



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ПРИМЉЕНО	06.03.2003.
ОРГАНИЗ.ЈЕД.	БРОЈ
0603	9/682

Marijana Žunić

Jednodimenzioni model depozicije atmosferskih aerosola u standardnoj atmosferi

• diplomski rad •

Novi Sad 2003.

U izradi diplomskog rada su mi pomogle brojne kolege. Pored mentora i ostalih članova komisije, čiji su mi saveti bili dragoceni, veliku pomoć mi je pružio mr Ilija Arsenić, koji je predložio ovu temu i pratio sve faze izrade.

20. oktobar 2003.

Žunić Marijana

Sadržaj

UVOD	3
1. Proces difuzije i Gausova raspodela	7
2. Depozicija materijala nošenih vетром	16
Depozicija teških ili velikih čestica	17
Izračunavanje intenziteta depozicije metodom “agnute perjanice”	18
Izračunavanje intenziteta depozicije metodom rotacije koordinatnog sistema	19
Depozicija malih čestica i gasova	22
3. Određivanje srednjih kvadratnih odstupanja	25
Određivanje klase stabilnosti	26
Određivanje klase stabilnosti na osnovu meteoroloških merenja	27
Određivanje klase stabilnosti na osnovu Ričardsonovog broja	30
4. Izračunavanje brzine trenja u^*	31
Nestabilna i neutralna stratifikacija	32
Stabilna stratifikacija	34
5. Numerički eksperimenti i analiza rezultata	35
Numerički model za izračunavanje intenziteta depozicije velikih ili teških čestica ...	35
Numerički model za izračunavanje intenziteta depozicije malih ili lakih čestica	46
ZAKLJUČAK	52
DODATAK 1: Deteljan prikaz rešavanja jednačine difuzije	55
DODATAK 2: Detaljan prikaz izvođenja jednačina 1.22	64
DODATAK 3: Klasifikacija klase stabilnosti	67
DODATAK 4: Opis numeričkih modela za izračunavanje intenziteta depozicije	69
LITERATURA	86
PRILOG	87

Uvod

Supstancije suspendovane u vazduhu, koje se javljaju u dovoljnoj koncentraciji da utiču na zdravlje ljudi i životinja, nanose oštećenja biljkama ili na bilo koji drugi način zagađuju životno okruženje predstavljaju *aero-zagadenje*. U glavne zagađujuće materije spadaju: ugljen-monoksid, ugljen dioksid, oksidi azota NO_x , sumporna jedinjenja (SO_2 , H_2S , H_2SO_4 , H_2SO_3), isparljiva organska jedinjenja, ozon (O_3) i aerosoli. Oni se mogu javiti kao posledica prirodnih procesa ili kao posledica ljudske aktivnosti tj. mogu da budu emitovani iz pokretnih ili nepokretnih izvora, koji su prateći objekti te aktivnosti, kao što su, npr.: industrijski kompleksi, energetska postrojenja, elektrane i toplane, saobraćajna sredstva, nuklearna postrojenja, stambene i poslovne zgrade itd. Praćenje depozicije zagađujućih materija na tlu za krajnji cilj ima: (1) određivanje stepena uticaja prisustva zagađujućih materija na zdravlje ljudi, na poljoprivredne kulture, biljke i životinje kao i (2) njenu upotrebu pri projektovanju mera predostrožnosti i protiv-mera, radi ublažavanja i eliminisanja nepovoljnih efekata. Intenzitet depozicije definisan je kao broj čestica suspendovanih u vazduhu u jedinici vremena na jedinicu zemljine površine, pa može biti predstavljen kao proizvod brzine pada čestica i koncentracije suspendovanog materijala na tlu.

Zbog velikog uticaja zagađenja na živi svet i njegovo okruženje, posle akcidenta na nuklearnom reaktoru u Windscale, Cumbria 1957. godine, Britanska meteorološka služba započela je istraživanje, koje je trebalo da omogući izračunavanje prostorno vremenske evolucije raspodele koncentracije zagađujućih materija nošenih vетrom. Teorijsko rešenje jednačine difuzije, koje je u to vreme već bilo poznato, nije moglo zadovoljavajuće da opiše prirodu problema, pa je osnovni zadatak bio formulisanje relacija koje se odnose na disperziju, a koje je moguće iskazati preko meteoroloških podataka koji su dostupni. Prva rešenja ovog problema objavila je Britanska meteorološka služba 1958. godine, a dalja istraživanja su prikazana u radu Paskvila, (Pasquill, 1961) u kome se preporučuje metod za procenu intenziteta difuzije i u



slučajevima kada osmotrene vrednosti meteoroloških veličina (sem temperature vazduha i brzine vetra) nisu dostupne.

Paskvil (Pasquill, 1961) i Giford (Gifford, 1961) su problem tretirali statistički, a parametar σ (sigma) su grafički predstavili preko kompleta sigma krivih (PGS). U ovom kompletu svaka kriva opisuje jednu od sedam klasa stabilnosti. Krive standardnih devijacija su određene tokom eksperimenata sa pasivnim traserima koji su ispuštani iz izvora pri tlu, na rastojanjima do 800 m od izvora gledano niz vetar. Koristeći rezultate eksperimenta izvedenih u Brookhaven National Laboratoy (BNL) i Tennessee Valley Authority (TVA) sa izvorima trasera koji su ispuštani sa visina od 75 do 250 metara, Briggs (Briggs, 1969) je predložio seriju interpolacionih formula za σ krive. Razlikuju se dve grupe jednačina, za šest klasa stabilnosti: za urbane i ruralne uslove. Rezultati velikog broja eksperimenata pokazali su da se σ krive dobro slažu sa izmerenim vrednostima, za udaljenosti do 10 km.

Polazeći od izračunatih standardnih devijacija, naredni korak je izračunavanje raspodele koncentracije. U numeričkim modelima će biti posmatrano širenje dimne perjanice u jednoj dimenziji, a prostorna raspodela koncentracije polutanata, emitovanih iz tačkastog izvora, tretiraće se preko Gausove raspodele. Ovako prepostavljen model dimne perjanice, koji daje rezultate koji se dobro slažu sa eksperimentima, predstavlja rešenje Fikove jednačine difuzije za konstantne koeficijente turbulencije. Pored toga pogodan je za primenu, jer se proračuni za sve tačke računske mreže dobijaju na osnovu meteoroloških merenja samo u jednoj tački – tj. na lokaciji izvora.

Atmosfera će biti tretirana kao standardna u smislu sastava, odnosno standardna atmosfera je srednja atmosfera koja ima sve profile ($T(z)$, $P(z)$, $CO_2(z)$, $N_2(z)$, $O_2(z)$ itd.), a stabilnost atmosfere je standardizovana u šest klasa stabilnosti, za koje je određivan intenzitet depozicije čestica.

S obzirom da je red veličine vertikalne komponente brzine vetra 0,1 m/s, čestice se mogu podeliti na velike (teške) i male (lake). Tačnije, čestice čija je konačna brzina padanja većeg reda veličine od vertikalne komponente brzine vetra biće tretirane kao velike čestice, dok će ostale čestice biti tretirane kao male čestice.

Za slučaj većih čestica računa se gravitaciono teloženje. U *numeričkom modelu za prognozu intenziteta depozicije velikih čestica* će biti prikazana dva metoda za izračunavanje intenziteta depozicije: metod “nagnute perjanice”, predložen od strane

Paskvila (*Atmospheric diffusion*) i individualni metod rotacije koordinatnog sistema. U ovom modelu, klase stabilnosti su određivane Brigsovom procedurom.

Na prirodu depozicije malih čestica tj. čestica čija je brzina manjeg reda veličine nego vertikalna komponenta brzine vazduha, direktni uticaj ima kompleksnost i varijabilnost turbulentnih kretanja u atmosferi. Za stratifikovane fluide, za deo graničnog sloja u blizini podloge, 50-tih godina Monin i Obuhov su predložili kako da se računaju svi fluksevi uopštenjem rezultata koji važe kod homogenog fluida. U *numeričkom modelu za izračunavanje intenziteta depozicije malih čestica*, brzina depozicije zavisi od brzine trenja, koja se određuje iterativnim postupkom. S obzirom na činjenicu da je nedostatak Brigsove procedure za određivanje klase stabilnosti u tome što ne uzima u obzir stanje tla koje često odlučujuće utiče na stanje stabilnosti površinskog sloja atmosfere, u ovom numeričkom modelu klase stabilnosti će biti određene na osnovu vrednosti gradijentnog Ričardsonovog broja. U istraživanjima, koja su urađena u Centru za meteorologiju i modeliranje životne sredine, Univerziteta u Novom Sadu, izvršeno je uporedno određivanje klase stabilnosti atmosfere procedurom koju je predložio Brigs i na osnovu vrednosti gradijentnog Ričardsonovog broja. Dobijeni rezultati pokazuju da Brigsovom procedurom mogu da budu dobijene sasvim nerealne slike o stabilnosti atmosfere.

U ovom radu će biti računat intenzitet depozicije na ravnom terenu, jer je zbog značajnog uticaja reljefa na polje vetra i turbulenciju u graničnom sloju atmosfere, izračunavanje intenziteta depozicije prilično složeno.

Problem, koji se javlja kod simulacije transporta zagađujućih materija, predstavlja obezbeđivane adekvatnih ulaznih podataka koji su neophodni za simulaciju površinskih procesa. Dodatni problem koji se javlja i pored snažnog razvoja računarske tehnologije, je problem računskog vremena, koji još uvek nije rešen. Tačnije, u numeričkom modeliranju procesa u atmosferi, povećavajući prostornu rezoluciju, u skladu sa kriterijumom Curenta, Fridrihsa i Levija (CFL) iz 1926. godine, mora biti povećana i vremenska rezolucija, što za posledicu ima znatan utrošak računskog vremena.. To je problem zbog kojeg ni turbulentni transport ne može da se tretira na onom nivou egzaktnosti koji je omogućen savremenim dostignućima u ovoj oblasti nauke.

Ipak, prednost ovih modela, za određivanje intenziteta depozicije velikih i malih čestica, je što na osnovu procene ulaznih podataka ili korišćenjem automatizovanih meteoroloških stanica, relativno brzo i sa zadovoljavajućom tačnošću može da bude izračunata raspodela koncentracije i intenzitet depozicije zagađujućih materija.

Za slučaj velikih i malih čestica, intenzitet depozicije je računat numerički, a programski kod modela napisan je u programskom jeziku FORTRAN 77.

U prvom poglavlju ovog rada, biće prikazan postupak kojim je, polazeći od Fikovog (Fick) zakona difuzije, teorijskim pristupom dobijen izraz za prostornu raspodelu koncentracije. Zatim je, polazeći od opšteg oblika izraza za distribuciju materijala emitovanih iz kontinualnog tačkastog izvora, a koji je dobijen na osnovu analitičkog izraza "fitovanog" iz eksperimentalnih rezultata, dobijen Gausov oblik distribucije zagađujućih materijala.

U drugom poglavlju ovog rada, opisan je proces depozicije i metodi za izračunavanje intenziteta depozicije velikih i malih čestica.

U trećem poglavlju su prikazane Brigsove empirijske jednačina (Briggs, 1969), za određivanje standardnih devijacija, koje figurišu u izrazu za prostornu raspodelu koncentracije i opisane su procedure za određivanje klasa stabilnosti na osnovu meteoroloških merenja i na osnovu gradijentnog Ričardsonovog broja.

U četvrtom poglavlju je opisana procedura za izračunavanje vrednosti brzine trenja (u_*), odnosno veličine koja je u direktnoj vezi sa intenzitetom turbulentnog transporta.

U petom poglavlju opisani su numerički eksperimenti i izvršena je analiza dobijenih rezultata.

Poslednje poglavlje rada predstavlja dodatak u kojem je prikazano detaljno izvođenje izraza za prostornu raspodelu koncentracije, klasifikacija klasa stabilnosti i prikazan je kod programa za izračunavanje intenziteta depozicije velikih i malih čestica.

1. Proces difuzije i Gausova raspodela

U relativno mirnom vazduhu gasovi se kreću u pravcu gradijenta koncentracije, tj. sa mesta veće ka mestu manje koncentracije. Relacija između mase supstance, M , koja istransportuje u jedinici vremena kroz jedinicu površine (normalne na pravac gradijenta koncentracije) i samog gradijenta koncentracije, može da bude izražena prvim Fikovim (Fick) zakonom difuzije. Jednodimenziona jednačina koja proizilazi iz ovog zakona je prvi put formulisana još 1855. godine, na sledeći način: ako postoji razlika gustine ili koncentracije nekog gasa ($\Delta\chi$) u dve tačke koje se nalaze na rastojanju Δz , onda je fluks posmatrane supstance izražen sledećom relacijom:

$$\frac{\Delta M}{S\Delta t} = D \frac{\Delta \chi}{\Delta z} \quad (1.1)$$

gde je konstanta proporcionalnosti D koeficijent difuzije.

Prepostavljajući da u tačkama z_1 i z_2 postoji promena koncentracije u jedinici vremena Δt kroz jedinicu površine S i da je rastojanje između tačaka z_1 i z_2 dovoljno veliko da možemo zanemariti promenu koncentracije u ostale dve dimenzije, imamo:

$$\Delta M = D \left[\left(\frac{\partial \chi}{\partial z} \right)_{z_2} - \left(\frac{\partial \chi}{\partial z} \right)_{z_1} \right] S \Delta t \quad (1.2)$$

Razvijajući u red promenu koncentracije u okolini tačke z_2 , dobija se sledeći izraz:

$$\left(\frac{\partial \chi}{\partial z} \right)_{z_2} = \left(\frac{\partial \chi}{\partial z} \right)_{z_1} + (z_2 - z_1) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \chi}{\partial z} \right)_{z_1} \quad (1.3)$$

Zamenjujući prethodni izraz u izraz (1.2) imamo:

$$\Delta M = D \left[\left(\frac{\partial \chi}{\partial z} \right)_{z_1} + (z_2 - z_1) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \chi}{\partial z} \right)_{z_1} - \left(\frac{\partial \chi}{\partial z} \right)_{z_1} \right] S \Delta t$$

odnosno:

$$\frac{\Delta M}{S \Delta t} = D \Delta z \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \chi}{\partial z} \right)$$

$$\frac{\Delta M}{S \Delta z} \frac{1}{\Delta t} = D \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} \quad (1.4)$$

Obzirom da je lokalna koncentracija χ masa zagađujuće materije po jedinici zapremine nestišljivog fluida, imamo da je:

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} \quad (1.5)$$

Jednačina (1.5) predstavlja drugi Fikov zakon difuzije.

Strožiji teorijski tretman *difuzije iz izvora* počećemo jednačinom kontinuiteta, primjenom na suspendovani materijal. Uzimajući da je lokalna koncentracija χ broj čestica (ili masa) zagađujuće materije po jedinici zapremine nestišljivog fluida, imamo da je:

$$\frac{d\chi}{dt} = 0$$

odnosno:

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} = - \left[\frac{\partial(u\chi)}{\partial x} + \frac{\partial(v\chi)}{\partial y} + \frac{\partial(w\chi)}{\partial z} \right] \quad (1.6)$$

gde uvedene oznake imaju sledeća značenja: t je vreme dok su u , v i w – komponente brzine u x , y i z pravcu, redom.

Rejnolds još 1895. godine, predložio model za opisivanje turbulentnog kretanja, u čijoj osnovi leži pretpostavka da se na osnovno tj. usrednjeno kretanje čestica fluida superponira haotično ili pulsaciono kretanje. Tako simbolično pišemo da je trenutna (prava) vrednost zbir srednje vrednosti, obeležena sa crtom iznad slova i odstupanja od srednje vrednosti, obeležena sa apostrofom, za x , y i z komponente brzine:

$$u = \bar{u} + u' \quad (1.7)$$

$$v = \bar{v} + v'$$

$$w = \bar{w} + w'$$

konzentraciju zagađujućih materijala:

$$\chi = \bar{\chi} + \chi' \quad (1.8)$$

Usrednjavanje se vrši na više načina: (1) definisanje srednje vrednosti preko ansambla (kao aritmetička sredina izmerenih vrednosti iz svih realizacija), (2) srednja vrednost u vremenu ili prostoru i (3) usrednjavanje preko operatora (operacije) usrednjavanja, pri čemu se postuliraju njegove osobine preko skupa pravila. O odnosu srednje vrednosti po ansamblu i srednje vrednosti u vremenu ili prostoru govori ergodiska teorema: za dovoljnu dužinu intervala osrednjavanja T i dovoljno veliki broj realizacija, srednja vrednost po ansamblu i vremenski srednjak se zanemarivo razlikuju.

Uz osobine operatora usrednjavanja:

$$\overline{\tilde{f} + \tilde{g}} = \overline{\tilde{f}} + \overline{\tilde{g}} = F + G$$

$$\overline{C\tilde{f}} = C\overline{\tilde{f}} = CF$$

$$\overline{C} = C$$

$$\overline{C\tilde{f}} = C\overline{\tilde{f}} = CF \quad (1.9)$$

$$\left(\overline{\frac{\partial \tilde{f}}{\partial s}} \right) = \frac{\partial}{\partial s} (\overline{\tilde{f}}) = \frac{\partial F}{\partial s} \quad s = x, y, z, t$$

$$\overline{F\tilde{g}} = FG$$

i izraze (1.7) i (1.8), izraz (1.6) možemo da napišemo u sledećem obliku:

$$\frac{\partial \overline{\chi}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \overline{\chi}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \overline{\chi}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \overline{\chi}}{\partial z} = - \left[\frac{\partial \overline{(u'\chi')}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{(v'\chi')}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{(w'\chi')}}{\partial z} \right] \quad (1.10)$$

Međutim, jednačinu (1.10) nije moguće rešiti u ovom obliku, jer ima više nepoznatih nego jednačina tj. nije moguće izvršiti "zatvaranje" sistema. Najjednostavnijih načina za rešavanje ove jednačine je pristup koji je analogan molekularnoj difuziji. U tom

slučaju, srednja vrednost fluksa koncentracije aproksimirana je gradijentom srednje vrednosti koncentracije, pa imamo da je :

$$\overline{u' \chi'} \cong -K_x \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial x}$$

$$\overline{v' \chi'} \cong -K_y \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial y}$$

$$\overline{w' \chi'} \cong -K_z \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial z}$$

gde su K_x , K_y i K_z koeficijenti turbulentne difuzije.

Zamenjujući ovu aproksimaciju u izraz (1.10), dobija se sledeći izraz:

$$\frac{d\bar{\chi}}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial z} \right) \quad (1.11)$$

Ako su koeficijenti K_x , K_y i K_z , u jednačini (1.11) konstantni tj. nezavisni od x , y i z dobija se Fikov zakon difuzije.

Na osnovu istraživanja distribucije materijala emitovanog iz tačkastog izvora niz vetar, koje je izvršio Saton (Sutton, 1953), Paskvil (Pasquill, 1974) je za konstantne vrednosti koeficijenata turbulentne difuzije, u nestacionarnom slučaju, predložio sledeći izraz za parametar raspodele, u idealnom slučaju:

$$\sigma_z^2 = 2K_z t$$

gde je σ_z standardna devijacija, a t je vreme difuzije oblaka.

U stacionarnom slučaju, pod istim uslovima, rešenje se formalno može dobiti smenom $t \rightarrow x/u$, pa imamo da je:

$$\sigma_z^2 = 2K_z x/u \quad (1.12)$$

gde je x rastojanje od izvora zagađenja, a u - komponenta brzine vetra u x pravcu.

Može da se pokaže da ovako pojednostavljen tretman difuzije direktno vodi ka Gausovoj raspodeli koncentracije suspendovanog materijala. U tom cilju, pretpostavimo slučaj neograničenog bočnog vetra, za linijski izvor na nivou tla. Leva strana u jednačini

(1.11) redukuje se na $\bar{u}(\partial\chi/\partial x)$ (\bar{v} i \bar{w} su nula i prepostavlja se stacionarno stanje $\partial\chi/\partial t = 0$). Tako jednačina (1.11) postaje:

$$\bar{u} \frac{\partial\chi}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial\chi}{\partial z} \right) \quad (1.13)$$

smatrujući da je:

$$\int_0^\infty u \chi(x, z) dz = Q \quad \text{za } x > 0 \quad (1.14)$$

gde je Q emisija po jedinici vremena.

Ako je koeficijent difuzije K_z konstantan tj. ne zavisi od z , tada jednačinu (1.13) možemo napisati u sledećem obliku:

$$\chi_x = a^2 \chi_{zz} \quad (1.15)$$

gde je:

$$a^2 = K_z / \bar{u}$$

Rešavajući jednačinu (1.15) (po proceduri koja je opisana u Dodatku 1, ovog rada) uz granične uslove:

$$\begin{aligned} \chi(x, 0) &= \mu_1(x) \\ \chi(x, l) &= \mu_2(x) \\ \chi(0, z) &= \phi(z) \end{aligned} \quad (1.16)$$

gde su $\mu_1(x)$, $\mu_2(x)$ i $\phi(z)$ poznate funkcije, dobija se sledeći izraz:

$$\chi(x, z) = \frac{Q}{\bar{u}} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_z} e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \quad (1.17)$$

Polazeći od pojednostavljenog oblika jednačine difuzije, prepostavljajući da se osnovna struja ne menja u prostoru, dok su srednje vrednosti brzine vetra u y i z pravcu jednake nuli i smatrujući da je koeficijent turbulentne difuzije (K_z) konstantan tj. nezavisan od z , egzaktnim teorijskim postupkom, dobijen je izraz za raspodelu koncentracije (1.17). Ipak, koeficijent turbulentne difuzije u atmosferi nije konstantan,

ni u prostornom ni u vremenskom smislu, odnosno $K=K(x,y,z,t)$, i što je još važnije koeficijent turbulentne difuzije je funkcija razmera oblaka, odnosno $K=K(l)$, pa Fikovim zakonom difuzije ne može zadovoljavajuće da se opiše prostorna raspodela koncentracije polutanata emitovanog iz izvora zagađenja. Zato je jasno da konačan izraz za distribuciju materijala mora imati i eksperimentalnu potvrdu.

U Portonu (Porton, Engleska) je 1925. godine izvršeno pet eksperimenata, pri blisko neutralnoj stratifikaciji atmosfere i brzini vetra od približno 7 m/s, u kojima je određivana poprečna distribucija na svakih 100 m niz vetar. Na osnovu ovih merenja, Baden (R.F.Badden, 1925) je "fitovao" prvi opšti analitički izraz za ovu distribuciju:

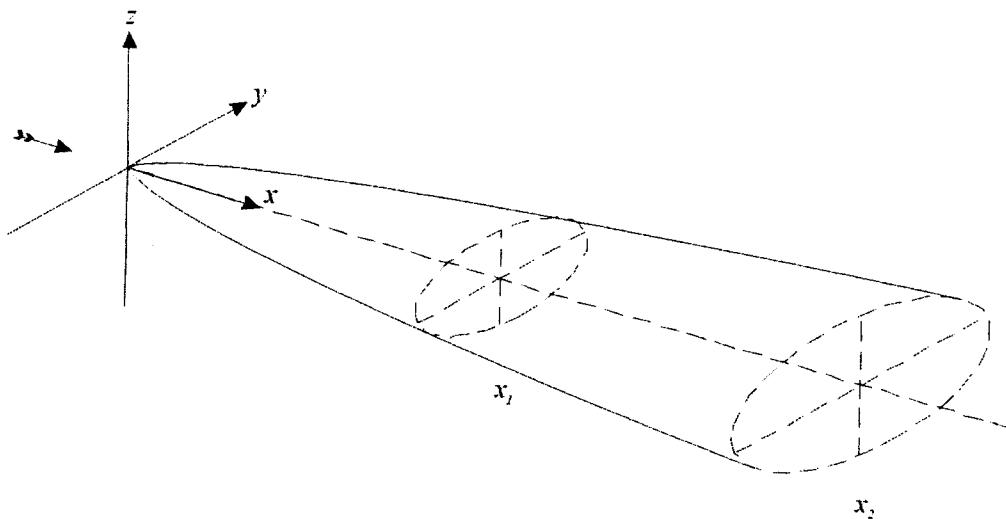
$$\bar{\chi}/\bar{\chi}_0 = e^{-ay^r} \quad (1.18)$$

Za slučaj kada je materijal emitovan iz kontinualnog tačkastog izvora, uopštavanjem jednačine (1.18), dobijen je sledeći izraz za raspodelu koncentracije:

$$\chi(x,y,z) = A_1 \exp[-(b|y|^r + c|z|^s)] \quad (1.19)$$

Gde su x , y i z koordinate sa izvorom u centru. Parametri b i c zavise od dimenzija oblaka difuzije, u odgovarajućem pravcu, dok je $A_1 [= \chi(x,0,0)]$ konstanta koja može da bude dobijena iz uslova kontinuiteta.

Prepostavljen je slučaj kontinualnog izvora u homogenoj vazdušnoj struji, sa x -osom u pravcu osnovne struje, koja je horizontalna, y -osa popreko na prevac vetra i z -osa vertikalno, kao što je prikazano na slici 1.1. Takođe je prepostavljeno da se osnovna struja ne menja u prostoru, dok su srednje vrednosti brzine vetra u y i z pravcu jednake nuli. U idealnom slučaju, kontinualni izvor stvara simetričnu perjanicu oko fiksne x -ose, sa širenjem u yz ravni.



Slika 1.1

Matematička forma, primenjena u jednačini (1.19), dopušta da koncentracija padne na nulu samo za beskonačne vrednosti x , y ili z . Dimenzije preseka perjanice mogu da budu pogodno opisane srednjim kvadratnim odstupanjem čestica materijala od x , y , z ose, σ_x , σ_y , σ_z , koje je definisano izrazom:

$$\sigma_i^2 = \frac{\int_0^\infty x_i^2 \chi dx_i}{\int_0^\infty \chi dx_i} \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.20)$$

Izraz za konzervaciju mase, može da bude predstavljen jednačinom :

$$\iiint_{-\infty}^{\infty} \bar{u} \chi dy dz = Q \quad (1.21)$$

gde je Q količina oslobođenog materijala po jedinici vremena.

Polazeći od izraza za distribuciju materijala u opštem obliku (1.19), uz izraz (1.21), definiciju (1.20) i definiciju Gama funkcije:

$$\Gamma(n) = \int_0^{+\infty} x^{n-1} e^{-x} dx$$

koristeći smenu $\alpha x^m = t$, po proceduri koja je opisana u Dodatku 2 ovog rada, dobijen je sledeći izraz:

$$\chi(x, y, z) = \frac{Q}{B_1 \sigma_y \sigma_z} \exp \left\{ - \left[\left(\frac{\Gamma(3/r)}{\Gamma(1/r)} \right)^{r/2} \left(\frac{y}{\sigma_y} \right)^r + \left(\frac{\Gamma(3/s)}{\Gamma(1/s)} \right)^{s/2} \left(\frac{z}{\sigma_z} \right)^s \right] \right\} \quad (1.22)$$

gde je

$$\frac{1}{B_1} = \frac{rs}{4\bar{n}} \frac{[\Gamma(3/r) \ \Gamma(3/s)]^{1/2}}{[\Gamma(1/r) \ \Gamma(1/s)]^{3/2}}$$

Jednačina (1.22) predstavlja opšte rešenje koje zadovoljava jednačinu (1.19) uz uslov (1.21) i definiciju (1.20) iz kojeg se, usvajanjem numeričkih vrednosti $r = s = 2$ i korišćenjem osobina $\Gamma(n+1) = n \Gamma(n)$ i $\Gamma(1/2) = \sqrt{\pi}$ dobija se Gausov oblik distribucije :

$$\chi(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi \bar{n} \sigma_y \sigma_z} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{z^2}{\sigma_z^2} \right) \right] \quad (1.23)$$

Distribucija koncentracije na nivou tla, iz izdignutog tačkastog izvora, koji se nalazi na visini H , se dobija koristeći *recipročnu teoremu* tj. tvrdnju da je koncentracija na nivou tla usled izvora na visini H ista kao koncentracija na visini H usled izvora na nivou tla. Nedostatak ovakvog pristupa je činjenica da je on primenljiv sve dok se difundujući oblak širi u vertikalnom pravcu, ali ovo širenje može da bude zaustavljeno stabilnim slojem, koji može da se pojavi na nekoj visini u atmosferi. Pored toga, primena recipročne teoreme na jednačinu (1.23) nije sasvim teorijski opravdana (jer ne zadovoljava jednačinu difuzije u kojoj se brzina vetra i koeficijenti difuzije menjaju sa visinom) pa je pogodno ovu jednačinu prilagoditi gore navedenom postupku, prepostavljajući da se difundujući oblak reflektuje od površine tla. To je ekvivalentno prepostavci da oblak ima identičan lik ispod površine tla. Sa ovakvim prepostavkama

$$\chi(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi \bar{u} \sigma_y \sigma_z} \exp\left[\frac{-y^2}{2\sigma_y^2}\right] \left\{ \exp\left[-\frac{(H-z)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(H+z)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad (1.24)$$

Ovako predpostavljen model dimne perjanice daje rezultate koji se dobro slažu sa eksperimentima i pogodan je za primenu, jer se proračuni za sve tačke računske mreže dobijaju na osnovu meteoroloških merenja samo u jednoj tački –tj. na lokaciji izvora.



2. Depozicija materijala nošenih vетром

Transport zagađenja, a samim tim i depozicija, odnosno proces taloženja zagađujućih materija na tlu, imaju veliki uticaj na zdravlje ljudi, poljoprivredne kulture, biljni i životinjski svet. Iz tog razloga, veoma je važna prognoza intenziteta depozicije, naročito u slučaju havarija na energetskim postrojenjima u cilju projektovanja mera predostrožnosti i protiv-mera, radi ublažavanja i eliminisanja nepovoljnih efekata. Do depozicije materijala nošenih vетром, može da dođe na tri načina :

1. Gravitacionim taloženjem čestica
2. Turbulentnim transportom na dole
3. Spiranjem kišom ili drugim oblicima padavina

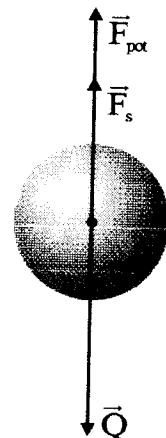
Svaki od ova tri načina ubrzava proces smanjenja koncentracije zagađujućih materija u vazduhu. Obzirom da je red veličine vertikalne komponente brzine vетра $0,1\text{m/s}$, čestice se mogu podeliti na velike (teške) i male (lаке). Tačnije, čestice čija je konačna brzina padanja većeg reda veličine od vertikalne komponente brzine vетra biće tretirane kao velike čestice, dok će ostale čestice biti tretirane kao male čestice. Stepen sedimentacije je određen, bar u prvoj aproksimaciji, konačnom brzinom čestica, pa je jasno da je mehanizam taloženja čestica na tlu dominantan za relativno velike i teške čestice. Na intenzitet depozicije malih čestica dominantan uticaj ima turbulentni transport. U slučaju turbulentnog transporta, širenje pasivne supstance je mnogo intenzivnije u odnosu na molekularno (laminarno) kretanje, iz razloga što turbulentno kretanje zavisi od veličine turbulentnih elemenata (vrtloga). Dakle, u zavisnosti od veličine čestica, depoziciju određuju različiti procesi, pa će ona za velike i male čestice biti posmatrana odvojeno.

Depozicija teških ili velikih čestica

Razmotrimo prvo čestice čija je konačana brzina padanja većeg reda veličine od vertikalne komponente brzine veta, na koje gravitaciono položenje ima glavni uticaj.

Posmatrajući slobodno padanje kuglice mase m i poluprečnika r u viskoznoj sredini, teoretski može da se odredi konačna brzina (v_s) sfernih čestica. U ovom slučaju, na kuglicu deluju tri sile: gravitaciona sila Q , Stoksova sila (sila otpora) F_s i sila potiska F_{pot} , kao što je prikazano na slici 2.1.

Analitički izrazi za ove tri sile su:



Slika 2.1

$$Q = mg = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho g$$

$$F_{pot} = \frac{4}{3}r^3 \pi \rho_0 g \quad (2.1)$$

$$F_s = 6\pi\eta r v_s$$

Ukoliko početna brzina čestica nije velika, navedene tri sile se veoma brzo uravnotežuju, pa kuglica počinje da se kreće konstantnom brzinom. Fizički posmatrano, sila otpora raste dok se ne uravnoteži sa razlikom gravitacione sile i sile potiska:

$$|\vec{F}_s| = |\vec{Q}| - |\vec{F}_{pot}| \quad (2.2)$$

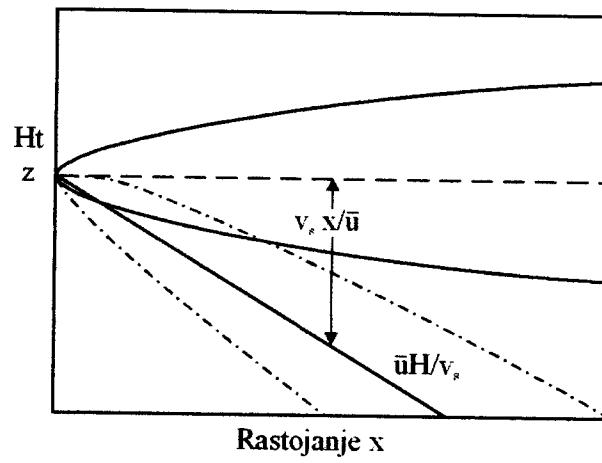
Zamenjujući izraze (2.1) u izraz (2.2) i prepostavljajući čestice poluprečnika $r = 20 \mu\text{m}$ i gustine $\rho = 1.7 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ i da je dinamički koeficijent viskoznosti $\eta = 10^{-5} \text{ Ns/m}^2$, brzinu (v_s) sfernih čestica moguće je izračunati na sledeći način:

$$\begin{aligned} 6\pi\eta r v_s &= \frac{4}{3}r^3 \pi g(\rho - \rho_0) \\ v_s &= \frac{2}{9} \frac{r^2}{\eta} g(\rho - \rho_0) \\ v_s &= 0.15 \text{ m/s} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Izračunavanje intenziteta depozicije metodom "nagnute perjanice"

Intenzitet depozicije nekog materijala određen je obimom širenja dimne perjanice u pravcu vetra. Primenjujući najjednostavniji balistički princip, u neturbulentnoj atmosferi, lako se izračunava da će srednje mesto pada čestica da bude na daljini od $\bar{u} H / v_s$ niz vetar, gde \bar{u} pretstavlja srednju brzinu između zemlje i visine (H) sa koje pada čestica (slika 2.2). Paskvil (Pasquill, 1974) je predložio **metod "nagnute perjanice"** za izračunavanje intenziteta depozicije, u kojem je prepostavljeno da je distribucija koncentracije identična kao i kod nesedimentnih materijala, ali je efektivna visina (H) perjanice zamenjena sa

$$H - v_s \frac{x}{\bar{u}} \quad (2.4)$$



Slika 2.2

Obzirom da je intenzitet depozicije fluks materijala suspendovanog u vazduhu na jedinicu zemljine površine, jasno je da on može biti pretstavljen kao proizvod brzine padanja čestica (v_s) i koncentracije suspendovanog materijala na tlu ($\chi(x, y, 0)$), odnosno:

$$D(x, y) = v_s \chi(x, y, 0)$$

Tako, zamenjujući izraz (2.4) u izraz za prostornu raspodelu koncentracije (1.24), intenzitet depozicije može da bude određen na sledeći način:

$$D(x, y) = \frac{\nu_s Q}{2\pi \bar{u} \sigma_y \sigma_z} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \exp\left(-\frac{(H - \nu_s x / \bar{u})^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (2.5)$$

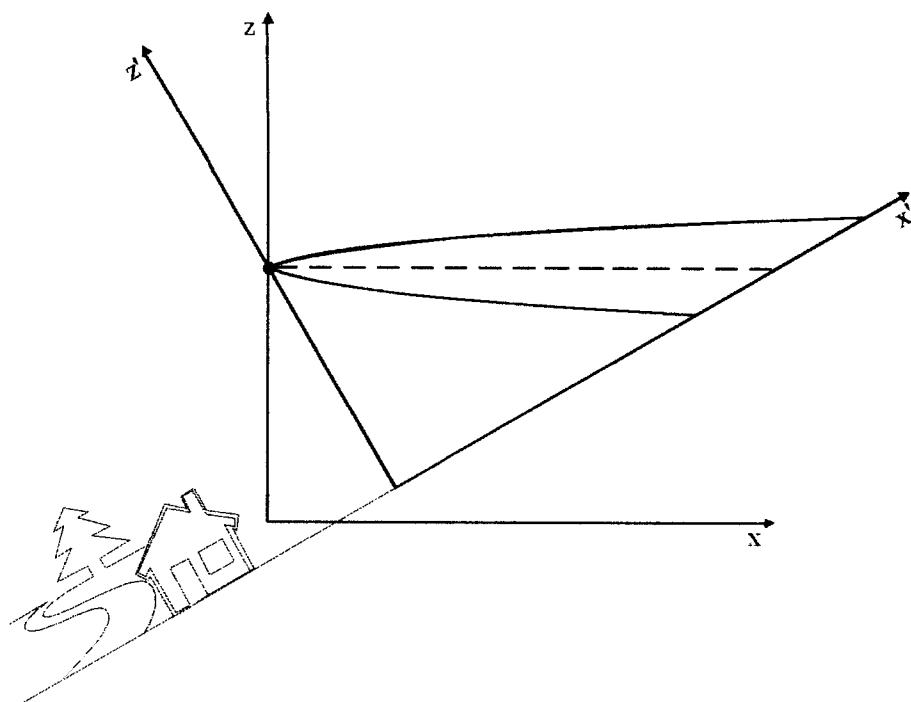
odnosno, uz $\int_{-\infty}^{+\infty} D(x, y) dy$, dobija se sledeći izraz:

$$D(x) = \frac{\nu_s Q}{\sqrt{2\pi} \bar{u} \sigma_z} \exp\left(-\frac{(H - \nu_s x / \bar{u})^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (2.6)$$

Prepostavljajući da je efektivna visina perjanice zamenjena izrazom (2.4), menja se samo eksponencijalni deo jednačina (2.5) i (2.6), pa nije jasno kakav će rezultat imati to što ova zamena nije uzeta u obzir pri izračunavanju standardnih devijacija σ_y i σ_z . U cilju otklanjanja, ili bar umanjivanja, ove nejasnoće, razvijen je i drugi, individualno osmišljen, metod za određivanje intenziteta depozicije.

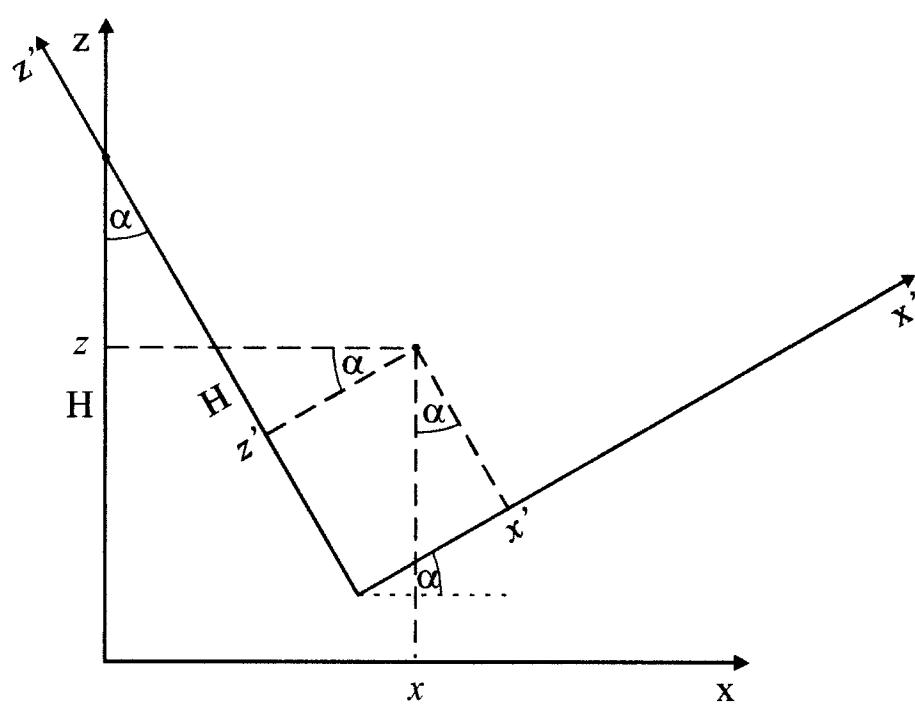
Izračunavanje intenziteta depozicije metodom rotacije koordinatnog sistema

Zamislićemo fiktivan koordinatni sistem, u kojem visina dimnjaka iznosi H , a dimna perjanica je horizontalna. U tom slučaju, moguće primeniti izraz (1.6) tj. prepostaviti Gausovu raspodelu koncentracije. Stvarni koordinatni sistem, u kojem se i izračunava depozicija, je zarotiran u odnosu na fiktivni (kao što je prikazano na slici 2.3), tako da je visina dimnjaka (H) ista u oba koordinatna sistema, a srednje mesto pada čestica, u stvarnom koordinatnom sistemu, može da bude izračunato na isti način kao što je to predloženo metodom "nagnute perjanice".



Slika 2.3

Na osnovu slike 2.4:



Slika 2.4.

dobijena je veza između koordinata ova dva koordinatna sistema:

$$z = x' \sin \alpha + z' \cos \alpha + H(1 - \cos \alpha) \quad (2.7)$$

$$x = x' \cos \alpha - z' \sin \alpha + H \sin \alpha \quad (2.8)$$

gde je

$$\alpha = \arctg(v_s / \bar{u})$$

Raspodelu koncentracije računaćemo u fiktivnom koordinatnom sistemu xz , a intenzitet depozicije u stvarnom koordinatnom sistemu $x'z'$, tako da je stvarno rastojanje od izvora opisano koordinatom x' . Postupak izračunavanja se vrši u dva koraka:

a) Za dato rastojanje računske tačke od izvora x' , prvo se računaju numeričke vrednosti koordinata x i z pomoću izraza (2.7) i (2.8), u fiktivnom koordinatnom sistemu.

b) Zatim se sa tim vrednostima x i z izračunava depozicija prema jednačini:

$$D(x, z) = v_s \chi(x, z) = \frac{v_s Q}{\sqrt{2\pi} \bar{u} \sigma_y \sigma_z} \exp\left[\frac{-y^2}{2\sigma_y^2}\right] \left\{ \exp\left[-\frac{(H-z)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(H+z)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad (2.9)$$

Ovim metodom je omogućeno izračunavanje prostorne raspodele koncentracije neizmenjenim izrazom za Gausovu distribuciju, a pored toga, moguće je uzeti u obzir i promenu raspodele koncentracije sa visinom (za razliku od metoda "nagnute perjanice", gde je raspodela koncentracije računata samo kao funkcija rastojanja od izvora) što ima veliki značaj ako teren na kojem se izračunava depozicija nije ravan. Takođe, ovim metodom je omogućeno da bude uzeta u obzir i promena brzine vetra sa visinom.

Depozicija malih čestica i gasova

Posmatrajmo sada proces depozicije za slučaj čestica čija je brzina padanja manjeg reda veličine nego vertikalna komponenta brzine veta. Prvi i osnovni korak je prihvatanje činjenice da intenzitet depozicije može biti veći nego što je to moguće samo procesom taloženja.

Problem depozicije malih čestica proučavao je Gregori (Gregory, 1945), osmatrajući depoziciju spora, koje je veštački puštao iz tačkastog izvora na travnjaku i sakupljao ih na staklene površine premazane glicerinskim želatinom, distribuiranih po površini oko izvora, na udaljenosti od 40m. Gregori je u svojim analizama uveo koeficijent depozicije p koji je srazmeran količniku $D/\bar{n}\chi$. Odnos D/χ ima dimenziju brzine i predstavlja brzinu sedimentacije oblaka dima. Ova brzina jednaka je stvarnom stepenu depozicije i Čemberlen (Chamberlain, 1953) je ovaj odnos nazvao *brzina depozicije*. Merenja intenziteta depozicije malih čestica (i gasova) ukazuju na važnost osobina same površine koja zadržava čestice kao i mehanizma kojim je materijal prenet na površinu. Kod velikih čestica ovo nije bilo od velike važnosti jer su pore manje od dimenzija čestica, pa apsorpcija podloge nema značajan uticaj na intenzitet depozicije.

Posmatraćemo transport nekog materijala do površine. Ako podloga apsorbuje onoliko supstancije koliko vетrom i turbulentnim transportom stigne do nje, podloga je savršen upijač. Brzinu transporta možemo da definišemo, koristeći razliku u koncentraciji između površine i naznačene visine, na sledeći način:

$$v_d = \frac{D}{\chi(z) - \chi(0)} \quad (2.10)$$

gde je D vertikalni fluks (u odnosu na površinu), a χ koncentracije materijala koji se prenosi.

Za male čestice i gasovite materijale proces apsorpcije nije analogan pritisku na čvrsto telo (ili sili udara pri inerciji) koji opisuje proces transporta impulsa, a zadržavanje na površini je potpuno zavisno od molekularnog probaja ili kohezije. Ako bi površina bila savršen upijač za male čestice, proces apsorpcije bi mogli da

posmatramo analogno procesu "transporta impulsa", a "brzinu depozicije" impulsa možemo da definišemo na sledeći način:

$$v_d(mom) = \frac{\tau_0}{\rho[\bar{u}(z) - \bar{u}(0)]} = \frac{\tau_0}{\rho\bar{u}(z)} = \frac{u_*^2}{\bar{u}(z)}$$

gde je τ_0 fluks impulsa, $\rho\bar{u}(z)$ koncentracija impulsa, a u_* je brzina trenja, odnosno veličina koja je u direktnoj vezi sa intenzitetom turbulentnog transporta (što je detaljnije objašnjeno u Poglavlju 4, ovog rada).

Pretpostavljajući, u prvoj aproksimaciji, da je masa transportovana do podloge na isti način kao i impuls, vетром i turbulentnim transportom, može da se zaključi da je brzini transporta jednaka "brzini depozicije" impulsa:

$$v_d = v_d(mom) = \frac{u_*^2}{\bar{u}(z)} \quad (2.11)$$

Razlika između "brzine depozicije" impulsa i brzine transporta stvarne supstancije, može da se uzme u obzir, kao što su predložili Owen i Tompson (Owen, Thompson, 1963), uvođenjem bezdimenzionog člana B^{-1} , koji je definisan na sledeći način:

$$B^{-1} = \frac{u_*}{v_d} - \frac{u_*}{v_d(mom)} \quad (2.12)$$

pa izraza za brzinu depozicije dobija oblik:

$$v_d = \frac{u_*^2}{\bar{u}(z)} \left(1 + \frac{u_*}{\bar{u}(z)} B^{-1} \right)^{-1} \quad (2.13)$$

Vrednost parametra B^{-1} može da zavisi od vrste podloge (hrapavosti podloge) i od brzine trenja (u_*), a vrednosti ovog parametra, koje su dobijene regresionom analizom, za različite vrednosti brzine trenja (u_*), prikazane su u tabeli 2.1

Površina	z_o (m)	B^{-1} za u^+ (m/sec)			Standardna greška za B^{-1}
		0,25	0,50	1	
Staklo	0,007	--	0,077	--	0,004
Niska trava	0,002	0,079	0,087	0,103	0,006
Veštačka trava	0,01	0,07	0,08	0,101	0,003
Hrapavo staklo	0,002	0,285	0,307	0,353	0,014

Tabela 2.1

Ove vrednosti su dobijene merenjima na travi i drugim površinama u laboratoriji i aerodinamičkom tunelu. Poređenje oskudnih rezultata, dobijenim različitim metodama i od strane različitih autora, pokazuje da parametar B^{-1} nema jednoznačne vrednosti, pa je ovaj bezdimenzionalni član još uvek aktuelno polje istraživanja.

3. Određivanje srednjih kvadratnih odstupanja

Promenljivost termičke i mehaničke turbulencije i brzine vetra najveća je u sloju neposredno uz površinu tla. Turbulencija izazvana termičkom konvekcijom je u vezi sa vertikalnom termičkom strukturom atmosfere. Potencijalna temperatura je ona temperatura koju bi imao delić vazduha, kada bi bio adijabatski doveden na standardni nivo pritiska (1013,25mb) i ako ova temperatura opada sa visinom, atmosfera je nestabilna, pa se vertikalna kretanja ubrzavaju. Ako potencijalna temperatura ne opada ili raste sa visinom (inverzija) vertikalna kretanja se usporavaju i potpuno gube.

Proces transporta količine kretanja i pasivnih supstanci naviše ili naniže je usko povezan sa stabilnošću atmosfere. U nestabilnoj atmosferi, obično tokom dana, vertikalna kretanja naviše nose "manjak" količine kretanja usled turbulentnog trenja u relativno debelom sloju, zbog čega brzina sporije raste s visinom nego u toku noći. Na termičku turbulenciju superponiraju se efekti hrapavosti tla u vidu mehaničke turbulencije, koja utiče na profil vetra, a samim tim i na disperziju zagađenja u atmosferi. Povećanjem brzine vetra zagađenje se rasprostire na veća rastojanja, dok njegova koncentracija opada, tj. dimna perjanica se rasplinjuje.

Izračunavanje prostorne raspodele koncentracije aerozagađenja vrši se korišćenjem Gausove raspodele date izrazom 1.24 (Poglavlje 1). U tom izrazu figurišu veličine σ_y i σ_z koje predstavljaju srednja kvadratna odstupanja tj. standardne devijacije, duž odgovarajućih pravaca i definišu dimenzije oblaka zagađenja. U ovakvom pristupu modeliranja transporta aerozagađenja, osnovni problem je određivanje standardnih devijacija. Složenost načina određivanja standardne devijacije je uzrokovana činjenicom da je ona u direktnoj vezi sa karakteristikama turbulentnog transporta u planetarnom graničnom sloju. U modelima za izračunavanje intenziteta depozicije, standardne devijacije su određene na osnovu Brigsovih empirijskih jednačina (Briggs, 1969), u zavisnosti od klase stabilnosti, za urbane i ruralne uslove (Tabela 3.1).

Ruralni tip		σ_v	σ_z
A	Veoma nestabilno	$0,22x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,20x$
B	Nestabilno	$0,16x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,12x$
C	Umereno nestabilno	$0,11x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,08x(1+0,0002x)^{-1/2}$
D	Neutralno	$0,08x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,06x(1+0,0015x)^{-1/2}$
E	Umereno stabilno	$0,06x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,03x(1+0,0003x)^{-1/2}$
F	Stabilno	$0,04x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,016x(1+0,0003x)^{-1/2}$
Urban tip		σ_v	σ_z
A	Veoma nestabilno	$0,32x(1+0,0004x)^{-1/2}$	$0,24x(1+0,0001x)^{-1/2}$
B	Nestabilno	$0,32x(1+0,0004x)^{-1/2}$	$0,24x(1+0,0001x)^{-1/2}$
C	Umereno nestabilno	$0,22x(1+0,0004x)^{-1/2}$	$0,20x$
D	Neutralno	$0,16x(1+0,0004x)^{-1/2}$	$0,14x(1+0,003x)^{-1/2}$
E	Umereno stabilno	$0,11x(1+0,0004x)^{-1/2}$	$0,08x(1+0,00015x)^{-1/2}$
F	Stabilno	$0,11x(1+0,0004x)^{-1/2}$	$0,08x(1+0,00015x)^{-1/2}$

Tabela 3.1 – Zavisnost standardne devijacije od rastojanja, u zavisnosti od Paskvilovih (Pasquill, 1961) klase stabilnosti

Određivanje klase stabilnosti

Obzirom na činjenicu da standardne devijacije, određene na osnovu Brigsovih empirijskih jednačina, zavise od klase stabilnosti, u daljem tekstu biće opisana procedura za određivanje klase stabilnosti. U numeričkom modelu za izračunavanje intenziteta depozicije velikih čestica, klase stabilnosti određene su na osnovu meteoroloških merenja, procedurom koju je predložio Brigs, ali zbog nedostataka ove procedure, biće prikazan i drugi način određivanja klase stabilnosti - na osnovu vrednosti gradijentnog Ričardsonovog broja.

Stabilnost atmosfere može da bude opisana sa šest klase stabilnosti po opšte prihvaćenoj klasifikaciji koju je ustanovio Brigs (Briggs, 1969) usavršavanjem krivih koje je razvio Paskvil (Pasquill, 1961) i TVA krivih (The Tennessee Valley Authority) koje je predstavio Karperter (Carperter, 1971). Kraći opis pojava koje se javljaju pri određenim klasama stabilnosti atmosfere kao i uticaj tih pojava na rasprostiranje zagađenja je prikazan u Dodatku 3, ovog rada.

Određivanje klase stabilnosti na osnovu meteoroloških merenja

Klasifikacija, koju su prvo uveli Paskvil (Pasquill, 1961) i Giford (Gifford, 1961), a kasnije usavršio Brigs, definiše klase stabilnosti na osnovu meteoroloških merenja (visine Sunca, oblačnosti i brzine veta). Klase stabilnosti moguće je odrediti na osnovu tabele 3.2.

J = 5-NRI	1	2	3	4	5	6	7
I							
1	A	A	B	C	D	F	F
2	A	B	B	C	D	F	F
3	A	B	C	D	D	E	F
4	B	B	C	D	D	E	F
5	B	B	C	D	D	D	E
6	B	C	C	D	D	D	E
7	C	C	D	D	D	D	E
8	C	C	D	D	D	D	D
9	C	D	D	D	D	D	D

Tabela 3.2 – Određivanje Paskvilove (Pasquill, 1961) klase stabilnosti u zavisnosti od prethodno odredjenih koeficijenata I i J

Kolona (I) u tabeli 3.2 određuje se na osnovu brzine vetra (**nv**), koja se meri na visini 10m, kao što je prikazano u tabeli 3.3

nv (m/s)	nv (km/h)	I
... ≤ 0,5	... ≤ 1,8	1
0,5 < ... ≤ 1,8	1,8 < ... ≤ 6,5	2
1,8 < ... ≤ 2,8	6,5 < ... ≤ 10,1	3
2,8 < ... ≤ 3,2	10,1 < ... ≤ 11,5	4
3,2 < ... ≤ 3,8	11,5 < ... ≤ 13,7	5
3,8 < ... ≤ 4,8	13,7 < ... ≤ 17,3	6
4,8 < ... ≤ 5,2	17,3 < ... ≤ 18,7	7
5,2 < ... ≤ 6,0	18,7 < ... ≤ 21,6	8
6,0 < ...	21,6 < ...	9

Tabela 3.3 – Zavisnost koeficijenata I od brzine vetra na 10m

Na osnovu visine Sunca (vs) ($vs = 90^\circ - \Theta$, gde je Θ zenitni ugao), određuje se koeficijent NRI (Tabela 3.4) za merenje koje se obavlja tokom dana.

vs	NRI
$60^\circ <$	4
$35^\circ < \dots \leq 60^\circ$	3
$15^\circ < \dots \leq 35^\circ$	2
$\dots \leq 15^\circ$	1

Tabela 3.4 – Zavisnost koeficijenata NRI od visine Sunca (vs)

Ako je merenje obavljano tokom noći, koeficijenti NRI određuju se pomoću tabele 3.5. Koeficijenti **spno**, u tabeli 3.5 i tabeli 3.6, opisuju pokrivenost neba oblacima.

Spno	NRI
0	
1	
2	-2
3	
4	
5	
6	
7	-1
8	
9	
10	0

Tabela 3.5 – Zavisnost koeficijenata NRI od koeficijenata spno za merenja tokom noći

Koeficijenti NRI, dobijeni po gore navedenoj proceduri, koriguju se na osnovu izmerene oblačnosti (Tabela 3.6).

nb	... < 2100m	2100m < ... < 4900m	4900m < ...
spno			
0			
1			
2	NRI = NRI	NRI = NRI	NRI = NRI
3			
4			
5			
6			
7	NRI = NRI-2	NRI = NRI-1	NRI = NRI
8			
9			
10	NRI = 0	NRI = NRI-1	NRI = NRI-1

Tabela 3.6 – Korekcija koeficijenata NRI u zavisnosti od koeficijenta *spno* i koeficijenta *nb* koji zavisi od visine baze oblaka

Oduzimanjem koeficijenta **NRI** od 5, formira se **J** vrsta tabele 3.2 pomoću koje se, kada su poznate vrednosti **I** kolone, određuje klasa stabilnosti na osnovu meteoroloških merenja (visine Sunca, oblačnosti i brzine vetra).

Očigledno, prednost ove procedure je u tome što nije zahtevna po pitanju ulaznih podataka, međutim u njoj se proces turbulentnog transporta ne tretira na onom nivou egzaktnosti koji je omogućen savremenim, teorijskim i eksperimentalnim, dostignućima u ovoj oblasti nauke. Poseban nedostatak ovog pristupa je u tome što on uopšte ne uzime u obzir stanje tla koje, vrlo često, odlučujuće utiče na stanje stabilnosti površinskog sloja atmosfere.

Određivanje klase stabilnosti na osnovu Ričardsonovog broja

Klasu stabilnosti moguće je odrediti i na osnovu tzv. Ričardsonovog broja. Ričardsonov broj, Ri , uzima u obzir uticaj stratifikacije na nastajanje/nestajanje turbulencije tj. na osnovu njegove vrednosti može se nešto reći o prirodi toka fluida (laminarno/turbulentno). Postoji više oblika ovog broja. U ovom radu će da bude korišćen gradijentni Ričardsonov broj, Ri_g , definisan kao:

$$Ri_g = - \frac{\beta g \frac{\partial \Theta}{\partial z}}{\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2} \quad 3.1$$

gde je $\beta = \frac{1}{\Theta_0}$

Θ_0 – karakteristična temperatura vazduha koja ima vrednost 300K

Θ – potencijalna temperatura na visini z

U – brzina vetra

Jedna moguća veza između klase stabilnosti i Ričardsonovog broja, prikazana je u radu Arsenića (Arsenić i sar., 2002). U ovom radu izvršeno je uporedno određivanje klase stabilnosti atmosfere procedurom koju je predložio Brigs i pomoću Ričardsonovog broja za iste vrednosti meteoroloških elemenata. Dobijeni rezultati pokazuju da Brigsova procedura ima nedostatke koji mogu da prouzrokuju dobijanje sasvim nerealne slike o stabilnosti atmosfere.

U tabeli 3.7 date su vrednosti Brigsovih klasa stabilnosti u zavisnosti od vrednosti Ričardsonovog broja, koje su predložene u gore pomenutom radu.

Klase stabilnosti		Ričardsonov broj (Ri)
A	Veoma nestabilno	iznad 0,5
B	Nestabilno	od 0,5 do 0,2
C	Umereno nestabilno	od 0,2 do 0,001
D	Neutralno	od 0,001 do -0,001
E	Umereno stabilno	od -0,001 do -0,2
F	Stabilno	manje od -0,2

Tabela 3.7 – Veza između klase stabilnosti i Ričardsonovog broja

4. Izračunavanje brzine trenja u_*

U slučaju homogenih fluida, za deo graničnog sloja u blizini zida, tamo gde je vertikalni fluks količine kretanja približno konstantan, važi logaritamski zakon promene brzine vetra sa visinom, odnosno gradijent brzine je obrnuto srazmeran rastojanju od zida. Ipak, u meteorologiji je od mnogo većeg značaja koliki su fluksevi količine kretanja i topote u slučaju nehomogenog fluida tj. pri postojanju stratifikacije. Za stratifikovane fluide, za deo graničnog sloja u blizini podloge, 50-tih godina Monin i Obuhov su predložili kako da se računaju svi fluksevi uopštenjem rezultata koji važe kod homogenog fluida. Osnovna ideja je bila da se podje od relacije za homogen fluid, pa se izraz za gradijent brzine pomnoži univerzalnom funkcijom odnosa dužine i karakterističnog dužinskog razmera (kog određuju parametri koji karakterišu procese prisutne kod stratifikovanog fluida). Centralna tačka je bila predpostavka da je dužinski razmer jedinstven za sve veličine. Monin i Obuhov su predložili da određujući parametri budu reprezentativni osnovnih procesa u stratifikovanoj atmosferi koji utiču na nivo *turbulentne kinetičke energije (tke)*:

1. brzina trenja u_* , kao parametar koji predstavlja smicanje kao jedan mehanizam generisanja turbulencije, kao i kod homogenog slučaja
2. $\overline{w\theta_0}$ je veličina koja predstavlja drugi deo ovog mehanizma proizvodnje turbulencije preko rada sile potiska, kao izvora/ponora *tke*.
3. βg parametar rada sile potiska koji karakteriše stanje stratifikacije.

Dimenzionom analizom, predloženih veličina, dobijen je sledeći izraz za dužinski razmer:

$$L = \frac{u_*^3}{k\beta g \overline{w\theta_0}} \quad (4.1)$$

Uzmimo opšti slučaj konzervativne veličine $S(z)$. Prema Monin-Obuhovljevoj teoriji, unutar površinskog sloja, gradijent neke veličine $S(z)$ je dat sledećom relacijom:

$$\frac{\partial S}{\partial z} = \pm \frac{P_{rs}}{\kappa} \frac{S_\tau}{u_\tau} \frac{\Phi_s(\zeta)}{z} \quad (4.2)$$

gde je $\zeta = z/L$, a $S_\tau = \overline{ws_0}/u_*$, dok ostale oznake imaju sledeće značenje: P_{rs} je Prantlov turbulentni broj, koji u slučaju fluksa količine kretanja ima vrednost 1, a u slučaju fluksa topote, vlage ili neke druge konzervativne pasivne supstance imaju vrednost 0,74, κ je Von Karmanova konstanta, a Φ_s je univerzalna funkcija odnosa dužine i karakterističnog dužinskog razmara (L).

Integracijom izraza (4.2) od z_{0s} do z dobijamo:

$$-\frac{\kappa u_\tau}{P_{rs} S_\tau} [S(z) - S(z_{0s})] = \int_{z_{0s}}^z \frac{\Phi_s(\zeta)}{z} dz \quad (4.3)$$

Za izračunavanje ovog integrala pogodno je napisati ga u nešto drugačijem obliku:

$$\int_{z_{0s}}^z \frac{\Phi_s(\zeta)}{z} dz = \int_{z_{0s}}^z \frac{1 - 1 + \Phi_s(\zeta)}{z} dz = \int_{z_{0s}}^z \frac{dz}{z} - \int_{\zeta_{0s}}^\zeta \frac{1 - \Phi_s(\zeta)}{\zeta} d\zeta \quad (4.4)$$

gde je prvi integral deo koji opisuje neutralnu stratifikaciju (jer kada $\zeta \rightarrow 0$ funkcija $\Phi_s(\zeta) \rightarrow 1$, pa drugi integral ne postoji).

Nestabilna i neutralna stratifikacija

Na osnovu emirijskih rezultata (Kanzas eksperimenti) za nestabilan režim, funkcije Φ_m i Φ_h odnosno Φ_s se mogu aproksimirati izrazima

$$\Phi_s = (1 + \alpha_s \zeta)^{-1/3} \quad (4.5)$$

gde parametar α_s ima različite vrednosti : ako se određuje fluks količine kretanja parametar α_s ima vrednost 11.5 , a ako se određuje fluks toplove α_s ima vrednost 16.5.

Prvi od dva integrala u izrazu (4.4) daje logaritamsku funkciju. Da bi bio rešen drugi integral (označimo ga sa II), zbog oblika funkcije Φ_s uvedena je smena:

$$x = (1 + \alpha_s \zeta)^{1/3} \quad (4.6)$$

što daje

$$\zeta = (x^3 - 1)/\alpha_s \Rightarrow d\zeta = 3x^2 dx / \alpha_s \quad (4.7)$$

Integral II dobija oblik:

$$II = \int_{x_{0s}}^x \frac{1-x^{-1}}{x^3-1} \alpha_s \frac{1}{\alpha_s} 3x^2 dx = \int_{x_{0s}}^x \frac{3x dx}{1+x+x^2} \quad (4.8)$$

što konačno daje:

$$II = \frac{3}{2} \log \frac{1+x+x^2}{1+x_{0s}+x_{0s}^2} - \sqrt{3} \left(\arctan \frac{2x+1}{\sqrt{3}} - \arctan \frac{2x_{0s}+1}{\sqrt{3}} \right) \quad (4.9)$$

Kada uzmemo u obzir i prvi deo polaznog integrala, dobijamo traženu relaciju

$$S(z) - S(z_0) = -\frac{P_{rs}}{\kappa} \frac{S_\tau}{u_\tau} \left[\log \frac{z}{z_{0s}} - \frac{3}{2} \log \frac{1+x+x^2}{1+x_{0s}+x_{0s}^2} + \sqrt{3} \left(\arctan \frac{2x+1}{\sqrt{3}} - \arctan \frac{2x_{0s}+1}{\sqrt{3}} \right) \right] \quad (4.10)$$

Relacija (4.10) uz definiciju (4.6) potpuno određuje profil (zavisnost od z) neke veličine S , u površinskom sloju, pod uslovom da znamo S_τ .

Prilikom računanja flukseva toplove i količine kretanja, koriseći Monin-Obuhov teoriju, problem je što se nepoznate veličine nalaze kao argumenti transcedentnih funkcija. U ovom radu izabran je pristup da se račun radi iterativno. U prvoj iteraciji uzimaju se relacije koje važe za neutralnu stratifikaciju, što znači $\overline{w\theta_0} = 0$ i za u_* mali broj, recimo $u_* = 10^{-3}$. Tako se dobijaju prve vrednosti za flukseve. Pomoću njih se izračunava recipročna vrednost dužine Monin-Obuhova, a zatim koristeći izraze (4.10)

i (4.6) izračunavamo nove vrednosti flukseva iz kojih se izračuna nova, recipročna vrednost L -a itd. Ovo se može ponoviti više puta sve dok se ne postigne željena tačnost.

Stabilna stratifikacija

Za razliku od nestabilnog slučaja funkcije Φ_m i Φ_h su u ovom režimu linearne po svojim argumentima, pa je zato moguće eksplicitno rešiti sistem jednačina za fluks topote i fluks količine kretanja. Položeći od definicije dužine Monin-Obuhova, teorija sličnosti daje sledeće izraze za gradijente brzine:

$$\frac{dU}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \Phi_m \left(\frac{z}{L} \right) \quad (4.11)$$

Za potencijalnu temperaturu imamo:

$$\frac{d\Theta}{dz} = -\frac{\theta_*}{\kappa z} \Phi_h \left(\frac{z}{L} \right) \equiv -\frac{P_n H}{\kappa z u_*} \Phi_h \left(\frac{z}{L} \right) \quad (4.12)$$

gde je

θ_* - razmer topote ($\theta_* = \overline{w\theta_0} / u_\tau$)

H - fluks topote od podlage ($\overline{w\theta_0}$)

Funkcije Φ_m i Φ_h su *linearne* u slučaju stabilne stratifikacije, oblika $(1+5z/L)$ pa izraz (4.11) može da bude napisan u sledećem obliku :

$$\frac{dU}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \left[1 + 5 \frac{z}{L} \right] \quad (4.13)$$

5. Numerički eksperimenti i analiza rezultata

U programskom jeziku FORTRAN 77 napisan je programski kod modela za izračunavanje intenziteta depozicije velikih i malih čestica (videti Dodatak 4). U daljem tekstu će biti prikazani numerički eksperimenti koji su izvedeni, kao i analiza dobijenih rezultata.

