

Mentor: dr Desimir Jovanović, red. prof.

Izjavljujem da je štampana verzija moje doktorske disertacije istovetna elektronskoj verziji, koju sam predao/la za unošenje u **Digitalni repozitorijum Univerziteta u Nišu.**

U Nišu, _____

Potpis autora disertacije:



Univerzitet u Nišu

Izjava 3.

IZJAVA O KORIŠĆENJU

Ovlašćujem Univerzitetsku biblioteku „Nikola Tesla“ da, u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Nišu, unese moju doktorsku disertaciju pod nazivom:

Novi metod za određivanje bezbednog rastojanja ljudi od požara kao izvora toplotnog zračenja.

Disertaciju sa svim prilogima predao/la sam u elektronskom obliku pogodnom za trajno arhiviranje.

Moju doktorsku disertaciju, unetu u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Nišu, mogu koristiti svi koji poštuju odredbe sadržane u odabranom tipu licence Kreativne zajednice (Creative Commons), za koju sam se odlučio/la.

1. Autorstvo **(CC BY)**
2. Autorstvo – nekomercijalno **(CC BY-NC)**
3. Autorstvo – nekomercijalno – bez prerade **(CC BY-NC-ND)**
4. Autorstvo – nekomercijalno – deliti pod istim uslovima **(CC BY-NC-SA)**
5. Autorstvo – bez prerade **(CC BY-ND)**
6. Autorstvo – deliti pod istim uslovima **(CC BY-SA)**

U Nišu, _____

Autor disertacije: mr Darko N. Zigar

Potpis autora disertacije:
