

### 3. Výpočet znečištění ovzduší pro komínové exhalace

#### 3.1. Základní rovnice pro zvlněný terén

Základní rovnice metodiky umožňující výpočet koncentrací znečišťující látky šířící se z bodového zdroje (komína, výduchu) ve zvlněném terénu jsou založené na předpokladu Gaussova rozložení koncentrací na průřezu kouřové vlečky. Jejich podrobné odvození je obsahem předcházející práce [1], proto zde uvedeme pouze jejich stručný přehled. Oproti [1] byl upraven pouze vztah pro výpočet koncentrací na budovách.

Vztah pro výpočet krátkodobé koncentrace plynné znečišťující látky šířící se z bodového zdroje má tvar:

$$(3.1) \\ c = \frac{10^6 \cdot M}{2\pi \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z \cdot u_h + V_s} \cdot \exp\left(-\frac{y_L^2}{2\sigma_y^2}\right) \cdot \left[ \exp\left(-\frac{(z' - h_1)^2}{2\sigma_z^2}\right) + (1 - \vartheta) \cdot \exp\left(-\frac{(z'' + h_1)^2}{2\sigma_z^2}\right) + \vartheta \cdot \exp\left(-\frac{(z''' - h_1)^2}{2\sigma_z^2}\right) \right]$$

ve kterém značí:

- $c$  ( $\mu\text{g}/\text{m}^3$ ) - krátkodobá koncentrace znečišťující látky
- $M$  (g/s) - množství znečišťující látky odcházející komínem
- $\sigma_y(x_L), \sigma_z(x_L)$  (m) - příčný horizontální a vertikální rozptylový parametr
- $u_h$  (m/s) - rychlost větru ve výšce  $h$
- $h$  (m) - efektivní výška zdroje (bez korekcí na vliv terénu)
- $h_1$  (m) - efektivní výška zdroje s korekcí na vliv terénu
- $V_s$  ( $\text{Nm}^3/\text{s}$ ) - objem spalin nebo vzdušiny odcházející komínem přepočtený na normální podmínky ( $0^\circ\text{C}$ ,  $101325$  Pa)
- $x_L$  (m) - vzdálenost referenčního bodu od zdroje ve směru větru
- $y_L$  (m) - vzdálenost referenčního bodu od zdroje ve směru kolmém na směr větru
- $\vartheta$  (-) - koeficient pro zvlněný terén
- $z'$  (m) - korigovaná vertikální souřadnice referenčního bodu v členu pro přímý rozptyl
- $z''$  (m) - korigovaná vertikální souřadnice referenčního bodu v členu popisujícím odraz v dolním odhadu

$z'''$  (m) - korigovaná vertikální souřadnice referenčního bodu v členu popisujícím odraz v horním odhadu

K jednotlivým veličinám:

- 1) Hodnota  $M$  je vstupním údajem, její stanovení je popsáno v kapitole 2.1.1.
- 2) Rozptylové parametry  $\sigma_y(x)$  a  $\sigma_z(x)$  jsou popsány v kapitole 3.5.
- 3) Výpočet  $u_h$  je obsahem kapitoly 3.2.
- 4) Stanovení efektivní výšky  $h$  je popsáno v kapitole 3.3. a její korekce na vliv terénu (tj. výpočet  $h_1$ ) v kapitole 3.4.
- 5) Hodnota  $V_s$  je vstupním údajem (viz kapitola 2.1.1.)
- 6) Pro veličiny  $z'$ ,  $z''$  a  $z'''$  platí následující vztahy za předpokladu, že  $l$  je výška referenčního bodu nad úrovní terénu (např. výška budovy):

$$(3.2) \quad \begin{aligned} z' &= z + l && \text{pro } z + l \leq h_1 \\ &= h_1 && \text{pro } z + l > h_1 \end{aligned}$$

$$(3.3) \quad \begin{aligned} z'' &= |z| + l && \text{pro } z + l \leq h_1 \\ &= |z| + h_1 - z && \text{pro } z + l > h_1 \end{aligned}$$

$$(3.4) \quad \begin{aligned} z''' &= z - l && \text{pro } z + l \leq h_1 \\ &= 2z - h_1 && \text{pro } z + l > h_1 \end{aligned}$$

- 7) Vertikální vzdálenost  $z$  značí výšku terénu v místě referenčního bodu nad úrovní terénu v místě komína, takže

$$(3.5) \quad z = z_r - z_z$$

kde  $z_r$  (m) - nadmořská výška terénu v místě referenčního bodu

$z_z$  (m) - nadmořská výška terénu v místě zdroje

- 8) Koeficient  $\mathfrak{G}$  pro zvlněný terén se pro každou dvojici zdroj - referenční bod určí z profilu nadmořské výšky terénu  $z(x')$  mezi zdrojem a referenčním bodem takto:

$$(3.6) \quad \begin{aligned} \mathfrak{G} &= \max \left( 0, \frac{1}{x \cdot (z_r - z_z)} \cdot \int_0^x (z_1(x') - 2z_2(x')) \cdot dx' \right) && \text{pro } z_r > z_z \\ &= 0 && \text{pro } z_r \leq z_z \end{aligned}$$

kde  $x$  (m) je vzdálenost referenčního bodu od zdroje,

$$(3.7) \quad \begin{aligned} z_1(x') &= z(x') - z_z && \text{pro } z(x') > z_z \\ &= 0 && \text{pro } z(x') \leq z_z \end{aligned}$$

a

$$(3.8) \quad \begin{aligned} z_2(x') &= z(x') - z_r && \text{pro } z(x') > z_r \\ &= 0 && \text{pro } z(x') \leq z_r \end{aligned}$$

Výpočet koeficientu  $\vartheta$  se v praxi provádí pomocí speciálního programu, který proloží sítí referenčních bodů a zdrojů spojitou plochu, mezi každou dvojicí zdroj - referenční bod provede vertikální řez této plochy a z takto vzniklého profilu vypočte integrál  $\vartheta$ . Výsledkem je matice  $\vartheta_{ik}$  ( $i$  - číslo zdroje,  $k$  - číslo ref. bodu), která slouží jako vstupní údaj pro vlastní výpočet koncentrací.

- 9) Označíme-li  $x_z, y_z$  souřadnice zdroje a  $x_r, y_r$  souřadnice referenčního bodu, pro vzdálenost  $x$  referenčního bodu od zdroje bude platit:

$$(3.9) \quad x = \sqrt{(x_z - x_r)^2 + (y_z - y_r)^2}$$

Pro vzdálenosti  $x_L$  a  $y_L$  budou platit vztahy:

$$(3.10) \quad x_L = x \cdot \cos \lambda$$

$$(3.11) \quad y_L = x \cdot \sin \lambda \quad -90^\circ \leq \lambda \leq 90^\circ$$

kde  $\lambda$  je úhel mezi směrem větru a spojnicí zdroj - referenční bod.

- 10) V případě, že referenční bod leží v úrovni terénu (nikoliv na budově), tj. pokud  $l = 0$ , základní rovnice (3.1) přejde do tvaru

$$(3.12) \quad c = \frac{10^6 \cdot M}{2\pi \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z \cdot u_h + V_s} \cdot \exp\left(-\frac{y_L^2}{2\sigma_y^2}\right) \cdot \left[ (1 + \vartheta) \cdot \exp\left(-\frac{(z-h_1)^2}{2\sigma_z^2}\right) + (1 - \vartheta) \cdot \exp\left(-\frac{(|z|+h_1)^2}{2\sigma_z^2}\right) \right]$$

který je popsán v předcházející práci [1].

### 3.2. Rychlost větru

Do vztahu (3.1) resp. (3.12) pro výpočet koncentrace se dosazuje rychlost větru  $u_h$ , tj. rychlost větru ve výšce rovné efektivní výšce zdroje  $h$  (bez korekcí na vliv terénu). Základem pro výpočet  $u_h$  je rychlost větru  $u_{10}$  ve výšce 10 m nad zemí. Je to standardní výška, ve které se provádějí meteorologická měření směru a rychlosti větru.

Abychom mohli vyjádřit  $u_h$  pomocí  $u_{10}$ , musíme znát výškový profil rychlosti větru. Stejně jako v dosavadní metodice budeme předpokládat, že pro vzrůst rychlosti větru s výškou  $z$  platí mocninná závislost

$$(3.13) \quad u(z) = u_{10} \cdot \left(\frac{z}{10}\right)^p$$

kde  $p$  je parametr závislý na stabilitě atmosféry podle tabulky:

Třída stability	$p$
I	0,33
II	0,25
III	0,18
IV	0,14
V	0,10

Aby však nedocházelo k příliš vysokým rychlostem větru ve větších výškách zejména za inverzních situací, budeme v soulase s německou metodikou [5] předpokládat, že rychlost větru vzrůstá pouze do výšky 200 m nad terénem a dál s rostoucí výškou zůstává konstantní.

Podobně pro výšky menší než 10 m nad zemí nebudeme počítat s útlumem větru v nejnižší vrstvě ovzduší a tedy pro  $z < 10$  m budeme předpokládat, že  $u(z) = u_{10}$ .

Za těchto předpokladů bude pro rychlost větru ve výšce  $H$  koruny komína (výduchu) platit:

$$(3.14) \quad \begin{aligned} u_H &= u_{10} && \text{pro } H \leq 10 \text{ m} \\ &= u_{10} \cdot \left(\frac{H}{10}\right)^p && \text{pro } 10 < H < 200 \text{ m} \\ &= u_{10} \cdot 20^p && \text{pro } H \geq 200 \text{ m} \end{aligned}$$

Vypočtená rychlost  $u_H$  se použije ke stanovení efektivní výšky zdroje  $h$ :

$$(3.15) \quad h = H + \frac{\Delta h_0}{u_H}$$

kde  $\Delta h_0$  je převýšení kouřové vlečky (výška nad korunou komína, do které vlečka vystoupí vlivem tepelného a mechanického vznosu) při rychlosti větru 1 m/s, tj. prakticky za bezvětří.

Rychlost větru  $u_h$  ve výšce  $h$  pak bude

$$(3.16) \quad \begin{aligned} u_h &= u_{10} && \text{pro } h \leq 10 \text{ m} \\ &= u_{10} \cdot \left(\frac{h}{10}\right)^p && \text{pro } 10 < h < 200 \text{ m} \end{aligned}$$

$$= u_{10} \cdot 20^p \quad \text{pro } h \geq 200 \text{ m}$$

Ze vztahů (3.1) resp. (3.12) a (3.16) vyplývá, že pokud rychlost větru  $u_{10}$  klesá k nule, klesá k nule i  $u_h$  a tudíž koncentrace roste až k hodnotám koncentrací v komíně. Z toho je zřejmé, že rovnice (3.1) a (3.12) nepopisují správně situaci v atmosféře za bezvětří a velmi nízkých rychlostí větru, protože v reálné atmosféře k takto vysokým koncentracím nedochází. Při nízkých rychlostech větru (zhruba pro  $u_{10} < 1.5 \text{ m/s}$ ) se totiž v atmosféře začínají uplatňovat jiné procesy rozptylu znečišťujících látek, jejichž popis je však mimo možnosti předkládané metodiky. Proto budeme ve všech dalších výpočtech pokládat za minimální rychlost větru rychlost  $u_{10} = 1,5 \text{ m/s}$ .

Pokud jde o závislost směru větru na výšce, budeme stejně jako v dosud platné metodice [6] předpokládat, že v nejnižších několika stech metrech atmosféry dochází ke stáčení směru větru s výškou o  $4^\circ$  na 100 m. Pro azimut směru větru  $\varphi_h$  (ve  $^\circ$ ) v efektivní výšce  $h$  (bez korekce na vliv terénu) pak bude platit

$$(3.17) \quad \begin{aligned} \varphi_h &= \varphi_{10} + \frac{h-10}{25} & \text{pro } h > 10 \text{ m} \\ &= \varphi_{10} & \text{pro } h \leq 10 \text{ m} \end{aligned}$$

kde  $\varphi_{10}$  je azimut směru větru (ve  $^\circ$ ) ve výšce 10 m nad terénem.

### 3.3. Stanovení efektivní výšky kouřové vlečky

#### 3.3.1. Základní vztahy

Efektivní výška kouřové vlečky  $h$  je definována jako součet stavební výšky zdroje  $H$  a jeho převýšení  $\Delta h$ , které je způsobeno teplotním vnosem vlečky nebo u chladných zdrojů působením vynucené ventilace.

$$(3.18) \quad h = H + \Delta h$$

Vzhledem k tomu, že velikost převýšení vlečky je významně ovlivňována nejen technickými parametry zdroje, ale i řadou meteorologických faktorů (např.: teplotním zvrstvením atmosféry, rychlostí proudění, velikostí rozdílu mezi teplotou vlečky a okolí) není možno jednoduše stanovit vzorec pro jeho výpočet. Proto se používá řada převážně empiricky stanovených vzorců, které nejsou univerzálně použitelné pro všechny podmínky.

V předcházející metodice [6] se převýšení počítá podle modifikované formule, kterou odvodili Lucas, Moore a Spurr

$$(3.19a) \quad \Delta h = \frac{100 \cdot Q^{0.25}}{u_H} \quad \text{pro } H \leq 100 \text{ m}$$

$$(3.19b) \quad \Delta h = \frac{(1.5 \cdot H - 50) \cdot Q^{0.25}}{u_H} \quad \text{pro } H > 100 \text{ m.}$$

V těchto vztazích  $Q$  (MW) značí tepelnou vydatnost zdroje, která se dá vyjádřit  $Q = 10^{-3} c_p \cdot t_s \cdot V_s$ , kde  $t_s$  je teplota spalin ve  $^{\circ}\text{C}$ ,  $V_s$  je objem spalin na normálních podmínkách v  $\text{Nm}^3/\text{s}$  a  $c_p$  je měrné teplo spalin, pro které platí  $c_p = 1,371 \text{ kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$  pro  $t_s > 80^{\circ}\text{C}$  a  $c_p = 1,004 \text{ kJ}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$  pro  $t_s \leq 80^{\circ}\text{C}$ .

Vzorce (3.19) dávají poměrně dobré výsledky pro velké zdroje. Pro malé zdroje velikost převýšení kouřové vlečky nadhodnocují. Proto je třeba je v této oblasti modifikovat. Při stanovení nového vzorce se přidržíme tvaru, kdy převýšení je nepřímo úměrné rychlosti proudění

$$(3.20) \quad \Delta h = \frac{\Delta h_0}{u_H} \quad \text{pro } u_H \geq 1 \text{ m/s,}$$

symbolem  $\Delta h_0$  označme převýšení kouřové vlečky při rychlosti větru 1 m/s.

Na základě údajů z REZZO 1 (za rok 1992) byla statistickými metodami odvozena průměrná závislost stavební výšky zdroje na jeho tepelné vydatnosti ve tvaru

$$(3.21) \quad H = 63 \cdot Q^{0.29} - 49$$

Dosadíme-li toto vyjádření do vzorce (3.19b), je možno  $\Delta h_0$  aproximovat funkcí

$$(3.22) \quad \Delta h_0 = 30 \cdot Q^{0.7} \quad \text{pro } Q \geq 20 \text{ MW.}$$

Pro zdroje s menším výkonem vyjdeme při odvozování z analogie s mnohými empirickými vzorci, které používají pro vyjádření závislosti převýšení vlečky tvar

$$(3.23) \quad \Delta h_0 \approx a \cdot Q^{\frac{1}{3}}$$

Velikost konstanty  $a$  určíme na základě zkušenosti s převýšením malých zdrojů tak, aby navazovala pro hodnotu  $Q=20 \text{ MW}$  na rovnici (3.21). Potom dostáváme pro výpočet převýšení efektivní výšky zdroje následující vztah

$$(3.24) \quad \Delta h_0 = 30 \cdot Q^{0.7} \quad \text{pro } Q \geq 20 \text{ MW}$$

$$\Delta h_0 = 90 \cdot Q^{1/3} \quad \text{pro } Q < 20 \text{ MW}$$

### 3.3.2. Korekce převýšení na stabilitu atmosféry

Jak bylo řečeno již dříve, převýšení kouřové vlečky závisí značně také na teplotním zvrstvení v atmosféře. V [1] byl navržen korekční faktor  $K_s$  pro zahrnutí stability do výpočetních rovnic ve tvaru

$$(3.25) \quad K_s = a \cdot e^{b \cdot (\gamma - c)}$$

přičemž

$$(3.26) \quad \Delta h_0 = K_s \cdot A \cdot Q^B$$

kde  $A$ ,  $B$  jsou konstanty z rovnice (3.24) a  $a$ ,  $b$  a  $c$  jsou konstanty volené tak, aby v první třídě stability (superstabilní třída,  $\gamma \approx -2$  °C/100m) bylo  $K_s$  přibližně 0.6, ve třetí třídě (izotermní,  $\gamma \approx 0$  °C/100m) bylo  $K_s$  rovno 1 a v páté třídě (konvektivní,  $\gamma \approx 1.2$  °C/100m) bylo mezi 1.2 - 1.3. Na takto malém úseku je možno exponenciálu nahradit přímkou a koeficient stability  $K_s$  při zachování výše uvedeného zapsat jako

$$(3.27) \quad K_s = 1 + 0.2 \cdot \gamma$$

Velikost koeficientu stability je společně s hodnotou odpovídajícího teplotního gradientu pro jednotlivé stabilitní třídy uvedena v následující tabulce.

Třída	Název třídy	Střední gradient	Koeficient stability
I	superstabilní	-2	0,6
II	stabilní	-1,1	0,78
III	izotermní	0	1
IV	normální	0,7	1,14
V	labilní	1,2	1,24

Konečný tvar vzorce (3.18), modifikovaného zahrnutím koeficientu stability má tvar

$$(3.28) \quad h = H + \frac{30 \cdot (1 + 0.2\gamma) \cdot Q^{0.7}}{u_H} \quad \text{pro } Q \geq 20 \text{ MW}$$

$$h = H + \frac{90 \cdot (1 + 0.2\gamma) \cdot Q^{1/3}}{u_H} \quad \text{pro } Q < 20 \text{ MW.}$$

### 3.3.3. Převýšení v malých vzdálenostech

V řadě případů je nutno počítat efektivní výšku zdroje i v malých vzdálenostech od komína, kdy ještě vlečka nedosahuje své maximální výšky. Pro takovéto případy se nejčastěji předpokládá, že exhalace stoupají od zdroje po křivce podobné  $x^{\frac{2}{3}}$  (kde  $x$  je vzdálenost od zdroje), až v nějaké vzdálenosti  $x_m$  dosáhnou maximálního převýšení. Za těchto předpokladů můžeme psát

$$(3.29) \quad \Delta h = \frac{\Delta h_0}{u_H} \cdot \left(\frac{x}{x_m}\right)^{2/3} \quad \text{pro } x < x_m$$

$$\Delta h = \frac{\Delta h_0}{u_H} \quad \text{pro } x \geq x_m$$

Při výpočtu vzdálenosti  $x_m$  budeme vycházet z návrhu metodiky [1] a z německé metodiky [5]. Vzdálenost  $x_m$  bude záviset na tepelné vydatnosti zdroje a na stabilitním zvrstvení v atmosféře. Pro tuto vzdálenost je možno odvodit vzorec

$$(3.30) \quad x_m = K_m \sqrt{Q}$$

kde  $K_m$  je konstanta závislá na teplotním zvrstvení. Její hodnoty pro jednotlivé třídy stability jsou uvedeny v následující tabulce

Třída stability	$K_m$
I	184
II	200
III	236
IV	300
V	411

Vzorec (3.18) pak bude mít tvar

$$(3.31) \quad \Delta h = \frac{K_S \cdot A \cdot Q^B}{u_H} \cdot \left(\frac{x}{K_m \sqrt{Q}}\right)^{2/3} \quad \text{pro } x < K_m \sqrt{Q}$$

$$\Delta h = \frac{K_S \cdot A \cdot Q^B}{u_H} \quad \text{pro } x \geq K_m \sqrt{Q}$$



### 3.3.4. Převýšení vlečky při chladných exhalacích

Pokud se budeme zabývat výpočtem efektivní výšky zdroje, jehož exhalace mají teplotu srovnatelnou s teplotou okolí, dostaneme při použití vzorce (3.24) příliš vysoké hodnoty, a to zvláště v případech velkého objemu vystupujících exhalací. V těchto případech je vhodnější použít Hollandovu formuli pro výpočet převýšení vlečky, která má tvar

$$(3.32) \quad \Delta h = \frac{1.5 \cdot w_0 \cdot d}{u_H}$$

kde  $w_0$  - výstupní rychlost exhalací [m/s]

$d$  - vnitřní průměr komína (výduchu) [m]

Při přechodu mezi formulemi (3.24) a (3.32) bychom se mohli dostat do problémů s jejich nespojitostí. Proto zavedme koeficient  $\beta$ , který tuto nespojitost odstraní. Předpokládejme, že při teplotě exhalací pod 30 °C bude platit vzorec (3.32) a při teplotě nad 80 °C vzorec (3.24). Potom je možno oba vzorce spojit do tvaru

$$(3.33) \quad \Delta h_0 = (1 - \beta) \cdot 1.5 \cdot w_0 \cdot d + \beta \cdot K_s \cdot A \cdot Q^B$$

Parametr  $\beta$ , se bude pohybovat v rozmezí od 0 do 1 a kombinovat tak oba vztahy. Jeho velikost bude

$$(3.34) \quad \begin{array}{ll} \beta = 1 & \text{pro } t_s \geq 80 \text{ } ^\circ\text{C} \\ \beta = \frac{t_s - 30}{50} & \text{pro } 30 < t_s < 80 \text{ } ^\circ\text{C} \\ \beta = 0 & \text{pro } t_s \leq 30 \text{ } ^\circ\text{C} \end{array}$$

Po této modifikaci, uvážíme-li význam jednotlivých členů rovnice (3.33), budeme muset modifikovat vztah (3.31), který určuje převýšení vlečky v malých vzdálenostech. Je totiž zřejmé, že první člen rovnice (3.33) představuje vnos, vyvolaný dynamikou exhalací, vypouštěných ze zdroje a působí okamžitě po opuštění komína. Druhá část potom představuje termický vnos vlečky, který působí pomaleji a určuje vlastní tvar postupného vzestupu vlečky. Proto vzdálenost  $x_m$ , ve které dosáhne vlečka konečného převýšení, musí souviset pouze s termickým členem.

Zkombinujeme-li vztahy (3.28), (3.32) a (3.33), získáme konečný vzorec

$$(3.35) \quad \Delta h = (1 - \beta) \frac{1.5 \cdot w_0 \cdot d}{u_H} + \beta \frac{K_S \cdot A \cdot Q^B}{u_H} \left( \frac{x}{K_m \sqrt{Q}} \right)^{2/3} \quad \text{pro } x < K_m \sqrt{Q}$$

$$\Delta h = (1 - \beta) \frac{1.5 \cdot w_0 \cdot d}{u_H} + \beta \frac{K_S \cdot A \cdot Q^B}{u_H} \quad \text{pro } x \geq K_m \sqrt{Q}$$

### 3.3.5. Převýšení vlečky v případě více blízkých zdrojů

Vyskytuje-li se  $N$  ( $N \geq 2$ ) komínů blízko sebe tak, že se jejich kouřové vlečky mohou vzájemně ovlivňovat, celkové převýšení vleček vzrůstá. K odhadu tohoto zvýšení se dají použít vztahy uvedené v práci [7].

Označíme  $H_i$  výšky takových komínů a  $\Delta h_i$  jejich převýšení vypočítané podle předchozích kapitol:

$$(3.36) \quad \Delta h_i = \frac{\Delta h_{i0}}{u_{H_i}} \quad i = 1, 2, \dots, N$$

kde  $u_{H_i}$  je rychlost větru ve výšce  $H_i$ .

Výsledná převýšení  $\Delta h_i'$  vleček z jednotlivých zdrojů pak lze vyjádřit pomocí faktoru vzrůstu  $E_{Ni}$ :

$$(3.37) \quad \Delta h_i' = \Delta h_i \cdot E_{Ni}$$

kde

$$(3.38) \quad E_{Ni} = \left( \frac{N + P_{Ni}}{1 + P_{Ni}} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Parametr  $P_{Ni}$  má pro  $N$  zdrojů stojících v řadě za sebou s rozestupy  $\Delta x$  (m) vyjádření

$$(3.39) \quad P_{Ni} = \frac{6}{\sqrt{N}} \left( \frac{(N-1) \cdot \Delta x}{\Delta h_i} \right)^{\frac{5}{2}}$$

a pro shluk  $N$  zdrojů s maximálním rozměrem shluku  $L_g$  (m) :

$$(3.40) \quad P_{Ni} = \frac{6}{\sqrt{N}} \left( \frac{L_g}{\Delta h_i} \right)^{\frac{3}{2}}$$

Veličiny  $\Delta x$  a  $L_g$  můžeme vypočítat, označíme-li  $x_s, y_s$  a  $x_t, y_t$  souřadnice dvou nejvzdálenějších komínů ve skupině. Potom v případě, že zdroje stojí v řadě za sebou, platí

$$(3.41) \quad \Delta x = \frac{1}{N-1} \cdot \sqrt{(x_s - x_t)^2 + (y_s - y_t)^2}$$

a v případě shluku N zdrojů

$$(3.42) \quad L_g = \sqrt{(x_s - x_t)^2 + (y_s - y_t)^2}$$

Efektivní výšky vleček pak budou

$$(3.43) \quad h_i = H_i + \Delta h_i'$$

Zbývá určit komíny, ze kterých se vlečky budou vzájemně ovlivňovat. Označíme-li  $\bar{H}$  vážený průměr výšek komínů  $H_i$  ve skupině, kde vahou je tepelná vydatnost spalin  $Q_i$ , tj.

$$(3.44) \quad \bar{H} = \frac{\sum_{i=1}^N H_i Q_i}{\sum_{i=1}^N Q_i}$$

pak se předpokládá, že se budou ovlivňovat vlečky z komínů, pro které platí současně tyto 2 podmínky:

$$(3.45) \quad \Delta x \leq 1,5 \cdot \bar{H} \quad (\text{nebo } L_g \leq 1,5 \cdot \bar{H})$$

$$(3.46) \quad 0,5 \cdot \bar{H} \leq H_i \leq 1,5 \cdot \bar{H}$$

### 3.4. Korekce efektivní výšky na vliv terénu

Princip korekce efektivní výšky  $h$  zdroje, pokud terén v místě referenčního bodu leží výše než nadmořská výška úrovně efektivní výšky, byl odvozen v předcházející práci [1]. Zde proto uvádíme pouze stručný přehled.