Numerički model za izračunavanje intenziteta depozicije velikih ili teških čestica

U numeričkom modelu za izračunavanje intenziteta depozicije velikih ili teških čestica, izvršeno je uporedno određivanje intenziteta depozicije metodom "nagnute" perjanice i metodom rotacije koordinatnog sistema. Takođe, obavljeno je i nekoliko numeričkih eksperimenata u kojima je intenzitet depozicije računat za različite klase stabilnosti (koje su u ovom modelu određivane Brigsovom procedurom), različite visine dimnjaka i uslove sredine u kojoj se posmatrana tačka nalazi (urbana ili ruralna).

U numeričkom modelu za izračunavanje intenziteta depozicije velikih ili teških čestica, svi eksperimenti će biti obavljeni za čestice prečnika $d = 40 \mu\text{m}$ i gustine $\rho = 1.7 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, a dinamički koeficijent viskoznosti je $\eta = 10^{-5} \text{ Ns/m}^2$. Na osnovu izraza (2.3), za ove vrednosti gustine i prečnika, dobijeno je da je brzina padanja v_s ovih čestica $0,15 \text{ m/s}$. Obzirom da je brzina padanja čestica većeg reda veličine nego vertikalna komponenta brzine vetra ($0,1 \text{ m/s}$), u numeričkim eksperimentima će biti računat intenzitet depozicije velikih čestica (videti Poglavlje 2).

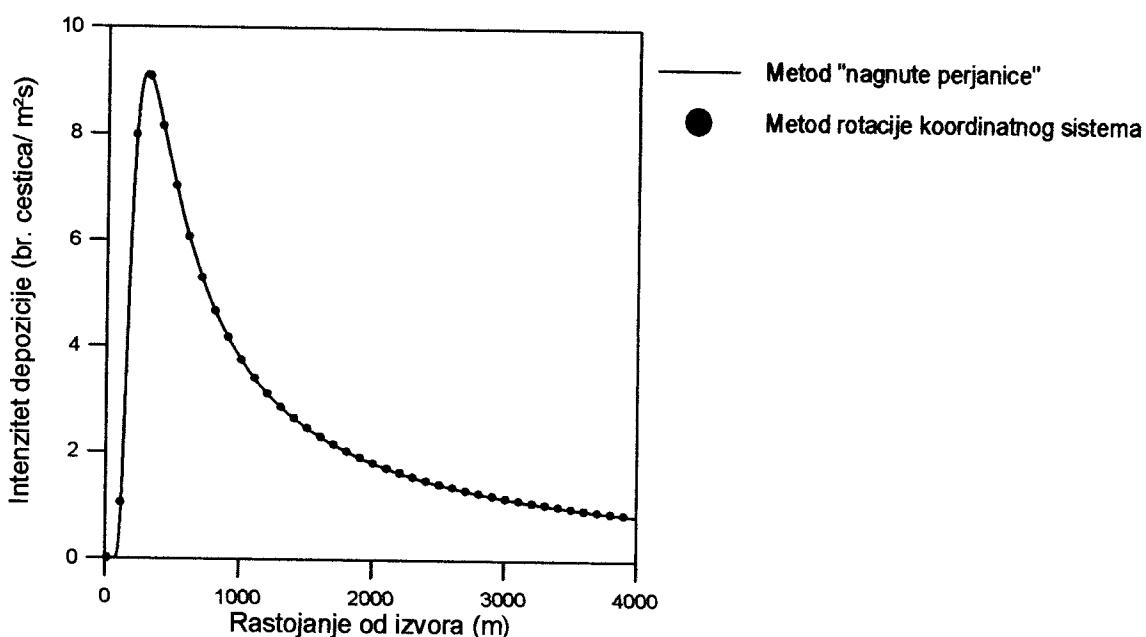
Prvi numerički eksperiment

U prvom numeričkom eksperimentu obavljeno je uporedno izračunavanje intenziteta depozicije, metodom "nagnute" perjanice i metodom rotacije koordinatnog sistema, u nestabilno stratifikovanoj atmosferi, pri uslovima datim u tabeli 5.1.

Visina dimnjaka (m)	100
Broj emitovanih čestica/s	20000
Doba dana	Dan
Visina Sunca (stepen)	70
Visina baze oblaka (m)	3000
Ukupna oblačnost	3/10
Horizontalna komponenta brzine veta (m/s)	2.5
Vertikalna komponenta brzine veta (m/s)	0.1

Tabela 5.1

Rezultati ovog numeričkog eksperimenta prikazani su na slici 5.1:



Slika 5.1 – Intenzitet depozicije određen metodom "nagnute perjanice" i metodom rotacije koordinatnog sistema

Na osnovu slike 5.1 može da se zaključi da se metodom "nagnute" perjanice i metodom rotacije koordinatnog sistema dobijaju iste vrednosti intenziteta depozicije, odnosno broja čestica koji u jedinici vremena padne na jediničnu površinu. Numerički eksperimenti urađeni su i za stabilno stratifikovanu atmosferu i takođe je zaključeno da se metodom "nagnute" perjanice i metodom rotacije koordinatnog sistema dobijaju iste vrednosti intenziteta depozicije. Obzirom na tu činjenicu, u daljem radu će biti prikazani rezultati numeričkih eksperimenata u kojima je određivanje intenziteta depozicije vršeno metodom "nagnute" perjanice.

Drugi numerički eksperiment

S obzirom na činjenicu da stabilnost atmosfere ima značajan uticaj na raspodelu koncentracije, a samim tim i na intenzitet depozicije zagađujućih materija, u numeričkim eksperimentima, za različite klase stabilnosti, obavljeno je izračunavanje:

1. maksimalnog intenziteta depozicije, odnosno, maksimalnog broja čestica koji u jedinici vremena padne na jediničnu površinu
2. rastojanja od izvora na kojem je intenzitet depozicije maksimalan i
3. intenziteta ukupne depozicije do 4km od izvora, odnosno, ukupnog broja čestica koji u jedinici vremena padne na jediničnu površinu, na rastojanju do 4km od izvora.

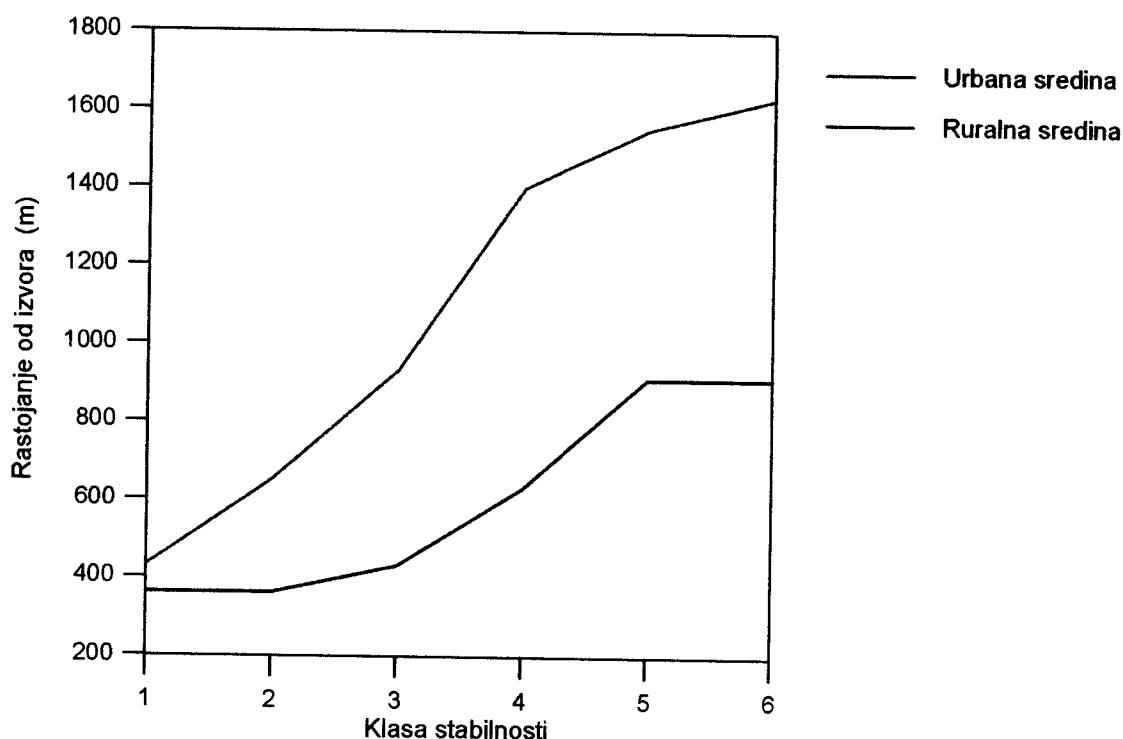
Takođe, zbog različitih uslova sredine u kojoj se posmatra depozicija, obavljeno je poređenje dobijenih vrednosti za urbanu i ruralnu sredinu. Ovi numerički eksperimenti obavljeni su pri uslovima datim u tabeli 5.2 .

Visina dimnjaka (m)	100
Broj emitovanih čestica/s	20000
Doba dana	Dan
Visina Sunca (stepen)	70
Visina baze oblaka (m)	3000
Ukupna oblačnost	3/10
Horizontalna komponenta brzine vetra (m/s)	2.5
Vertikalna komponenta brzine vetra (m/s)	0.1

Tabela 5.2

Izračunavanje rastojanja od izvora na kojem je intenzitet depozicije maksimalna za različite klase stabilnosti

Na slici 5.2 prikazani su rezultati numeričkog eksperimenta u kojem je računato rastojanje od izvora na kojem je intenzitet depozicije maksimalan, za urbanu i ruralnu sredinu :



Slika 5.2 – Rastojanje od izvora na kojem je intenzitet depozicije maksimalan, za različite klase stabilnosti, u urbanoj i ruralnoj sredini

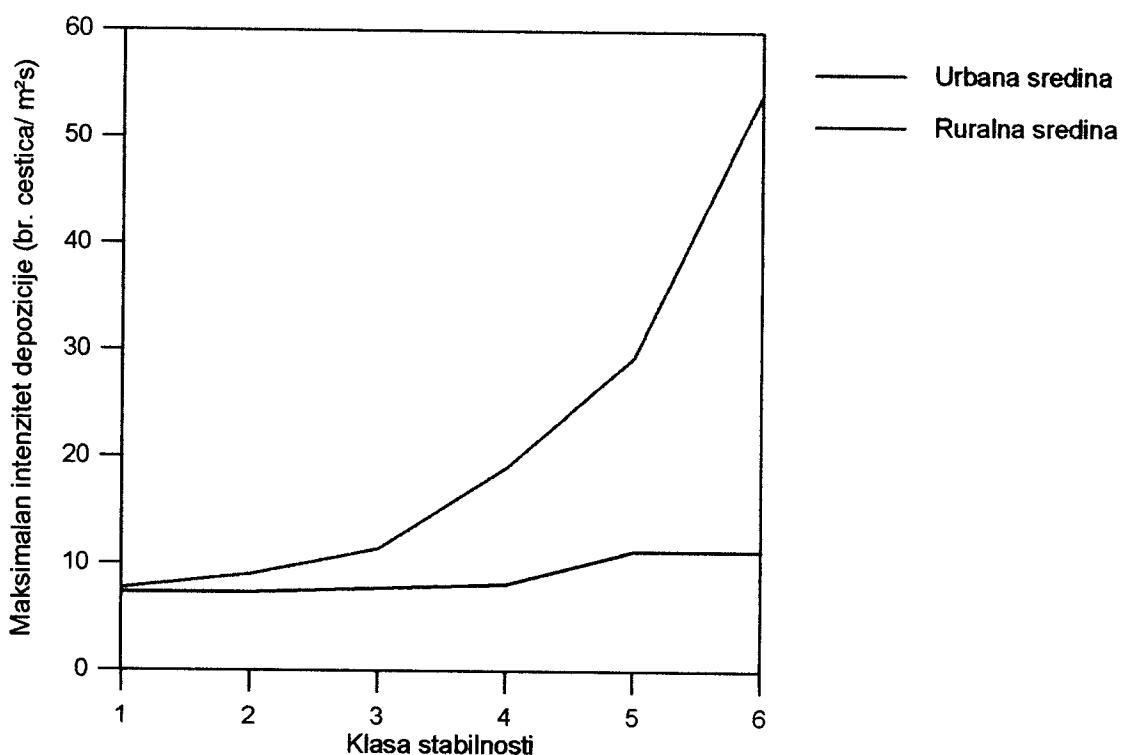
Na osnovu dobijenih rezultata može da se zaključi da će i u urbanoj i u ruralnoj sredini, u nestabilno stratifikovanoj atmosferi, maksimalan intenzitet depozicije biti na manjoj udaljenosti od izvora, nego što je to slučaj u stabilno stratifikovanoj atmosferi. Ovakav rezultat mogao je da se očekuje, s obzirom da u stabilno stratifikovanoj atmosferi dimna perjanica prelazi velike razdaljine pre nego što se na tlu može registrovati zagađenje, što je posebno izraženo ako se izvor nalazi iznad sloja inverzije.

U urbanoj sredini i u stabilno i nestabilno stratifikovanoj atmosferi, maksimalan intenzitet depozicije je na manjem rastojanju od izvora nego u ruralnoj sredini, što je i moglo da se očekuje zbog veće visine sloja hraptrosti i postojanja građevina. Urbane

građevine, kao relativno visoki, nesavitljivi objekti oštrih ivica utiču na povećanje turbulencije i trenja, u urbanim oblastima, što ima za posledicu obrazovanje dublje zone uticaja trenja unutar koje se brzina veta smanjuje u poređenju sa brzinom veta na istoj visini u ruralnoj sredini.

Izračunavanje maksimalnog intenziteta depozicije za različite klase stabilnosti

Za različite klase stabilnosti određivan je maksimalan intenzitet depozicije, odnosno maksimalan broj čestica koji u jedinici vremena padne na jediničnu površinu. Na slici 5.3 prikazani su dobijeni rezultati za urbanu i ruralnu sredinu.



Slika 5.3 – Maksimalan intenzitet depozicije za različite klase stabilnosti
u urbanoj i ruralnoj sredini

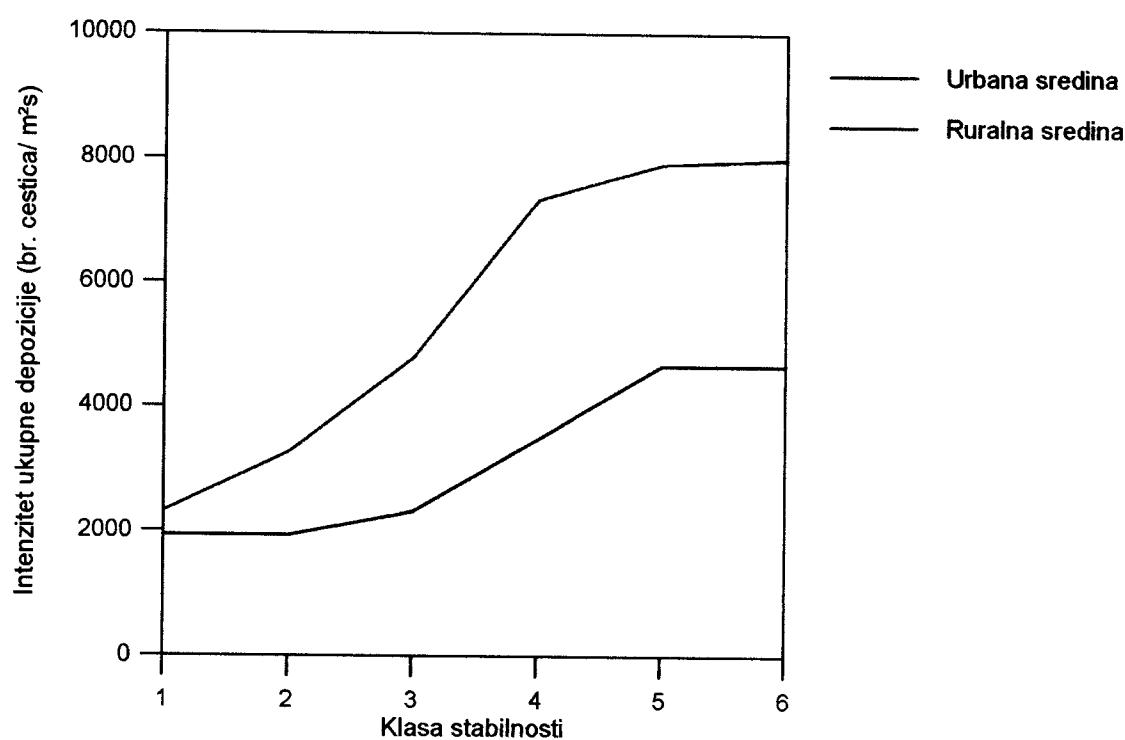
U nestabilno stratifikovanoj atmosferi, usled zagrevanja tla, dolazi do vertikalnih kretanja vazduha pri čemu se zagrejani vazduh podiže u više slojeve atmosfere. To dovodi do bržeg pročišćavanja prizemnog sloja vazduha, zbog čega je broj nataloženih čestica na tlu manji nego u stabilno stratifikovanoj atmosferi.

Za razliku od ruralnih oblasti, urbana atmosfera nema jako izraženu dnevnu promenu stabilnosti, pa je urbani granični sloj (UGS) dobro izmešan i u toku dana i tokom noći. Zbog toga je i razlika između maksimalnog intenziteta depozicije u stabilno stratifikovanoj atmosferi i maksimalnog intenziteta depozicije u nestabilno stratifikovanoj atmosferi mnogo manja u urbanoj sredini, od ove razlike u ruralnoj sredini.

Takođe, na osnovu dobijenih rezultata može da se zaključi da u nestabilno stratifikovanoj atmosferi, maksimalan intenzitet depozicije ima približno iste vrednosti u urbanoj i ruralnoj sredini, što nije slučaj u stabilno stratifikovanoj atmosferi, gde maksimalan intenzitet depozicije ima značajno veću vrednost u ruralnoj sredini.

Izračunavanje intenziteta ukupne depozicije za različite klase stabilnosti

Za različite klase stabilnosti, obavljeno je i izračunavanje intenziteta ukupne depozicije na rastojanju do 4 km od izvora, odnosno, ukupnog broja čestica koji u jedinici vremena padne na jediničnu površinu, na rastojanju do 4 km od izvora, u urbanoj i ruralnoj sredini. Dobijeni rezultati prikazani su na slici 5.4:



Slika 5.4 – Intenzitet ukupne depozicije za različite klase stabilnosti u urbanoj i ruralnoj sredini

U stabilno stratifikovanoj atmosferi je maksimalan intenzitet depozicije u ruralnoj sredini, znatno veći od maksimalnog intenziteta depozicija u urbanoj sredini, pa je i ukupan broj čestica koji u jedinici vremena padne na jediničnu površinu, na rastojanju do 4 km od izvora, u ruralnoj sredini veći nego u urbanoj (Slika 5.4). U nestabilno stratifikovanoj atmosferi, maksimalan intenzitet depozicije u ruralnoj sredini nije značajno veći od maksimalnog intenziteta depozicije u urbanoj sredini, pa je i razlika u intenzitetu ukupne depozicije manja nego u stabilno stratifikovanoj atmosferi.

Treći numerički eksperiment

U slučaju izgradnje fabrika i energetskih postrojenja, veoma je važna procena visine dimnjaka, jer ona može značajno da utiče na transport zagađujućih materija i intenzitet depozicije. Zbog toga će u ovom numeričkom eksperimentu biti određivan maksimalan intenzitet depozicije i rastojanje od izvora na kojem je intenzitet depozicije maksimalan, za različite visine dimnjaka (20-260 m), u stabilno i nestabilno stratifikovanoj atmosferi, za različite uslove sredine (urbana ili ruralna).

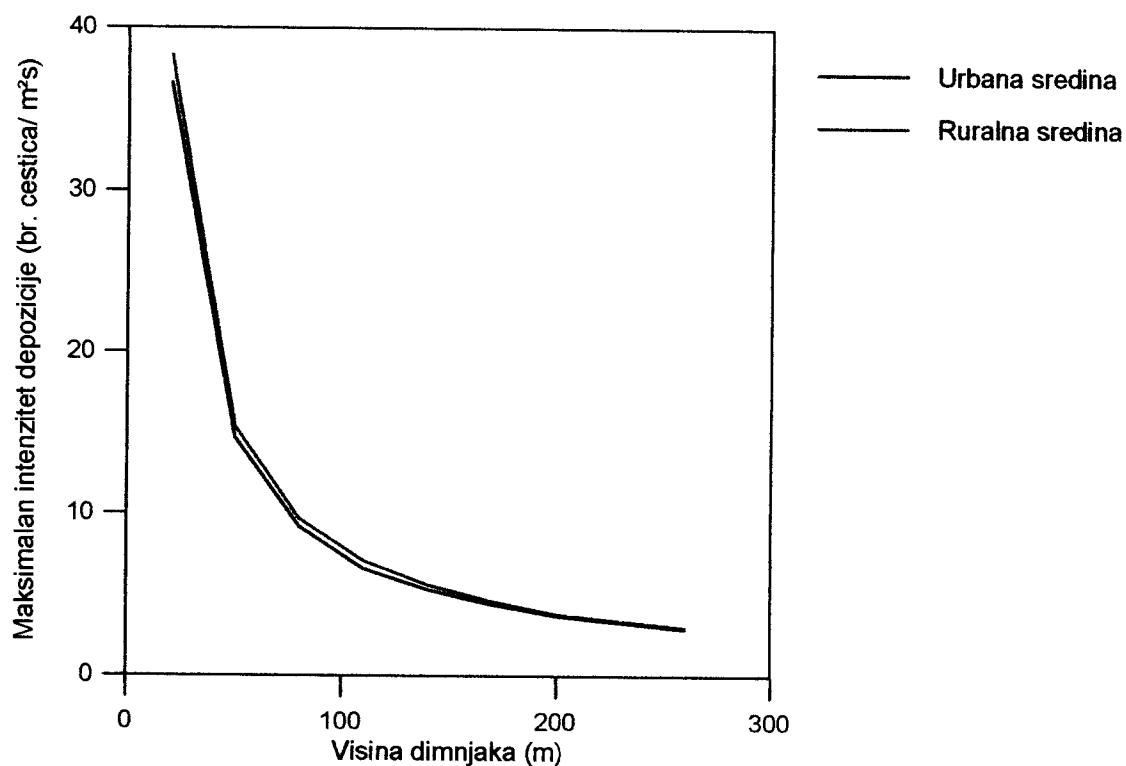
Izračunavanje maksimalnog intenziteta depozicije za različite visine dimnjaka u nestabilno stratifikovanoj atmosferi

Za različite visine dimnjaka, obavljeno je izračunavanje maksimalnog broja čestica koji u jedinici vremena padne na jediničnu površinu, u urbanoj i ruralnoj sredini, pri uslovima datim u tabeli 5.3 .

Klasa stabilnosti	A
Broj emitovanih čestica/s	20000
Doba dana	Dan
Visina Sunca (stepen)	70
Visina baze oblaka (m)	3000
Ukupna oblačnost	3/10
Horizontalna komponenta brzine vetra (m/s)	2.5
Vertikalna komponenta brzine vetra (m/s)	0.1

Tabela 5.3

Rezultati su prikazani na slici 5.5:

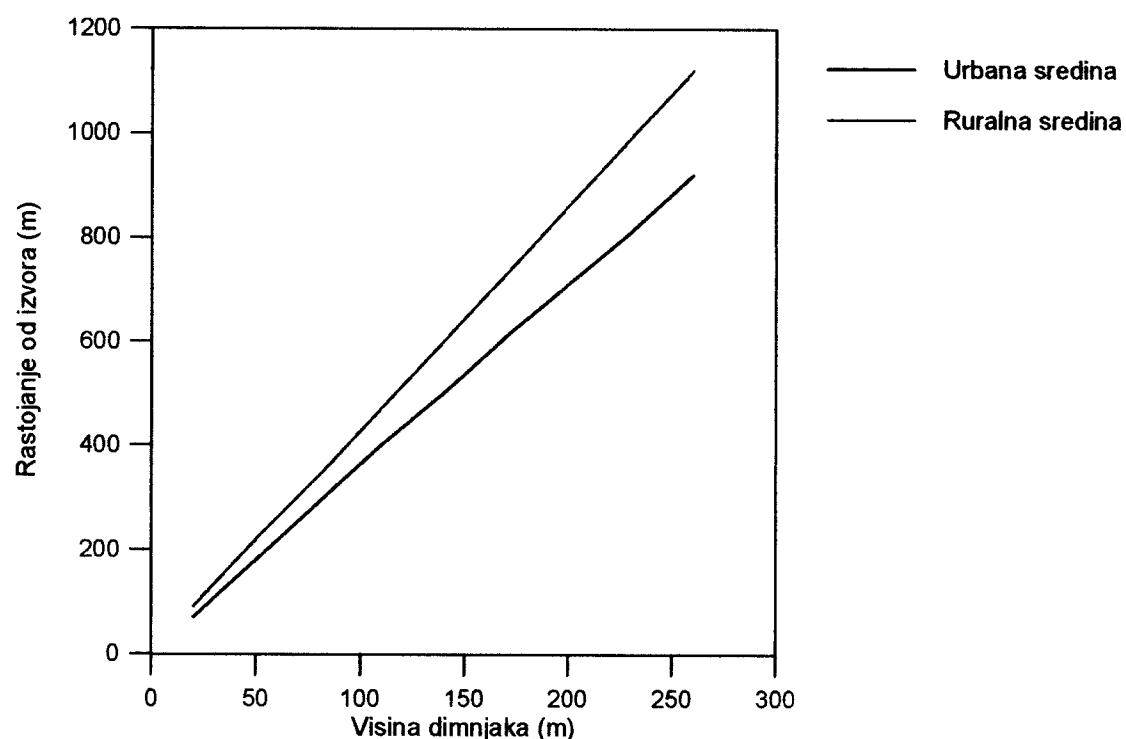


Slika 5.5 – Maksimalan intenzitet depozicije za različite visine dimnjaka u nestabilno stratifikovanoj atmosferi u urbanim i ruralnim uslovima

Dobijeni rezultati ukazuju na to da i u urbanoj i ruralnoj sredini sa povećanjem visine dimnjaka opada broj čestica koji se nataloži na nivou tla. Takođe, u nestabilno stratifikovanoj atmosferi, za sve visine dimnjaka su dobijene približno iste vrednosti maksimalnog intenziteta depozicije u urbanoj i ruralnoj sredini. To dovodi do zaključka da pri izboru visine dimnjaka uslovi sredine ne utiču značajno na intenzitet depozicije.

Izračunavanje rastojanja od izvora na kojem je intenzitet depozicije maksimalan u nestabilno stratifikovanoj atmosferi za različite visine dimnjaka

I pored toga što su, u nestabilno stratifikovanoj atmosferi, za sve visine dimnjaka dobijene približno iste vrednosti maksimalnog intenziteta depozicije, u urbanoj i ruralnoj sredini, ne treba zanemariti razlike u rastojanju od izvora na kojem će depozicija imati maksimalnu vrednost. U ruralnoj sredini to rastojanje je veće nego u urbanoj sredini, što je posebno izraženo za dimnjake veće visine (Slika 5.6)



Slika 5.6 – Rastojanje od izvora na kojem je intenzitet depozicije maksimalan, za različite visine dimnjaka, u nestabilno stratifikovanoj atmosferi, u urbanoj i ruralnoj sredini

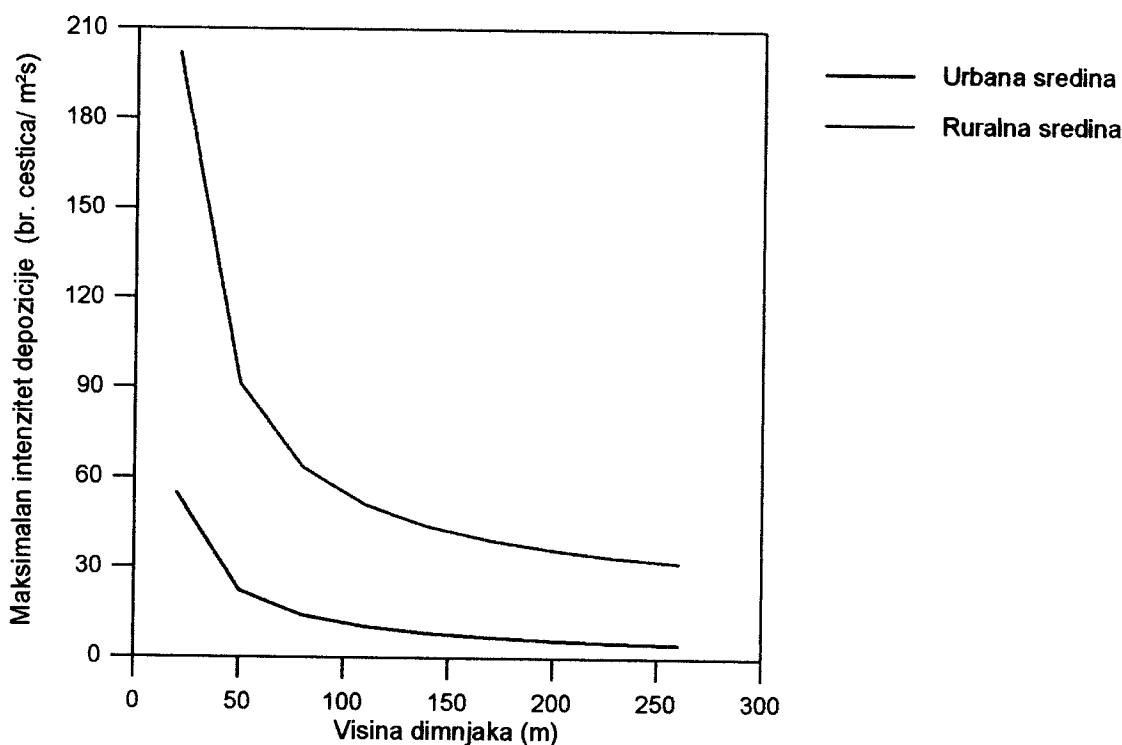
Izračunavanje maksimalnog intenziteta depozicije za različite visine dimnjaka u stabilno stratifikovanoj atmosferi

Za različite visine dimnjaka, obavljeno je i izračunavanje maksimalnog intenziteta depozicije u stabilno stratifikovanoj atmosferi, u urbanoj i ruralnoj sredini, pri uslovima datim u tabeli 5.4.

Klasa stabilnosti	F
Broj emitovanih čestica/s	20000
Doba dana	Noć
Visina baze oblaka (m)	4000
Ukupna oblačnost	2/10
Horizontalna komponenta brzine veta (m/s)	2.5
Vertikalna komponenta brzine veta (m/s)	0.1

Tabela 5.4

Rezultati su prikazani na slici 6.7:

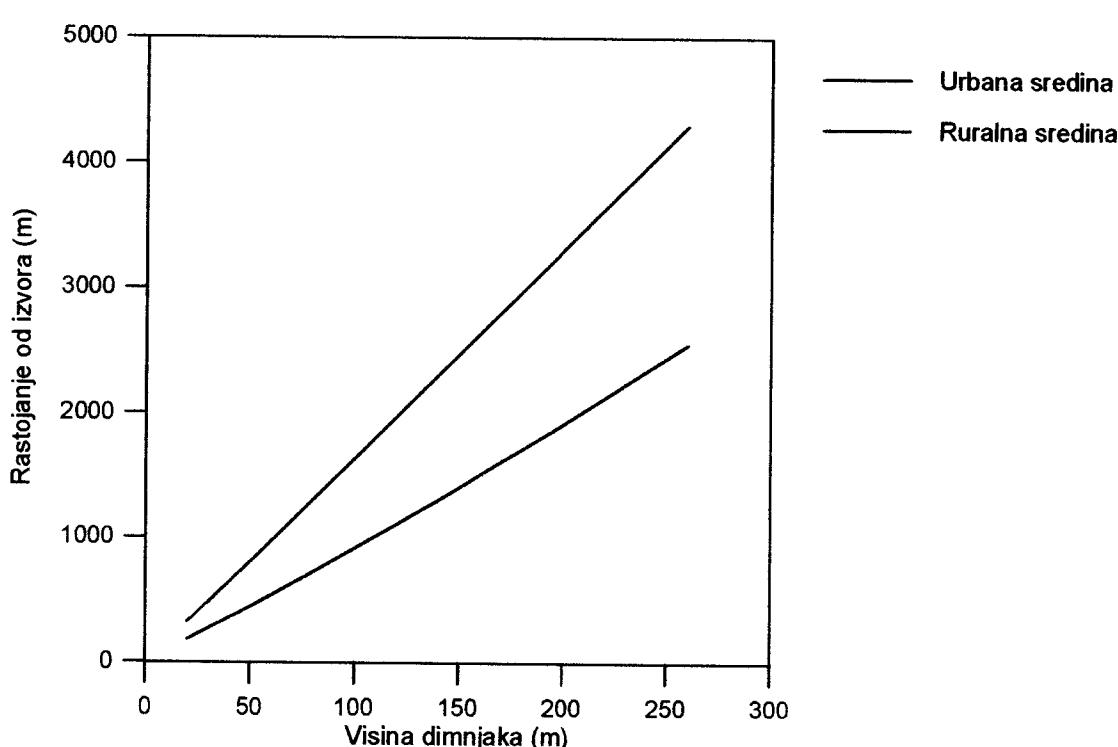


Slika 5.7 – Maksimalan intenzitet depozicije za različite visine dimnjaka u stabilno stratifikovanoj atmosferi u urbanim i ruralnim uslovima

Za razliku od nestabilno stratifikovane atmosfere, u stabilno stratifikovanoj atmosferi uslovi sredine imaju veliki značaj pri izboru visine dimnjaka. U ruralnoj sredini maksimalan intenzitet depozicije je znatno veći nego u urbanoj, što je posebno izraženo za niske dimnjake. Na osnovu toga može da se zaključi da u onim ruralnim oblastima, gde je stratifikacija pretežno stabilna, nije povoljno graditi niske dimnjake, jer daju velika zagađenja.

Izračunavanje rastojanja od izvora na kom je intenzitet depozicije maksimalan u stabilno stratifikovanoj atmosferi za različite visine dimnjaka

U stabilno stratifikovanoj atmosferi maksimalan intenzitet depozicije će biti na znatno većem rastojanju od izvora, što je prikazano na slici 5.8.



Slika 5.8 – Rastojanje od izvora na kojem je intenzitet depozicije maksimalan, za različite visine dimnjaka, u stabilno stratifikovanoj atmosferi, u urbanoj i ruralnoj sredini

Za male visine dimnjaka, znatno veći broj čestica padne u jedinici vremena na jediničnu povšinu u ruralnoj sredini nego u urbanoj, ali na približno istom rastojanju od izvora, dok je u slučaju visokih dimnjaka maksimalan intenzitet depozicije, u ruralnoj sredini, na značajno većoj udaljenosti od izvora nego u urbanoj sredini. Na osnovu ove činjenice može da se zaključi da niski dimnjaci daju veće zagađenje i na manjem rastojanju od izvora, nego visoki dimnjaci, za koje maksimalan intenzitet depozicije ima nižu vrednost, ali je veće rastojanje od izvora, na kojem maksimalan broj čestica u jedinici vremena padne na jediničnu površinu.

Numerički model za izračunavanje intenziteta depozicije malih ili lakih čestica

Obzirom na činjenicu da intenzitet depozicije može biti predstavljen kao proizvod brzine depozicije i koncentracije suspendovanog materijala na tlu, u numeričkom modelu za izračunavanje intenziteta depozicije malih ili lakih čestica, biće računata brzina depozicije, za različite vrednosti brzine trenja i parametra B^{-1} . Uvođenjem ovog parametra, uzeta je u obzir razlika između "brzine depozicije" impulsa i brzine depozicije stvarne supstancije, kao što je objašnjeno u Poglavlju 2, ovog rada.

Za različite klase stabilnosti, koje će u ovom modelu biti određene preko gradijentnog Ričardsonovog broja, brzina trenja određuje se iterativnim postupkom. Pored stratifikacije, značajan uticaj na brzinu trenja ima i koeficijent hrapavosti z_0 . Ovaj koeficijent definisan je kao visina na kojoj brzina veta postaje jednaka nuli. U numeričkim eksperimentima, maksimalan intenzitet depozicije (maksimalan broj čestica koji u jedinici vremena padne na jediničnu površinu) će biti određivan za različite klase stabilnosti i različite vrednosti koeficijenta hrapavosti z_0 .

Obzirom na činjenicu da se vrednosti parametra B^{-1} , koje su dobijene u laboratorijama i aerodinamičkim tunelima, razlikuju od vrednosti dobijenih na terenu, u numeričkim eksperimentima biće uzeta u obzir promene vrednosti ovog parametra, u cilju zaključivanja koliki uticaj ima ta promena na intenzitet depozicije.

U ovom numeričkom modelu, svi eksperimenti će biti obavljeni za čestice čija je brzina padanja manjeg reda veličine nego vertikalna komponenta brzine vazduha, koja iznosi 0.1 m/s (Poglavlje 2).

Četvrti numerički eksperiment

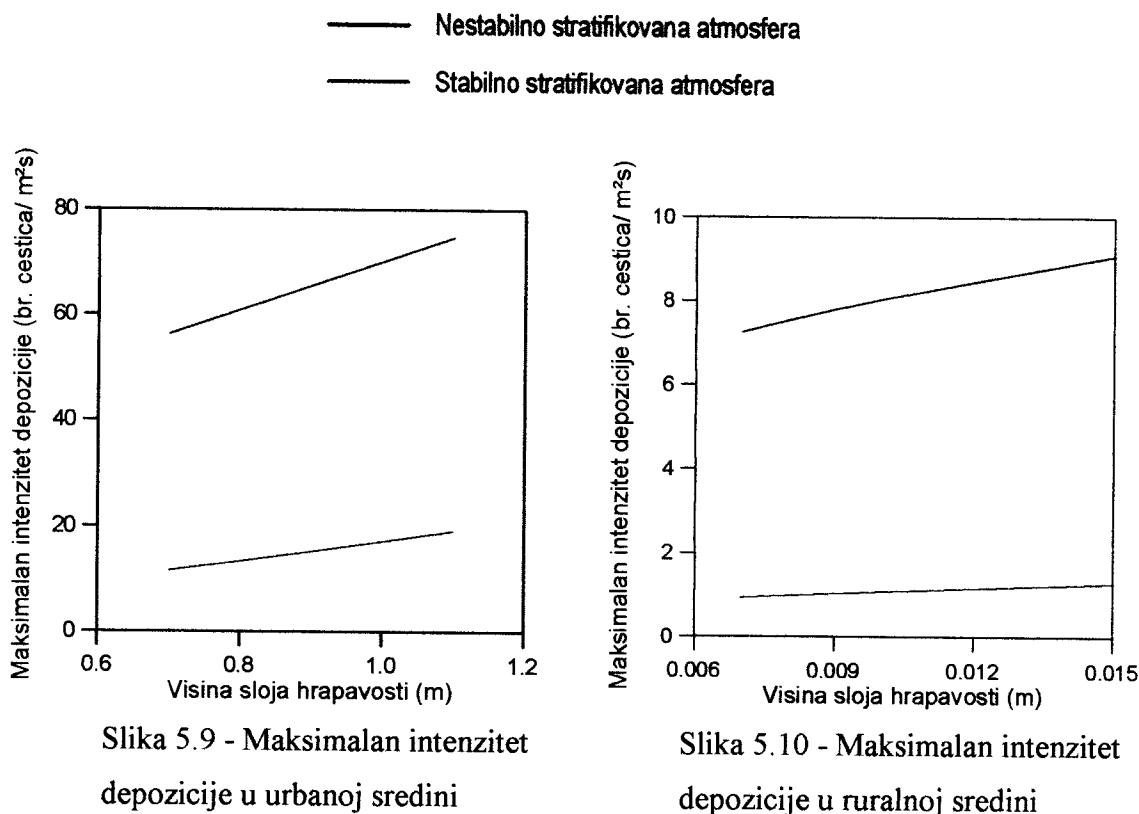
Izračunavanje maksimalnog intenziteta depozicije, u stabilno i nestabilno stratifikovanoj atmosferi, za različite vrednosti koeficijenta hrapavosti z_0

Koeficijent hrapavosti ima različite vrednosti u urbanoj i ruralnoj sredini. U urbanoj sredini on je reda veličine 1m, a u ruralnoj 10^{-2} m. S obzirom na tu činjenicu, u ovom numeričkom eksperimentu biće određivan uticaj koeficijenta hrapavosti z_0 u urbanoj i ruralnoj sredini, na brzinu depozicije, pri uslovima datim u tabeli 5.5.

	Nestabilno stratifikovana atmosfera	Stabilno stratifikovana atmosfera
Temperatura zemljišta (K)	296	296
Temperatura vazduha (K)	291	300
Brzina vetra (m/s)	2.5	4.5
Visina referentnog nivoa (m)	10	
Paramatar B^{-1}	0.08	
Visina dimnjaka (m)	50	
Broj emitovanih čestica/s	50000	

Tabela 5.5

Dobijeni rezultati za urbanu sredinu prikazani su na slici 5.9, a za ruralnu sredinu na slici 5.10:



Za konstantnu vrednost parametra B^{-1} , u urbanoj i ruralnoj sredini maksimalan intenzitet depozicije je veći u nestabilno, nego u stabilno stratifikovanoj atmosferi, ali ova razlika je značajno veća u urbanoj sredini, zbog veće vrednosti koeficijenta hrapavosti .

Koeficijent hrapavoti definisan je kao visina na kojoj brzina vetra postaje jednaka nuli, pa je zbog niže vrednosti ovog koeficijenta, u ruralnoj sredini brzina vetra veća , a samim tim i rastojanje od izvora na kom je intenzitet depozicije maksimalan, što je prikazano u tabeli 5.6:

	Rastojanje od izvora na kom je depozicija maksimalna	
	Nestabilno stratifikovana atmosfera	Stabilno stratifikovana atmosfera
Urbana sredina	210 m	420 m
Ruralna sredina	660 m	2130 m

Tabela 5.6

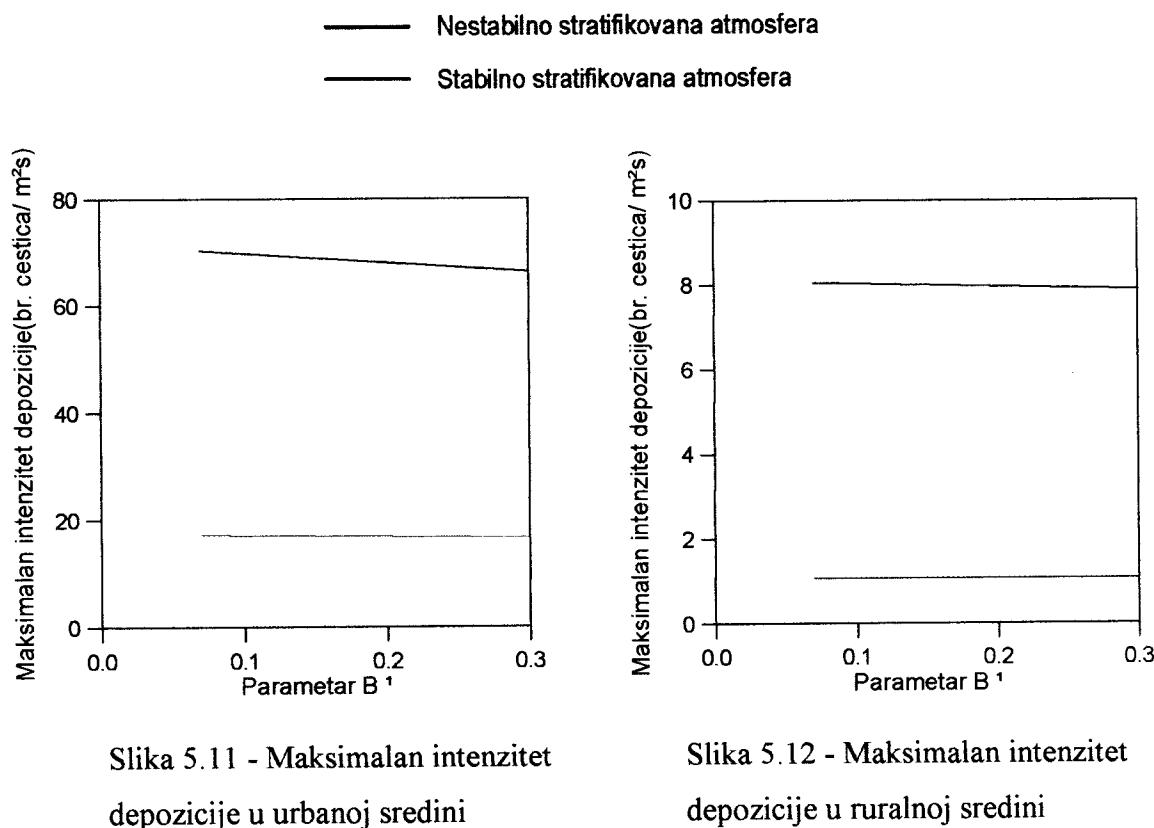
Izračunavanje maksimalnog intenziteta depozicije, u u urbanoj i ruralnoj sredini, za različite vrednosti parametra B^{-1}

Uvođenjem parametra B^{-1} , uzeta je u obzir razlika između brzine “depozicije” impulsa i brzine depozicije stvarne supstancije. Obzirom na činjenicu da nije jasno utvrđeno koliki uticaj ima promena vrednosti ovog parametra na intenzitet depozicije, za različite vrednosti ovog parametra biće određivan maksimalan intenzitet depozicije, pri uslovima datim u tabeli 5.7 .

	Nestabilno stratifikovana atmosfera	Stabilno stratifikovana atmosfera
Temperatura zemljišta (K)	296	296
Temperatura vazduha (K)	291	300
Brzina vetra (m/s)	2.5	4.5
Visina referentnog nivoa (m)	10	
Koeficijent hrapavosti z_0 u urbanoj sredini (m)		1
Koeficijent hrapavosti z_0 u ruralnoj sredini (m)	0.01	
Visina dimnjaka (m)	50	
Broj emitovanih čestica/s	50000	

Tabela 5.7

Dobijeni rezultati za urbanu sredinu prikazani su na slici 5.11, a za ruralnu sredinu na slici 5.12:



Slika 5.11 - Maksimalan intenzitet depozicije u urbanoj sredini

Slika 5.12 - Maksimalan intenzitet depozicije u ruralnoj sredini

Na osnovu slika 5.11 i 5.12 može da se zaključi da se maksimalan intenzitet depozicije ne menja značajno sa promenom vrednosti parametra B^{-1} , ni u nestabilno ni stabilno stratifikovanoj atmosferi. Makimalan broj čestica koji u jedinici vremena padne na jediničnu površinu veći je u urbanoj sredini, zbog veće vrednosti koeficijenta hrapavosti nego u ruralnoj sredini.

Treba napomenuti da, rezultati izvršenih eksperimenata, u oblasti depozicije čestica, najčešće nisu publikovani od strane autora i iz tog razloga nisu dostupni, pa nije bilo moguće izvršiti poređenje ovih eksperimentalnih rezultata i rezultata koji su dobijeni numeričkim eksperimentima u ovom radu.

Prednost modela za određivanje intenziteta depozicije velikih i malih čestica, koji su prikazani u ovom radu, je što na osnovu procene ulaznih podataka ili korišćenjem automatskih meteoroloških stanica, relativno brzo i sa zadovoljavajućom tačnošću može da bude izračunata raspodela koncentracije i procenjen intenzitet depozicije zagađujućih materija. Takođe, na osnovu ovih modela, moguće je dati

numeričke vrednosti intenziteta depozicije i rastojanja od izvora na kom će intenzitet depozicije biti maksimalan, što može znatno doprineti poboljšanju zaštite od zagađenja i projektovanju kontra-mera radi ublažavanja i eliminisanja nepovoljnih efekata.

Zaključak

Prepostavljajući progresiju dimne perjanice u jednoj dimenziji, u radu su opisani modeli (matematički i numerički) pomoću kojih se prognozira intenzitet depozicije čestica, odnosno broj čestica koji u jedinici vremena padne na jediničnu površinu. Obzirom da različiti procesi utiču na depoziciju velikih (teških) i malih(lakih), čestica, one su u radu posmatrane odvojeno. Intenzitet depozicije računat je kao proizvod brzine padanja čestica i koncentracije materijala suspendovanog na tlu, pa je opisana fizičko-matematička osnova modela u kojima se statistički, Gausovom distribucijom, tretira prostorna raspodela koncentracije polutanata koje emituje tačkasti izvor. Standardne devijacije σ_y i σ_z , koje figurišu u izrazu za Gausov oblik distribucije, određene su na osnovu Brigsovih empirijskih jednačina, u zavisnosti od klase stabilnosti, za urbane i ruralne uslove. Takođe, opisan je postupak za određivanje klasa stabilnosti na osnovu meteoroloških podataka i na osnovu gradijentnog Ričardsonovog broja, kao i postupak za određivanje brzine trenja. U programskom jeziku FORTRAN 77 napisan je programski kod modela za izračunavanje intenziteta depozicije velikih i malih čestica i prikazani su numerički eksperimenti koji su izvedeni, kao i analiza dobijenih rezultata.

U *numeričkom modelu za prognozu intenziteta depozicije velikih čestica*, korišćena su dva metoda za izračunavanje intenziteta depozicije: metod “nagnute perjanice”, predložen od strane Paskvila (Pasquill, 1974) i individualni metod rotacije koordinatnog sistema, koji je osmišljen u cilju umanjivanja nejasnoća koje se javljaju primenom metoda “nagnute perjanice”. U ovom modelu, klase stabilnosti su određivane Brigsovom procedurom.

Na osnovu numeričkih eksperimenata koji su izvedeni za izračunavanje intenziteta depozicije velikih čestica, zaključeno je da je u stabilno stratifikovanoj atmosferi maksimalan intenzitet depozicije veći u ruralnoj nego u urbanoj sredini i da dimna perjanica prelazi velike razdaljine pre nego što se na tlu može registrovati zagađenje. U ruralnoj sredini je rastojanje od izvora, na kom je intenzitet depozicije

maksimalan, veće i zbog veće brzine vetra u poređenju sa brzinom vetra u urbanoj sredini, na istoj visini.

U nestabilno stratifikovanoj atmosferi, usled zagrevanja tla, dolazi do vertikalnih kretanja vazduha pri čemu se zagrejani vazduh podiže u više slojeve atmosfere, što dovodi do bržeg pročišćavanja prizemnog sloja vazduha, odnosno broj nataloženih čestica na tlu je manji nego u stabilno stratifikovanoj atmosferi i ima približno istu vrednost u urbanoj i ruralnoj sredini.

Ipak, razlike u vrednosti maksimalnog intenziteta depozicije u stabilno i nestabilno stratifikovanoj atmosferi, nisu izražene u urbanoj sredini kao u ruralnoj, jer je urbani granični sloj (UGS) dobro izmešan i u toku dana i tokom noći, pa urbana atmosfera nema jako izraženu dnevnu promenu stabilnosti

Na osnovu numeričkih eksperimenata koji su obavljeni za izračunavanje intenziteta depozicije velikih čestica za različite visine dimnjaka, zaključeno je da u nestabilno stratifikovanoj atmosferi, pri izboru visine dimnjaka uslovi sredine ne utiču značajno na intenzitet depozicije. S druge strane, u onim ruralnim oblastima gde je atmosfera pretežno stabilno stratifikovana, nije povoljno graditi niske dimnjake, jer daju velika zagađenja. Takođe, izvori manje visine daju mnogo veće zagađenje, nego visoki izvori, što je posebno izraženo u stabilno stratifikovanoj atmosferi u ruralnim uslovima, ali je rastojanje na kom je intenzitet depozicije maksimalan, veće u slučaju izvora veće visine.

Na prirodu depozicije malih čestica tj. čestica čija je konačna brzina padanja manjeg reda veličine nego vertikalna komponenta brzine vetra, direktni uticaj ima turbulentno kretanje u atmosferi. S obzirom na činjenicu da Brigsova procedure za određivanje klase stabilnosti, koja je primenjena u numeričkom modelu za prognozu intenziteta depozicije velikih čestica, ima nedostatke koji mogu da daju nerealnu sliku o stabilnosti atmosfere, u *numeričkom modelu za prognozu intenziteta depozicije malih čestica* klase stabilnosti su određene na osnovu vrednosti gradijentnog Ričardsonovog broja.

U numeričkim eksperimentima koji su izvedeni za prognozu intenziteta depozicije malih čestica, maksimalan intenzitet depozicije (maksimalan broj čestica koji u jedinici vremena padne na jediničnu površinu) određivan je za različite vrednosti koeficijenta hrapavosti z_0 , koji je definisan kao visina na kojoj brzina vetra postaje

jednaka nuli, i parametra B^{-1} , na osnovu kojeg je uzeta u obzir razlika između brzine depozicije stvarne supstancije i “brzini depozicije” impulsa.

Na osnovu izvedenih numeričkih eksperimenata i dobijenih rezultata, zaključeno je da promena koeficijenta hrapavosti z_0 , a samim tim i promena brzine trenja, ima značajniji uticaj na intenzitet depozicije malih čestica nego bezdimenzioni član B^{-1} . Obzirom da koeficijent hrapavosti predstavlja visinu na kojoj brzina veta postaje jednaka nuli, za veće vrednosti ovog koeficijenta, brzina trenja će biti veća, a samim tim i brzina depozicije. Koeficijent hrapavosti ima veću vrednost u urbanoj sredini, pa je brzina veta u urbanoj sredini manja od brzine veta u ruralnoj sredini, na istoj visini. Zbog veće brzine veta, u ruralnoj sredini je veće rastojanje od izvora na kom je intenzitet depozicije maksimalan, što se takođe može zaključiti na osnovu izvršenih numeričkih eksperimenata.

Dodatak 1:

Detaljan prikaz rešavanja jednačine difuzije

Prepostavljajući da je koeficijent difuzije K_z konstantan tj. da ne zavisi od z , jednačina difuzije

$$\bar{u} \frac{\partial \chi}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \chi}{\partial z} \right)$$

može da bude napisana u sledećem obliku:

$$\chi_x = a^2 \chi_{zz} \quad (7.1)$$

gde je:

$$a^2 = K_z / \bar{u}$$

Granični uslovi su:

$$\chi(0, z) = \varphi(z) \quad (7.2)$$

$$\chi(x, 0) = 0$$

$$\chi(x, l) = 0$$

Funkcija $\chi(x, z)$ može da bude napisana kao proizvod dve funkcije, od kojih je jedna funkcija visine $Z(z)$, a druga funkcija rastojanja od izvora $X(x)$ tj.:

$$\chi(x, z) = Z(z)X(x) \quad (7.3)$$

Tada imamo:

$$Z(z)X'(x) = a^2 Z''(z)X(x)$$

$$\frac{1}{a^2} \frac{X'}{X} = \frac{Z''}{Z} = -\lambda \quad \lambda > 0 \quad (7.4)$$

gde je $\lambda = \text{const.}$

Tako imamo:

$$1. \quad Z'' + \lambda Z = 0 \quad (7.5)$$

$$2. \quad X' + a^2 \lambda X = 0 \quad (7.6)$$

Uzimajući u obzir granične uslove (7.2) dobijamo:

$$\begin{aligned} 0 &= \chi(0, x) = Z(0)X(x) \Rightarrow Z(0) = 0 \\ 0 &= \chi(l, x) = Z(l)X(x) \Rightarrow Z(l) = 0 \end{aligned} \quad (7.7)$$

Rešavajući jednačinu (7.6), dobijamo rešenje u obliku:

$$Z(z) = C_1 \sin \sqrt{\lambda} z + C_2 \cos \sqrt{\lambda} z \quad (7.8)$$

Uzimajući u obzir izraze (7.5) imamo:

$$Z(0) = C_1 \sin 0z + C_2 \cos 0z = 0 \Rightarrow C_2 = 0$$

$$Z(l) = C_1 \sin \sqrt{\lambda} l + C_2 \cos \sqrt{\lambda} l = 0 \Rightarrow C_1 \sin \sqrt{\lambda} l = 0$$

$$Z_n(z) = \sin \frac{n\pi}{l} z \quad (7.9)$$

Rešavajući jednačinu (7.7), dobijamo rešenje u obliku:

$$X_n(x) = C_n e^{-a^2 \lambda_n x} \quad (7.10)$$

Zamenom izraza (7.9) i (7.10) u izraz (7.3) dobijamo:

$$\chi_n(x, z) = C_n e^{-\left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 a^2 x} \sin \frac{n\pi}{l} z \quad (7.11)$$

pa je opšte rešenje linearne jednačine suma svih partikularnih rešenja :

$$\chi(x, z) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-\left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 a^2 x} \sin \frac{n\pi}{l} z \quad (7.12)$$

sa napomenom da $n=0$ nema smisla, jer bi u tom slučaju bilo $Z_n(z) = 0$ (izraz 7.9).

Funkcija $\chi(z, x)$ zadovoljava granične uslove, kao što ih zadovoljavaju svi članovi reda. Uz uslov:

$$\chi(z, 0) = \varphi(z)$$

imamo:

$$\varphi(z) = \sum C_n \sin \frac{n\pi}{l} z \quad (7.13)$$

gde C_n predstavlja koeficijente Furijeove funkcije $\varphi(z)$. Pri njenom razlaganju u red po sinusima, na intervalu $(0, l)$ imamo:

$$C_n = \varphi_n = \frac{2}{l} \int_0^l \varphi(\xi) \sin \frac{n\pi}{l} \xi d\xi \quad (7.14)$$

Tada imamo da je:

$$\begin{aligned} \chi(x, z) &= \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-\left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 a^2 x} \sin \frac{n\pi}{l} z = \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{2}{l} \int_0^l \varphi(\xi) \sin \frac{n\pi}{l} \xi d\xi \right] e^{-\left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 a^2 t} \sin \frac{n\pi}{l} z = \\ &= \int_0^l \left[\frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 a^2 x} \sin \frac{n\pi}{l} z \sin \frac{n\pi}{l} \xi \right] \varphi(\xi) d\xi \end{aligned}$$

Označavajući:

$$G(x, \xi, z) = \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 a^2 x} \sin \frac{n\pi}{l} z \sin \frac{n\pi}{l} \xi \quad (7.15)$$

možemo predstaviti funkciju $\chi(z, x)$ u obliku:

$$\chi(x, z) = \int_0^l G(x, \xi, z) \varphi(\xi) d\xi \quad (7.16)$$

Smisao funkcije $G(x, \xi, z)$ je da ona predstavlja raspodelu koncentracije u intervalu $0 \leq z \leq l$ na rastojanju x , ako je koncentracija na rastojanju $x=0$ jednaka nuli i na tom mestu u tački $z = \xi$ se nalazi neka količina emitovanog materijala, dok se na krajevima održava koncentracija nula, što će biti dokazano u daljem tekstu.

Q – količina materijala u tački ξ

$\varphi_\varepsilon(\xi)$ – promena koncentracije i jednaka je nuli van intervala $(\xi - \varepsilon, \xi + \varepsilon)$

Uzimajući u obzir jednačinu (1.14) i smatrajući da je brzina veta konstantna tj. uzimajući srednju vrednost brzine veta, imamo:

$$\bar{u} \int_{\xi-\varepsilon}^{\xi+\varepsilon} \varphi_\varepsilon(\xi) d\xi = Q \quad (7.17)$$

U tom slučaju je:

$$\begin{aligned} \chi_\varepsilon(x, z) &= \int_0^l G(x, \xi, z) \varphi_\varepsilon(\xi) d\xi = \int_{\xi-\varepsilon}^{\xi+\varepsilon} G(x, \xi, z) \varphi_\varepsilon(\xi) d\xi = \\ &= G(x, \xi^*, z) \int_{\xi-\varepsilon}^{\xi+\varepsilon} \varphi_\varepsilon(\xi) d\xi = G(x, \xi^*, z) \frac{Q}{\bar{u}} \end{aligned} \quad (7.18)$$

ξ^* – srednja tačka intervala $(\xi - \varepsilon, \xi + \varepsilon)$

Na intervalu $(0, l)$:

$$G_l(x, \xi, z) = \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 a^2 x} \sin \frac{n\pi}{l} z \sin \frac{n\pi}{l} \xi \quad (7.19)$$

Za funkciju $G_l(x, \xi, z)$ uvodimo indeks l , da bi je razlikovali od funkcije $G(x, \xi, z)$, koja je definisana na intervalu $(0, \infty)$, a koja se javlja u narednom izvođenju.

Funkciju $\chi(x, z)$ tada može da bude napisana u sledećem obliku :

$$\chi(x, z) = \frac{Q}{\bar{u}} G_l(x, \xi, z) \quad (7.20)$$

Pomeranje intervala iz izraza (7.19), tako da krajevi zadatog odsečka budu $\left(-\frac{l}{2}, \frac{l}{2}\right)$, možemo izvršiti uvodeći smenu:

$$z' = z - \frac{l}{2} \quad \xi' = \xi - \frac{l}{2}$$

U tački ξ' intervala $\left(-\frac{l}{2}, \frac{l}{2}\right)$, funkcija G_l ima oblik:

$$G_l(x, \xi', z') = \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 a^2 x} \sin \frac{n\pi}{l} \left(z' + \frac{l}{2}\right) \sin \frac{n\pi}{l} \left(\xi' + \frac{l}{2}\right) \quad (7.21)$$

Ako je $n = 2k$ (tj. n – parno), imamo da je proizvod sinusa:

$$\begin{aligned} & \sin \frac{2k\pi}{l} \left(z' + \frac{l}{2}\right) \sin \frac{2k\pi}{l} \left(\xi' + \frac{l}{2}\right) \Rightarrow \\ & \sin \left(\frac{2k\pi}{l} z' + k\pi\right) \sin \left(\frac{2k\pi}{l} \xi' + k\pi\right) = (-1)^{2k} \sin \left(\frac{2k\pi}{l} z'\right) \sin \left(\frac{2k\pi}{l} \xi'\right) \Rightarrow \\ & \sin \frac{2k\pi}{l} \left(z' + \frac{l}{2}\right) \sin \frac{2k\pi}{l} \left(\xi' + \frac{l}{2}\right) = \sin \frac{2k\pi}{l} z' \sin \frac{2k\pi}{l} \xi' \end{aligned}$$

Ako je $n = 2k+1$ (tj. n – neparno), imamo:

$$\begin{aligned} & \sin \frac{(2m+1)\pi}{l} \left(z' + \frac{l}{2}\right) \sin \frac{(2m+1)\pi}{l} \left(\xi' + \frac{l}{2}\right) \Rightarrow \\ & \sin \left(\frac{(2k+1)\pi}{l} z' + (2k+1)\pi\right) \sin \left(\frac{(2k+1)\pi}{l} \xi' + (2k+1)\pi\right) = \\ & (-1)^{2k} \cos \left(\frac{(2k+1)\pi}{l} z'\right) \cos \left(\frac{(2k+1)\pi}{l} \xi'\right) \Rightarrow \\ & \sin \frac{(2m+1)\pi}{l} (z'+l) \sin \frac{(2m+1)\pi}{l} (\xi'+l) = \cos \frac{(2m+1)\pi}{l} z' \cos \frac{(2m+1)\pi}{l} \xi' \end{aligned}$$

Tada je:

$$G_l(z, \xi', x') = \\ = \frac{2}{l} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 a^2 x} \sin \frac{n\pi}{l} z' \sin \frac{n\pi}{l} \xi' + \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 a^2 x} \cos \frac{n\pi}{l} z' \cos \frac{n\pi}{l} \xi' \quad (7.22)$$

pri čemu znak “(ili ‘) na sumi ukazuje da se sumiranje vrši po parnim (ili neparnim) vrednostima n .

Kada $l \rightarrow \infty$, prvu sumu možemo predstaviti u obliku:

$$\frac{2}{l} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\lambda_n^2 a^2 x} \sin \lambda_n z' \sin \lambda_n \xi' = \frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} f_1(\lambda_n) \Delta \lambda \quad (7.23)$$

gde je:

$$f_1(\lambda) = e^{-\lambda^2 a^2 x} \sin \lambda z' \sin \lambda \xi' \quad \Delta \lambda = \frac{2\pi}{l} \quad \lambda_n = \frac{n\pi}{l}$$

Koristeći osobinu:

$$\lim_{\Delta \lambda_i \rightarrow 0} \sum_{i=0}^{\infty} f(\lambda_i^*) \Delta \lambda_i = \int_0^{\infty} f(\lambda) d\lambda \quad (7.24)$$

dobijamo:

$$\lim_{\Delta \lambda_i \rightarrow 0} \frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} f_1(\lambda_n) \Delta \lambda = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} f(\lambda) d\lambda = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-\lambda^2 a^2 x} \sin \lambda z' \sin \lambda \xi' d\lambda \quad (7.25)$$

Analogno, drugu sumu možemo predstaviti u obliku:

$$\frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\lambda_n^2 a^2 x} \cos \lambda_n z' \cos \lambda_n \xi' = \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} f_2(\lambda_n) \Delta \lambda$$

gde je:

$$f_2(\lambda) = e^{-\lambda^2 a^2 x} \cos \lambda z' \cos \lambda \xi' \quad \Delta \lambda = \frac{2\pi}{l} \quad \lambda_n = \frac{n\pi}{l}$$

Koristeći osobinu (7.25), imamo da je:

$$\lim_{\Delta \lambda_i \rightarrow 0} \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} f_2(\lambda_n) \Delta \lambda = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} f_2(\lambda) d\lambda = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-\lambda^2 a^2 x} \cos \lambda z' \cos \lambda \xi' d\lambda \quad (7.26)$$

Objedinjujući dobijene rezultate, dobija se sledeći izraz :

$$\begin{aligned} G(x, \xi, z) &= \lim_{l \rightarrow \infty} G_l(x, \xi, z) = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-\lambda^2 a^2 x} \sin \lambda z \sin \lambda \xi d\lambda + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-\lambda^2 a^2 x} \cos \lambda z \cos \lambda \xi d\lambda \end{aligned}$$

Koristeći:

$$\cos(\alpha \pm \beta) = \cos \alpha \cos \beta \mp \sin \alpha \sin \beta$$

predhodan izraz može biti napisan u sledećem obliku:

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-\lambda^2 a^2 x} \cos(\lambda z - \lambda \xi) d\lambda = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-\lambda^2 a^2 x} \cos \lambda(z - \xi) d\lambda$$

pa imamo:

$$G(x, \xi, z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-\lambda^2 a^2 x} \cos \lambda(z - \xi) d\lambda \quad (7.27)$$

Uvešćemo pomoćni integral:

$$I = \int_0^{\infty} e^{-\lambda^2 \alpha} \cos \lambda \beta d\lambda \quad (\alpha > 0) \quad (7.28)$$

koji zavisi od dva parametra α i β . Sa konstantnim α označićemo ovaj integral kao $I(\beta)$. Tada imamo da je:

$$\frac{dI}{d\beta} = - \int_0^{\infty} e^{-\lambda^2 \alpha} \lambda \sin \lambda \beta d\lambda$$

Parcijalnom integracijom, uzimajući da je:

$$\left\{ \begin{array}{l} \chi = \sin \lambda \beta \quad d\chi = \beta \cos \lambda \beta \, d\lambda \\ dv = \lambda e^{-\lambda^2 \alpha} d\lambda \quad v = \lambda e^{-\lambda^2 \alpha} \frac{1}{2\lambda \alpha} = -\frac{1}{2\alpha} e^{-\lambda^2 \alpha} \end{array} \right.$$

dobijamo:

$$\frac{dI}{d\beta} = \sin \lambda \beta \frac{1}{2\alpha} e^{-\lambda^2 \alpha} \left[-\frac{\beta}{2\alpha} \int_0^\infty e^{-\lambda^2 \alpha} \cos \lambda \beta \, d\lambda \right]$$

Prvi član u prethodnom izrazu teži nuli kad $\lambda \rightarrow \infty$ (jer je sinusna funkcija ograničena), a $e^{-\lambda^2 \alpha}$ opada za $\alpha > 0$, pa imamo:

$$I' = -\frac{\beta}{2\alpha} I$$

Razdvajanjem promenljivih, dobija se diferencijalna jednačina:

$$\frac{I'}{I} = -\frac{\beta}{2\alpha}$$

Rešavanjem jednačine:

$$\begin{aligned} \frac{dI}{I(\beta)} &= -\frac{\beta}{2\alpha} d\beta \\ \ln I(\beta) &= -\frac{1}{2\alpha} \frac{\beta^2}{2} + \ln C = -\frac{\beta^2}{4\alpha} + \ln C \end{aligned}$$

dobija se:

$$I(\beta) = C e^{-\frac{\beta^2}{4\alpha}}$$

Kada je $\beta = 0$:

$$C = \int_0^\infty e^{-\lambda^2 \alpha} d\lambda = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}$$

Konačno dobijamo:

$$I(\beta) = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{-\frac{\beta^2}{4\alpha}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\alpha}} e^{-\frac{\beta^2}{4\alpha}} \quad (7.29)$$

Primenjujući formulu (7.29) na izraz (7.27) i zamenjujući $\alpha = a^2x$ i $\beta = z - \xi$, dobijamo:

$$G(x, \xi, z) = \frac{1}{\pi} \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{a^2x}} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4a^2x}}$$

$$G(x, \xi, z) = \frac{1}{2\sqrt{\pi a^2x}} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4a^2x}} \quad (7.30)$$

Tako, polazeći od izraza (7.20), na intervalu $(0, \infty)$ funkcija $\chi(x, z)$ može da bude napisana u sledećem obliku:

$$\chi(x, z) = \frac{Q}{\bar{u}} G(x, \xi, z)$$

Tada, koristeći izraz (7.30) imamo:

$$\chi(x, z) = \frac{Q}{\bar{u}} \frac{1}{2\sqrt{\pi a^2x}} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4a^2x}} \quad (7.31)$$

S obzirom da je $a^2 = K_z / \bar{u}$, jednačina (7.31) može da bude napisana i u sledećem obliku:

$$\chi(x, z) = \frac{Q}{\bar{u}} \frac{1}{2\sqrt{\pi(K_z / \bar{u})x}} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4(K_z / \bar{u})x}} \quad (7.32)$$

Na osnovu istraživanja distribucije materijala emitovanog iz tačkastog izvora niz vетар, zaključeno je da se, u stacionarnom slučaju, rešenje formalno može dobiti sменом $t \rightarrow x/u$ (videti poglavlje 1), pa imamo da je:

$$\sigma_z^2 = 2 K_z x/u$$

i jednačina (7.32) može da bude napisana u konačnom obliku:

$$\chi(x, z) = \frac{Q}{\bar{u}} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_z} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{2\sigma_z^2}} \quad (7.33)$$

Dodatak 2 :

Detaljan prikaz izvođenja jednačine 1.22

Polazimo od izraza za distribuciju materijala u opštem obliku

$$\chi(x, y, z) = A_1 \exp[-(b|y|^r + c|z|^s)]$$

Rešavaćemo sledeći pomoćni integral:

$$I = \int_0^\infty x^n e^{-\alpha x^m} dx \quad (m \neq 0) \quad (8.1)$$

Koristeći smenu:

$$\alpha x^m = t$$

$$x = \left(\frac{t}{\alpha}\right)^{\frac{1}{m}}$$
$$dx = \frac{1}{m} \frac{t^{\frac{1}{m}-1}}{\alpha^{\frac{1}{m}}} dt$$

izraz (8.1) možemo da napišemo u sledećem obliku

$$I = \int_0^\infty \left(\frac{t}{\alpha}\right)^{\frac{n}{m}} e^{-t} \frac{1}{m} \frac{t^{\frac{1}{m}-1}}{\alpha^{\frac{1}{m}}} dt = \frac{1}{m} \frac{1}{\alpha^{\frac{n+1}{m}}} \int_0^\infty t^{\frac{n+1}{m}-1} e^{-t} dt$$

Koristeći definiciju Gama funkcije $\Gamma(n) = \int_0^{+\infty} x^{n-1} e^{-x} dx$ dobijen je sledeći izraz:

$$I = \frac{1}{m} \frac{1}{\alpha^{\frac{n+1}{m}}} \Gamma\left(\frac{n+1}{m}\right) \quad (8.2)$$

Odavde imamo:

$$\text{za } (n=0, \alpha = b, m=r) \Rightarrow \int_0^\infty e^{-by^r} dy = \frac{1}{r} \frac{1}{b^{\frac{1}{r}}} \Gamma\left(\frac{1}{r}\right) \quad (8.3)$$

$$\text{za } (n=2, \alpha = b, m=r) \Rightarrow \int_0^\infty y^2 e^{-by^r} dy = \frac{1}{r} \frac{1}{b^{\frac{2+1}{r}}} \Gamma\left(\frac{2+1}{r}\right) = \frac{1}{r} \frac{1}{b^{\frac{3}{r}}} \Gamma\left(\frac{3}{r}\right) \quad (8.4)$$

Odavde je:

$$\begin{aligned} \sigma_y^2 &= \frac{\int_0^\infty y^2 e^{-by^r} dy}{\int_0^\infty e^{-by^r} dy} = \frac{\frac{1}{r} \frac{1}{b^{\frac{3}{r}}} \Gamma\left(\frac{3}{r}\right)}{\frac{1}{r} \frac{1}{b^{\frac{1}{r}}} \Gamma\left(\frac{1}{r}\right)} = \frac{1}{b^{\frac{2}{r}}} \frac{\Gamma\left(\frac{3}{r}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{r}\right)} \\ \sigma_y &= \frac{1}{b^{\frac{1}{r}}} \frac{\Gamma\left(\frac{3}{r}\right)^{\frac{1}{2}}}{\Gamma\left(\frac{1}{r}\right)^{\frac{1}{2}}} \end{aligned} \quad (8.5)$$

Analogno gore navedenom postupku dobijamo:

$$\sigma_z = \frac{1}{c^{\frac{1}{s}}} \frac{\Gamma\left(\frac{3}{s}\right)^{1/2}}{\Gamma\left(\frac{1}{s}\right)^{1/2}} \quad (8.6)$$

Uz izraze (8.5) i (8.6) dobijamo:

$$\begin{aligned} b &= \frac{1}{\sigma^r} \left(\frac{\Gamma\left(\frac{3}{r}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{r}\right)} \right)^{r/2} \\ b |y|^r &= \left(\frac{\Gamma\left(\frac{3}{r}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{r}\right)} \right)^{r/2} \left(\frac{y}{\sigma_y} \right)^r \end{aligned} \quad (8.7)$$

$$c |z|^s = \left(\frac{\Gamma\left(\frac{3}{s}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{s}\right)} \right)^{s/2} \left(\frac{z}{\sigma_z} \right)^s \quad (8.8)$$

Zamenjujući izraz (8.7) i (8.8) u početni izraz za distribuciju materijala, eksponencijalni deo ovog izraza može da bude napisan u sledećem obliku:

$$\exp \left\{ - \left[\left(\frac{\Gamma\left(\frac{3}{r}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{r}\right)} \right)^{r/2} \left(\frac{y}{\sigma_y} \right)^r + \left(\frac{\Gamma\left(\frac{3}{s}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{s}\right)} \right)^{s/2} \left(\frac{z}{\sigma_z} \right)^s \right] \right\} \quad (8.9)$$

Jednačina :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{u} \chi dy dz = Q$$

može da bude napisana u obliku :

$$Q = \frac{4\bar{u}}{rs} b^{-1/r} c^{-1/s} \Gamma\left(\frac{1}{r}\right) \Gamma\left(\frac{1}{s}\right) \quad (8.10)$$

Uz izraze (8.5) i (8.6) dobijamo:

$$\frac{\sigma_y \sigma_z}{Q} = \frac{rs}{4\bar{u}} \frac{\left(\Gamma\left(\frac{3}{r}\right) \Gamma\left(\frac{3}{s}\right) \right)^{3/2}}{\left(\Gamma\left(\frac{1}{r}\right) \Gamma\left(\frac{1}{s}\right) \right)^{1/2}} = \frac{1}{B_1} \quad (8.11)$$

Koristeći izraze (8.9) i (8.11), početni izraz za koncentraciju, za slučaj kontinualnog tačkastog izvora, može da bude napisan u sledećem obliku:

$$\chi(x, y, z) = \frac{Q}{B_1 \sigma_y \sigma_z} \exp \left\{ - \left[\left(\frac{\Gamma(3/r)}{\Gamma(1/r)} \right)^{r/2} \left(\frac{y}{\sigma_y} \right)^r + \left(\frac{\Gamma(3/s)}{\Gamma(1/s)} \right)^{s/2} \left(\frac{z}{\sigma_z} \right)^s \right] \right\}$$

Dodatak 3 :

Klasifikacija klasa stabilnosti

Stabilnost atmosfere može da bude određena na osnovu profila temperature vazduha i prema ovoj klasifikaciji deli se na:

- A – jako nestabilno
- B – umereno nestabilno
- C – blago nestabilno
- D – neutralno
- E – umereno stabilno
- F – stabilno

Ova klasifikacija uključuje termički uzrok turbulencije preko jačine sunčevog zračenja u toku dana i bilansa zračenja tokom noći. Mehanički uzrok turbulencije je uključen preko jačine vетра.

A – Jako nestabilno

Ovaj tip se javlja samo danju tokom letnje polovine godine. Usled zagrevanja tla dolazi do vertikalnih kretanja vazduha pri čemu se zagrejani vazduh podiže u više slojeve atmosfere. Ovaj tip stabilnosti dovodi do jake koncentracije zagađujućih materija već u blizini izvora, ali i do bržeg pročišćavanja prizemnog sloja vazduha. Dim brzo difunduje.

B – Umereno nestabilno

Sličan predhodnom tipu, ali ima perjanicu manjeg radijusa tako da gasovi sporije difunduju. Kod nižih izvora (dimnjaka) moguće je zagađenje na malim razdaljinama, a u gradskim sredinama na visokim objektima. Najčešće se javlja u poslepodnevnim satima tokom leta i u prelazima između godišnjih doba.

C – Blago nestabilno

Prelazni tip između neutralnog i nestabilnog stanja atmosfere. Kod ovog tipa temperatura je nešto niža nego kod tipa A. Proces konvekcije je slabiji tako da se zagađenje registruje dalje od izvora. Perjanica ima manji prečnik, za iste razdaljine, u poređenju sa predhodnim tipovima.

D – Neutralno

Vertikalni gradijent temperature se nalazi između neutralnog i izoternog. Najčešće se javlja pri oblačnom i vetrovitom vremenu. Ovaj tip neće dovesti do značajnog zagađenja na tlu, ukoliko je dimnjak dovoljno visok, a teren ravan.

E – Umereno stabilno

Nastaje pri zalasku Sunca, dok je prizemna inverzija ispod visine izvora. Ona ne dozvoljava spuštanje dima do tla. Iznad sloja inverzije dolazi do znatnog širenja dimne perjanice. Za visoke dimnjake ovo je najpovoljniji period za emisiju zagađenja.

F – Stabilno

Najčešće se javlja tokom noći kada se zbog izračivanja tla stvori prizemni sloj hladnog vazduha. Temperatura se od površine tla smanjuje do sloja inverzije. Ovaj tip daje zagađenje samo kod niskih izvora. Ako se izvor nalazi iznad sloja inverzije, daje veoma povoljnu situaciju za emisiju zagađivača, pošto dimna perjanica prelazi velike razdaljine pre nego što se na tlu može registrovati zagađenje.

Dodatak 4 :

Opis numeričkih modela za izračunavanje intenziteta depozicije

Numerički model za određivanje intenziteta depozicije velikih ili teških čestica

Struktura modela

stable

Podprogram kojim se određuje klasa stabilnosti na osnovu meteoroloških merenja (visine Sunca, oblačnosti i brzine vетра). Procedura određivanja klase stabilnosti detaljno je objašnjena u poglavlju 3.1, ovog rada.

nacin1

Podprogram za izračunavanje depozicije velikih ili teških čestica metodom "nagnute perjanice", koji je detaljnije objašnjen u poglavlju 2, ovog rada.

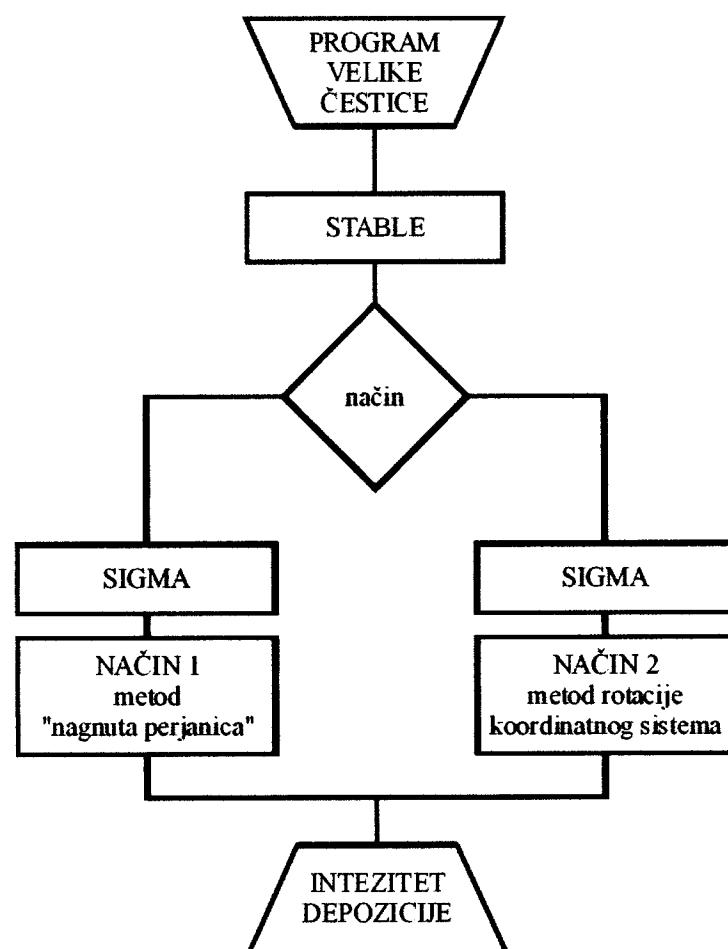
nacin2

Podprogram za izračunavanje depozicije velikih ili teških čestica metodom rotacije koordinatnog sistema, koji je detaljnije objašnjen u poglavlju 2, ovog rada.

sigma

Podprogram za izračunavanje kvadratnih odstupanja, tj. standardnih devijacija σ_y i σ_z za urbane i ruralne uslove, na osnovu Paskvilovih (Pasquill, 1961) klase stabilnosti. Postupak za izračunavanje detaljnije je objašnjen u poglavlju 3, ovog rada.

Blok-šema



Rečnik parametara i promenljivih

<u>nacin</u>	Logička promenljiva za određivanje metoda kojim se vrši izračunavanje depozicije
--------------	--

<u>stable</u>	
dan1	Logička promenljiva za određivanje doba dana (dan ili noć)
vs, vs1	Visina Sunca u radijanima, tj. stepenima
nbla	Visina oblaka
noa	Ukupna oblačnost
no8	Ukupna oblačnost u osminama
nla	Niska oblačnost
n18	Niska oblačnost u osminama
nma	Srednja oblačnost
nm8	Srednja oblačnost u osminama
nva	Brzina vetra na visini od 10m
nbee	Briggs klasa stabilnosti
spno	Koeficijent pokrivenosti neba oblacima
nri, icn	Indeks koji opisuje uticaj insolacije i oblačnosti na klasu stabilnosti
ks, kst	Klasa stabilnosti

<u>nacin1, nacin2</u>	
V	Brzina čestica
Q	Količina materijala emitovanog iz izvora (dimnjaka)
usr	Srednja brzina vetra
H	Visina dimnjaka
CWID	Depozicija
urban	Logička promenljiva koja opisuje da li se posmatrana tačka nalazi u urbanoj ili ruralnoj oblasti

<u>sigma</u>	
sy	Standardna devijacija σ_y
sz	Standardna devijacija σ_z
xZaSigmu	Rastojanje za koje se, metodom "nagnute perjanice", određuje standardna devijacija

Kod programa

```
program velike_cestice

integer kst
logical dan1,nacin

open(10,file='talozenje1.dat')
open(20,file='talozenje2.dat')

c      Zadavanje vrednosti -----
vsl=70.
nbla =3000
noa   =3
nla    =0
nma    =0
nva   =25

vs=vs1*3.141/180.
V=.15
Q=20000.
usr=2.5
H=100

dan1=.true.

c      -----
c      Pozivanje podprograma za racunanje klase stabilnosti-----
call stable (dan1,vs,nbla,nb2a,noa,nla,nma,nva,kst)
print*,kst
pause
nacin=.false.      ! koji pristup biramo :
                     TRUE=metod "agnute perjanice"
                     FALSE=metod rotacije koord. sistema

if (nacin) then
    call nacin1(V,Q,usr,H,kst)
else
    call nacin2(V,Q,usr,H,kst)
endif

stop
end

c      =====PODPROGRAMI=====
c      PODPROGRAM za racunanje klase stabilnosti=====
subroutine stable (dan1,vs,nbla,nb2a,noa,nla,nma,nva,kst)
DIMENSION nb2a(7,9)
LOGICAL dan1
```

```

c      Briksovi klase stabilnosti
data nbee /1,1,2,3,4,6,7, 1,2,2,3,4,6,7, 1,2,3,4,4,5,6,
#          2,2,3,4,4,5,6, 2,2,3,4,4,4,5, 2,3,3,4,4,4,5,
#          3,3,4,4,4,4,5, 3,3,4,4,4,4,4, 3,4,4,4,4,4,4,4/
c      uslovi koji zavise od visine Sunca
           if (vs.gt.60*3.141/180.)      icn=4
if (vs.gt.35*3.141/360..and.vs.le.60*3.141/180.)      icn=3
if (vs.gt.15*3.141/360..and.vs.le.35*3.141/180.)      icn=2
           if (vs.le.15*3.141/180.)      icn=1
c      uslovi-korekcija koja zavisi od oblacnosti= dan
if(noa.eq.9) noa=8
if(nla.eq.9) nla=8
if(nma.eq.9) nma=8

noa=noa*10/8
nla=nla*10/8
nma=nma*10/8

nb =nb1a
spno=noa/10.

      if (dan1) then
c      uslovi koji zavise od oblacnosti= dan
         nri=icn-1
if (spno.le.0.5) nri=icn

         if (spno.gt. 0.9) then
if (nb.lt.2100) nri=0
if (nb.ge.2100) nri=icn-1
end if

if (nb.lt.2100) nri=icn-2
if (nb.gt.4900) nri=icn

      else
c      uslovi koji zavise od oblacnosti= noc
         nri= 0
if (spno.lt.0.5) nri=-2
if (spno.le.0.9.and.spno.ge.0.5) nri=-1

end if
j=5-nri

c      Uslovi vetra
         IF(nva.LE.5)   i=1
IF(nva.GT.5 .and.nva.LE.18)   i=2
IF(nva.GT.18.and.nva.LE.28)   i=3
IF(nva.GT.28.and.nva.LE.32)   i=4
IF(nva.GT.32.and.nva.LE.38)   i=5
IF(nva.GT.38.and.nva.LE.48)   i=6
IF(nva.GT.48.and.nva.LE.52)   i=7

```

```

    IF(nva.GT.52.and.nva.LE.60)  i=8
                                IF(nva.GT.60)  i=9

    kst=INT(nb e(j,i))

    return
end

c      PODPROGRAM nacin1: Odredjivanje depozicije
c                          metodom "nagnute perjanice"

subroutine nacin1(V,Q,usr,H,kst)

parameter (maxj=400)
dimension CWID(maxj)
logical urban

do j=1,maxj

x= 10.0*(j)
urban = .true.
cosa=cos(atan(V/usr))
xZaSigmu = x/cosa

c      Pozivanje podprogram za racunanje standardne devijacije
call sigma  (kst,sy,sz,urban,xZaSigmu)

y=0.
sigy=1.
sigz=sz

c      Depozicija

*      CWID(j)=(V*Q*sqrt(2.)/(sqrt(3.141)*usr*sigy*sigz))*  

*                  exp(-(y*y)/(2.*sigy*sigy))*  

*                  exp((- (H-V*xZaSigmu/usr)**2.)/(2.*sigz*sigz))

      write(10,'(2f10.3)')x,CWID(j)
enddo

return
end

c      PODPROGRAM nacin2: Odredjivanje depozicije metodom
c                          rotacije koordinatnog sistema

subroutine nacin2(V,Q,usr,H,kst)

parameter (jmax=400)
dimension CWID(jmax)
logical urban

```

```

do j=1,jmax

urban = .true.
zprim=0.                                ! z koordinata u zarotiranom
                                         ! sistemu
xprim=10.0*(j)                         ! x koordinata u zarotiranom
                                         ! sistemu

alfa=atan(V/usr)                      !ugao rotacije koord. sistema

z=xprim*sin(alfa)+zprim*cos(alfa)+H*(1-cos(alfa))
x=xprim*cos(alfa)-zprim*sin(alfa)+H*sin(alfa)

c  Pozivanje podprogram za racunanje standardne devijacije
call sigma  (kst,sy,sz,urban,x)

y=0.
sigy=1.
sigz=sz

c  Depozicija
CWID(j)=(V*Q/(sqrt(2.*3.141)*usr*sigz))
*          *exp(-(y*y)/(2.*sigy*sigy))* *
*          (exp(-((H-z)**2.)/(2.*sigz*sigz))*
*          +exp(-((H-z)**2.)/(2.*sigz*sigz)))

write(20,'(2f10.3)')x,CWID(j)
enddo

return
end

! PODPROGRAM za racunanje sigmi =====
subroutine sigma(kst,sy,sz,urban,x)

logical urban

if (urban) then
  Urbani uslovi

  if (kst.lt.8) then
    sy=0.11*x*(1.+0.0004*x)**(-0.5)
    sz=0.08*x*(1.+0.00015*x)**(-0.5)
  end if
  if (kst.lt.5) then
    sy=0.16*x*(1.+0.0004*x)**(-0.5)
    sz=0.14*x*(1.+0.0003*x)**(-0.5)
  end if
  if (kst.lt.4) then
    sy=0.22*x*(1.+0.0004*x)**(-0.5)
    sz=0.20*x
  end if
  if (kst.lt.3) then
    sy=0.32*x*(1.+0.0004*x)**(-0.5)
    sz=0.24*x*(1.+0.0001*x)**(0.5)
  end if
else

```

```

c      Ruralni uslovi

      if (kst.lt.8) then
        sy=0.04*x*(1.+0.0001*x)**(-0.5)
        sz=0.016*x*(1.+0.0003*x)**(-1.)
      end if
      if (kst.lt.6) then
        sy=0.06*x*(1.+0.0001*x)**(-0.5)
        sz=0.03*x*(1.+0.0003*x)**(-1.0)
      end if
      if (kst.lt.5) then
        sy=0.08*x*(1.+0.0001*x)**(-0.5)
        sz=0.06*x*(1.+0.0015*x)**(-0.5)
      end if
      if (kst.lt.4) then
        sy=0.11*x*(1.+0.0001*x)**(-0.5)
        sz=0.08*x*(1.+0.0002*x)**(-0.5)
      end if
      if (kst.lt.3) then
        sy=0.16*x*(1.+0.0001*x)**(-0.5)
        sz=0.12*x
      end if
      if (kst.lt.2) then
        sy=0.22*x*(1.+0.0001*x)**(-0.5)
        sz=0.20*x
      end if

    end if

    if (sy.lt.0.001) sy=0.001
    if (sz.lt.0.001) sz=0.001

    return
  end

```

Numerički model za određivanje intenziteta depozicije malih ili lakih čestica

Struktura modela

stabilnost

Podprogram za određivanje klase stabilnosti na osnovu gradijentnog Ričardsonovog broja. Detaljnije objašnjenje je nalazi se u poglavlju 3.2, ovog rada.

nestabilna

Podprogram za izračunavanje brzine trenja u_* , za nestabilno i neutralno stratifikovanu atmosferu. Postupak izračunavanja detaljnije je objašnjen u poglavlju 4, ovog rada.

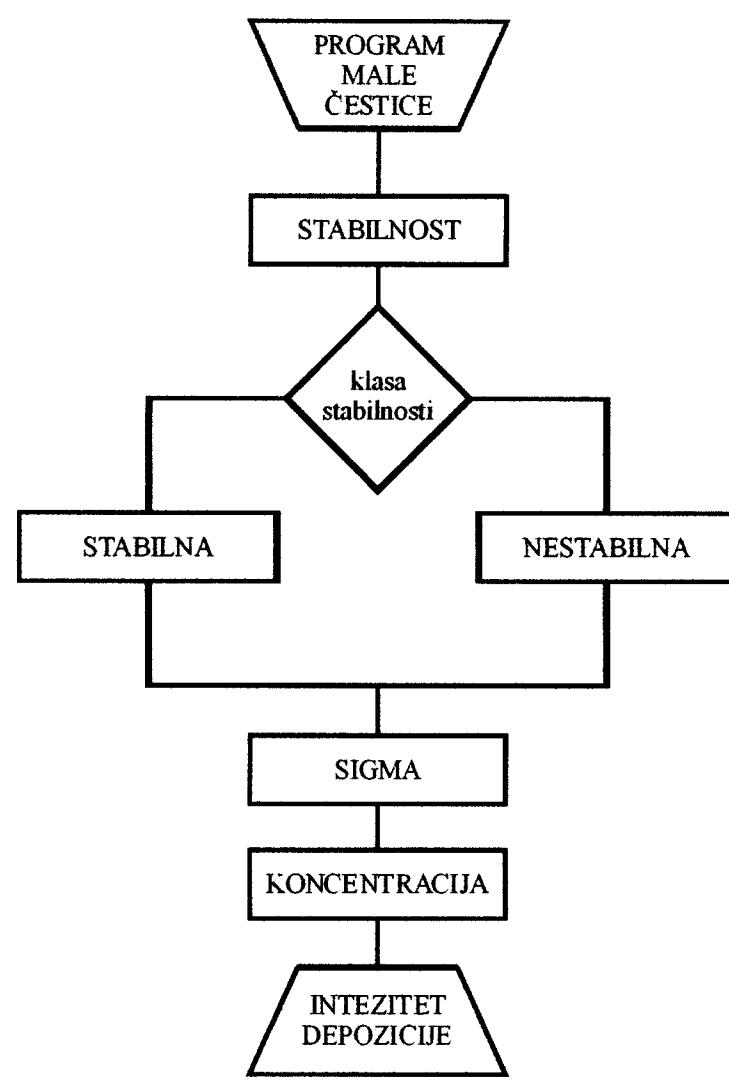
stabilna

Podprogram za izračunavanje brzine trenja u_* , za stabilno stratifikovanu atmosferu. Postupak izračunavanja je detaljnije objašnjen u poglavlju 4, ovog rada.

koncentracija

Podprogram za izračunavanje koncentracije malih čestica emitovanih iz izvora(dimnjaka). Detaljnije objašnjenje nalazi se u poglavlju 2 , ovog rada.

Blok-šema



Rečnik parametara i promenljivih

<u>stabilna, nestabilna</u>	
z_0u	Visina sloja hrapavosti za fluks količine kretanja
z_0h	Visina sloja hrapavosti za fluks toplove
z	Visina
Δt	Razlika temperatura (K)
u	Brzina vetra na visini z
uzv	Brzina trenja u^*
w_t	Fluks toplove
α_{kapa}	Von-Karmanova konstanta
β	$1/\Theta_0$
Θ_0	Karakteristična temperatura i ima vrednost 300K
G	Gravitaciono ubrzanje
P_{RTU}	Prantlov turbulentni broj za fluks količine kretanja
P_{RTH}	Prantlov turbulentni broj za fluks toplove
$Sqrt{3}$	$3^{1/2}$
$Sqrt{3}i$	$1/3^{1/2}$
ϵ	Granice za određivanje konvergencije
$uzvs$	Vrednost brzine trenja iz predhodnog koraka
wts	Vrednost fluksa toplove iz predhodnog koraka
L_{moi}	Recipročna vrednost Monin-Obuhov dužine L
Ψ_{IN}	Ψ -funkcija za izračunavanje fluksa toplove ili količine kretanja, u nestabilnoj atmosferi
Ψ_{IS}	Ψ -funkcija za izračunavanje fluksa toplove ili količine kretanja, u stabilnoj atmosferi

<u>stabilnost</u>	
R_i	Ričardsonov broj
k_s, k_{st}	Briggsova klasa stabilnosti

<u>koncentracija</u>	
Q	Količina emitovanog materijala iz izvora
u	Brzina vetra na visini z
H	Visina dimnjaka
z	Visina u kojoj se računa koncentracija
σ_z	Standardne devijacija σ_z
c	Koncentracija

<u>program male cestice</u>	
tht	Potencijalna temperatura na visini z (K)
thts	Potencijalna temperatura na površini tla (K)
tht0	Karakteristična temperatura vazduha (300K)
Rib	Ričardsonov broj
B	Parametar B^{-1} (u ovom radu uzeta je vrednost 0,8).
Vd	Brzina depozicije
D	Depozicija

Napomena: U podprogramu *sigma* parametri i promenljive istu su kao i u tabeli za slučaj depozicije velikih čestica.

Kod programa

```

program male cetice

integer kst
real tht,u,thts,uzv,RO,CpV,g
real z0u,z0h, delt,fkk,ftp,wt,z
real Rib,Vd,Q,H,B,D
dimension D(1000)
logical urban

c      Zadavanje vrednosti-----
z=10.
u=2.5
tht=300.
thts=296.
tht0=300.

Q=50000.
H=50.

open(11,file='depozicija.dat')
c      -----
wt=0.
uzv=0.

delt=tht-thts

Rib=g*z*(thts-tht)/(tht0*u*u)

```

```

c      Pozivanje podprograma za racunanje klase stabilnosti
      call stabilnost(Rib,kst)
      print*,kst
      pause

c      Racunanje brzine trenja(u-zvezda)

      urban = .false.

      if (urban) then
c      urbani uslovi
      z0u=1.0
      z0h=0.1
      else
c      ruralni uslovi
      z0u=0.015
      z0h=0.01
      endif

      if ( kst.ge.1.and.kst.le.4) then
          call nestabilna(z0u ,z0h, z, delt, u, fkk, ftp )
          else
              call stabilna(z0u ,z0h, z, delt, u, fkk, ftp)
          endif

      uzv=fkk

      B=0.08

      Vd=(uzv*uzv/u)*(1./(1.+(uzv/u)*B))

c      Izracunavanje depoziciju na svakih 10m(duz x-ose)
      do j=1,5000
          x=100.+10.0*j

c      Pozivanje podprograma za racunanje standardne devijacije
      call sigma(kst,sigy,sigz,urban,x)

          z=0.
          y=0.
          sigy=1.

c      Pozivanje podprograma za racunanje koncentracije
      call koncentracija(Q,u,H,z,y,sigy,sigz,akonc)

          D(j)=akonc*Vd

          write(11,'(99f12.4)')x,D(j)

      enddo

      stop
      end

c=====
c=====PODPROGRAMI=====
c      PODPROGRAM za racunanje koncentracije=====
      subroutine koncentracija(Q,u,H,z,y,sigy,sigz,akonc)

```

```

        akonc=(Q/(sqrt(2.*3.141)*u*sigy*sigz))
*
*          *exp(-(y*y)/(2.*sigy*sigy))* 
*          (exp(-((H-z)**2.)/(2.*sigz*sigz)) 
*          +exp(-((H+z)**2.)/(2.*sigz*sigz)))

      return
      end

C   PODPROGRAM za racunanje stabilnosti=====
      subroutine stabilnost(Ri,ks)
      integer ks

      if (Ri.gt.0.5) then
         ks=1
      elseif(Ri.lt.0.5.and.Ri.gt.0.2)then
         ks=2
      elseif(Ri.lt.0.2.and.Ri.gt.0.001)then
         ks=3
      elseif(Ri.lt.0.001.and.Ri.gt.-0.001)then
         ks=4
      elseif(Ri.lt.-0.001.and.Ri.gt.-0.2)then
         ks=5
      elseif(Ri.lt.-0.2)then
         ks=6
      endif
      return
      end

C   PODPROGRAM za izracunavanje brzine trenja
C   u nestabilno stratifikovanoj atmosferi=====
      subroutine nestabilna(z0u ,z0h ,z ,delt ,u ,uzv, wt )
      integer iter ,itermax
      real lmoi
      parameter(Akapa=0.41, beta=1./300, grav=9.81 ,ln10=1.)
      parameter(au=11.5 ,ah=16.5 ,PRTU=1.
      &           ,PRTH=0.74,sgnu=1.,sgnh=-1.,
      &           sqrt3=1.736052 ,sqrt3i=1./sqrt3,akpp=Akapa/PRTH,
      &           eps=1.E-5 ,itermax= 31 )

C -----
C   PSIN(x)=1.5*Alog(1+x+x*x)+sqrt3*(atan((2.*x+1.)*sqrt3i))
C -----
C   Iteraciju pocinjem sa neutralnom stratifikacijom
      uzv=0.001
      wt=0.

      do iter=1,itermax

C   Vrednosti iz prethodnog koraka (zbog testiranja):
      uzvs=uzv
      wts=wt

!   reciprocna vrednost Monin-Obuhov duzine
      lmoi=Akapa*grav*beta*wt/(uzv*uzv*uzv)

```

```

zeta=z*lmoi
zeta0u=z0u*lmoi
zeta0h=z0h*lmoi

xu=(1.+au*zeta)**0.33333333
xh=(1.+ah*zeta)**0.33333333
xu0=(1.+au*zeta0u)**0.33333333
xh0=(1.+ah*zeta0h)**0.33333333

fu=Alog(z/z0u) - PSIN(xu) + PSIN(xu0)
FH=Alog(z/z0h) - PSIN(xh) + PSIN(xh0)

uzv=Akapa*u/fu

wt=-akpp*delt*uzv/FH

if (abs(uzv-uzvs).le.eps .or. abs(wt-wts).le. eps) goto100

enddo

print*, 'u=',u,'   delt=',delt
print*, 'Nema konvergencije za nestabilnu stratifikaciju'

goto 200

100 continue

200 continue

return
end

c      PODPROGRAM za izracunavanje brzine trenja
c          u stabilno stratifikovanoj atmosferi =====
c subroutine stabilna(z0u ,z0h ,z ,delt ,u ,uzv , wt)

integer iter ,itermax
real lmoi
parameter(Akapa=0.41, beta=1./300, grav=9.81)
parameter(au=11.5 ,ah=16.5 ,PRTU=1. ,PRTH=0.74
&,           sqrt3=1.736052 ,sqrt3i=1./sqrt3 ,akpp= Akapa/PRTH
&,           eps=1.E-5 ,itermax=29 )

c      Iteraciju pocinjem sa neutralnom stratifikacijom
c      uzv=0.001
c      wt=0.

do iter=1,itermax

uzvs=uzv
wts=wt

lmoi=AKAPA*grav*beta*wt/(uzv*uzv*uzv)

```

```

c -----
      PSIS=5.*lmoi*z
c -----
      fus=Alog(z/z0u)-PSIS
      fhs=Alog(z/z0h)-PSIS

      uzv= Akapa*u/fus
      wt=-akpp*delt*uzv/fhs

      if (abs(uzv-uzvs).le.eps .or. abs(wt-wts).le. eps) goto 100

      enddo

      print*, 'u=',u,'   delt=',delt
      print*, 'Nema konvergencije za stabilnu stratifikaciju'

100   continue

200   continue

      return
      end

c      PODPROGRAM za racunanje sigmi=====
      subroutine sigma(kst,sy,sz,urban,x)
      logical urban

      if (urban) then
      Urbani uslovi

          if (kst.lt.8) then
              sy=0.11*x*(1.+0.0004*x)**(-0.5)
              sz=0.08*x*(1.+0.00015*x)**(-0.5)
          end if
          if (kst.lt.5) then
              sy=0.16*x*(1.+0.0004*x)**(-0.5)
              sz=0.14*x*(1.+0.0003*x)**(-0.5)
          end if
          if (kst.lt.4) then
              sy=0.22*x*(1.+0.0004*x)**(-0.5)
              sz=0.20*x
          end if
          if (kst.lt.3) then
              sy=0.32*x*(1.+0.0004*x)**(-0.5)
              sz=0.24*x*(1.+0.0001*x)**(0.5)
          end if
      else
      Ruralni uslovi

          if (kst.lt.8) then
              sy=0.04*x*(1.+0.0001*x)**(-0.5)
              sz=0.016*x*(1.+0.0003*x)**(-1.)
          end if
          if (kst.lt.6) then
              sy=0.06*x*(1.+0.0001*x)**(-0.5)
              sz=0.03*x*(1.+0.0003*x)**(-1.0)
          end if

```

```

if (kst.lt.5) then
  sy=0.08*x*(1.+0.0001*x)**(-0.5)
  sz=0.06*x*(1.+0.0015*x)**(-0.5)
end if
if (kst.lt.4) then
  sy=0.11*x*(1.+0.0001*x)**(-0.5)
  sz=0.08*x*(1.+0.0002*x)**(-0.5)
end if
if (kst.lt.3) then
  sy=0.16*x*(1.+0.0001*x)**(-0.5)
  sz=0.12*x
end if
if (kst.lt.2) then
  sy=0.22*x*(1.+0.0001*x)**(-0.5)
  sz=0.20*x
end if

end if

if (sy.lt.0.001)sy=0.001
if (sz.lt.0.001)sz=0.001
return
end

```

Literatura

1. Pasquill, F. : *Atmospheric diffusion*, John Wiley and Sons, New York, 1974.
2. Pasquill, F. : *The estimation of the dispersion of windborn material*, Met. Mag., 90, 33, 1961.
3. Gifford, F. A. : *Use of routine meteorological observations for estimating atmospheric dispersion*, Nuclear Safety, 2, 47-51, 1961.
4. Briggs, G. A.: *Plume Rise*, U.S. Atomic Energy Commission Div. Tech. Inf., 1969.
5. Sutton, O. G. : *Micrometeorology*, McGraw-Hill, New York, 1953.
6. Gregory, P. H. : *The dispersion of airborne spores*, Trans. Brit. Myc. Soc. 28, 26, 1945.
7. Chamberlain, A. C. : *Aspects of travel and deposition of aerosol and vapour clouds*, A.E.R.E., HP/R 1261, H.M.S.O. , 1953.
8. Owen, P. R. and Thompson, W. R. : *Heat transfer across rough surfaces*, J. Fluid. Mech., 15, 321, 1963.
9. Arsenić, I., Mihailović, D.T., Lalić, B., Rajković, B. : *Određivanje klase stabilnosti pograničnog sloja atmosfere iznad vegetacije pomoću "LAPS" šeme*, Eko-konferencija 2002, Novi Sad, 81-85, 2002.
10. Rajković, B., Mesinger, F. : *Mikrometeorologija*, Autorizovana skripta, Beograd, 2002.
11. Monin, A. S. and Obukhov, A. M. : *Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground*, Tr. Akad. Nauk. SSSR Geophiz. Inst. , No. 24 (151), 1954.
12. Monin, A.S. and A.M. Yaglom : *Statistical Fluid Mechanics*, Vols 1 & 2 Edited by John Lumley. The MIT Press, Cambridge MA. 769pp., 1973.
13. Večei, D. : *Novi pristup numeričkom modeliranju transporta zagađenja iz tačkastog izvora Gausovom aproksimacijom*, specijalistički rad, Centar za meteorologiju i modeliranje životne sredine, Univerzitet Novi Sad, 2000.
14. Тихонов, А. Н., Самарски, А. А. : *Уравнения математической физики*, ГИТТЛ Москва, 1953.

Kratka biografija



Marijana Žunić rođena je 19.11.1977. godine u Rumi, gde posle završene osnovne škole upisuje prirodno-matematički smer u Gimnaziji "Stevan Pužić". Posle završene srednje škole odlazi u Novi Sad i upisuje Višu poslovnu školu, gde je u maju 1999. godine diplomirala na smeru Informatika. Školovanje nastavlja na Katedri za fiziku (Prirodno Matematičkog Fakulteta) gde upisuje smer Diplomirani fizičar-meteorolog.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

TD

Monografska dokumentacija

TZ

Tip zapisa:

Tekstualni štampani materijal

NR

Vrsta rada:

Diplomski rad

VR

Autor:

Marijana Žunić

AU

Mentor:

dr Darko Kapor, redovan profesor

MN

Naslov rada:

Jednodimenzioni model depozicije atmosferskih aerosoli u standardnoj atmosferi

JP

Srpski (latinica)

JI

Jezik publikacije:

Srpski/engleski

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2003

GO

Izdavač:

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja

MA

Obradovića 4, Novi Sad

Fizički opis rada:

5/91/14/16/1/22/5

FO

Naučna oblast:

Meteorologija i modeliranje životne sredine

NO

Naučna disciplina:

Modeliranje transportnih procesa u atmosferi

ND

Predmetna odrednica / ključne reči:

Depozicija atmosferskih aerosola, Gausova distribucija

PO

UDK

<i>Čuva se:</i>	Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu
ČU	nema
<i>Važna napomena:</i>	
VN	
<i>Izvod:</i>	
IZ	Opisani su numerički modeli pomoću kojih se prognozira depozicija velikih i malih čestica i fizičko-matematička osnova modela u kojima se statistički, Gausovom distribucijom, tretira prostorna raspodela koncentracije i intenzitet deozicije polutanata, koje emituje tačkasti izvor. Opisan je postupak za određivanje klasa stabilnosti na osnovu meteoroloških podataka i na osnovu gradijentnog Ričardsonovog broja i postupak za određivanje brzine trenja. Prikazani su i analizirani rezultati numeričkih eksperimenata.
<i>Datum prihvatanja teme od NN veća:</i>	
DP	
<i>Datum odbrane:</i>	
DO	
<i>Članovi komisije:</i>	
KO	
<i>Predsednik:</i>	dr Mario Škrinjar, redovan profesor, predsednik
<i>Mentor:</i>	dr Darko Kapor, redovan profesor, mentor
<i>Član:</i>	dr Dragutin Mihailović, redovan profesor , Poljoprivredni Fakultet, Novi Sad, član
<i>Član:</i>	dr Borivoj Rajković, vanredni profesor , Fizički Fakultet, Beograd, član

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type:

DT

Monograph publication

TR

Textual printed material

CC

Final paper

AU

Marijana Žunić

MN

Mentor/comentor:

Darko Kapor, Ph. D., full professor

TI

Title:

One-dimensional model for the deposition of atmospheric aerosols in the standard atmosphere
Serbian (Latin)

LT

Language of abstract:

English

LA

Country of publication:

Serbia and Montenegro

CP

Locality of publication:

Vojvodina

LP

Publication year:

2003

PY

Publisher:

Author's reprint

PU

Publication place:

Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja
Obradovića 4, Novi Sad

5/91/14/16/1/22/5

PP

Physical description:

Atmospheric Transport Proceses Modelling

PD

Scientific field:

Meteorology and Environmental Modelling

SF

Scientific discipline:

Atmospheric Transport Proceses Modelling

SD

Subject/ Key words:

Aerosol deposition, Gaussian distribution

SKW

UC

Holding data: Library of Department of Physics, Trg Dositeja
HD Obradovića 4
Note: none
N

Abstract: The numerical models used in forecasting of the deposition of large and small particles are described and physics-matematical basis of models where spatial distribution of pollution concentration emitted from the point source is treated statistically by Gaussian distribution. The method for determination of stability class by using meteorological data and using gradient Richardson's number and method for the determination of friction velocity are described. The results of the performed numerical experiments are presented and analysed.

Accepted by the Scientific Board:

ASB

Defended on:

DE

Thesis defend board:

DB

President:

Mario Škrinjar, Ph. D., full professor, Faculty of Science and Mathematics, Novi Sad

Mentor:

Darko Kapor, Ph. D., full professor, Faculty of Science and Mathematics, Novi Sad

Member:

Dragutin Mihailović, Ph. D., full professor, Faculty of Science and Mathematics, Novi Sad

Member:

Borivoj Rajković, Ph. D., associated professor, Faculty of Physics, Belgrade