Předpokládáme, že kouřová vlečka bude vystupovat podél svahů vyšších, než je její původní efektivní výška  $h$ , vzhůru tak, že její osa bude ve výšce o  $\varepsilon \cdot h$  vyšší než úroveň terénu v daném místě. Za vrcholem svahu již zůstane v nové výšce a nebude klesat podél závětrných svahů dolů.

Parametr  $\varepsilon$  bude záviset na stabilitě atmosféry podle tabulky:

Třída stability	$\varepsilon$
I	0,05
II	0,10
III	0,20
IV	0,30
V	0,50

Pro korigovanou efektivní výšku  $h_1$  pak bude platit vztah

$$(3.47) \quad \begin{aligned} h_1 &= z_m + \varepsilon \cdot h & \text{pro } z_m > (1-\varepsilon) \cdot h \\ &= h & \text{pro } z_m \leq (1-\varepsilon) \cdot h \end{aligned}$$

kde  $h$  (m) je nekorigovaná efektivní výška zdroje

a  $z_m$  (m) je maximální výška terénu nad úrovní úpatí komína mezi zdrojem a referenčním bodem

Hodnota  $z_m$  bude pro každou dvojici zdroj - referenční bod výsledkem speciálního programu, který počítá profily terénu mezi zdroji a referenčními body (a který počítá i integrál  $\vartheta$  - viz kapitola 3.1. odst. 8). Nebude-li nejvyšší bod na profilu terénu převyšovat výšku referenčního bodu  $z$  ( $z = z_r - z_z$ ), bude nejvyšším bodem referenční bod sám (tj.  $z = z_m$ ) a tudíž se vztah (3.47) dá použít i pro body na návětrné straně svahů.

### 3.5. Rozptylové parametry $\sigma_y, \sigma_z$

Pro rozptylové parametry  $\sigma_y$  a  $\sigma_z$  současná metodika používá logaritmické závislosti na vzdálenosti od zdroje, což má dvě podstatné nevýhody. Za prve nelze vypočítat parametry pro vzdálenosti menší než 100 m a za druhé logaritmické vztahy působí při pokusech o analytické řešení některých problémů značné až nepřekonatelné potíže.

Podle rešerše literatury jsou rozptylové parametry (směrodatné odchylky  $\sigma_y$  a  $\sigma_z$ ) nejčastěji definovány jako mocninové funkce s nezávisle proměnou definovanou vzdáleností od zdroje, v některých modelech i s konstantním členem, definující nenulové  $\sigma$  v místě zdroje. Tvary závislostí jsou nejčastěji následující.

$$\sigma = a \cdot X^b$$

$$\sigma = a \cdot X^b + c$$

$$\sigma = a(X+c)^b$$

Konstanty  $a$ ,  $b$ ,  $c$  závisí na stabilitě ovzduší, na drsnosti terénu, na výšce vypouštění exhalací apod.

S hodnotami původních rozptylových parametrů [6] máme poměrně dobré zkušenosti. Platí však pro vzdálenosti větší než 100 m, což zvláště v zástavbě znemožňuje

použití původní metodiky. Proto v této úpravě metodiky nahradíme logaritmické vztahy mocninovými, které se používají i v modifikaci současné metodiky pro krátké vzdálenosti a představují nejjednodušší analytické vyjádření a nejjednodušší možnosti dalšího zpracování a využití:

$$(3.48) \quad \sigma_y = a_y \cdot X^{b_y}$$

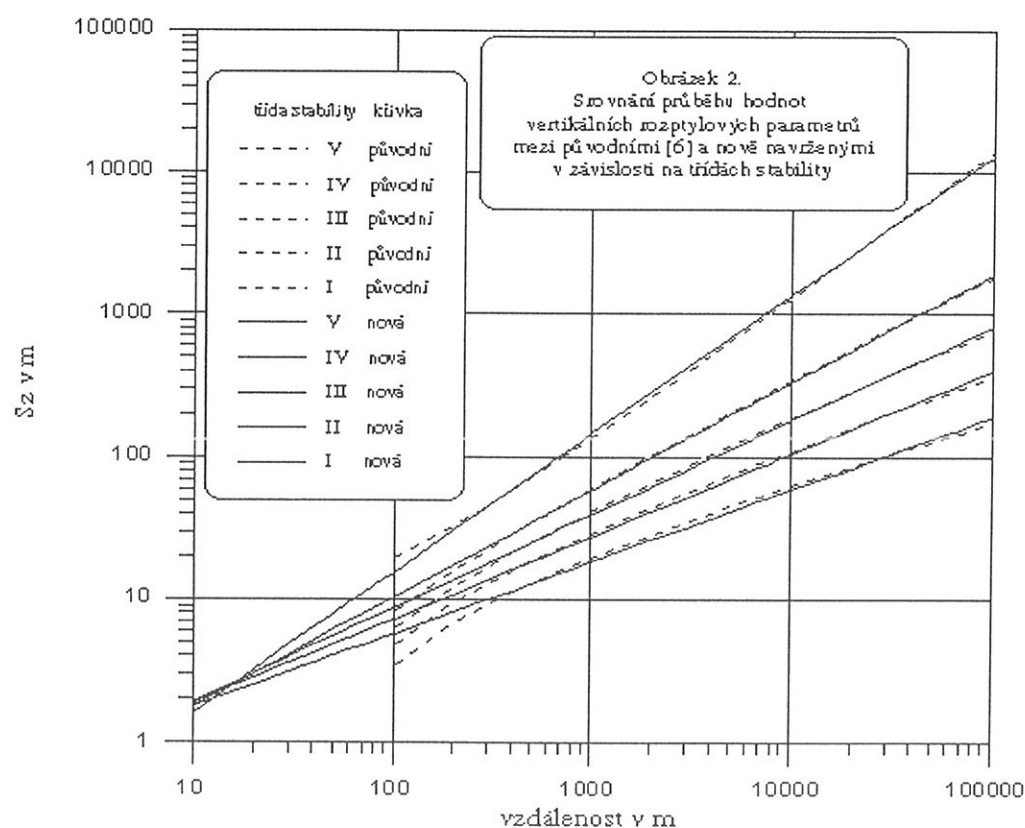
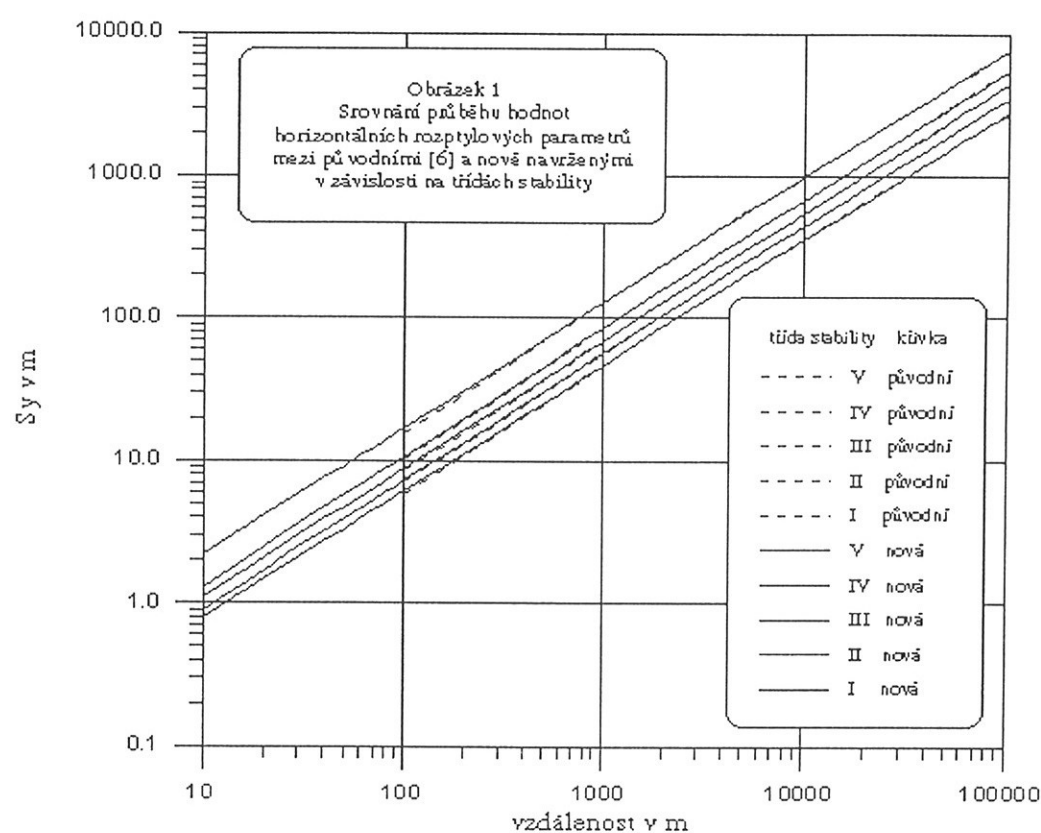
$$\sigma_z = a_z \cdot X^{b_z}$$

Velikosti konstant  $a_y$ ,  $b_y$ ,  $a_z$ ,  $b_z$  jsou uvedeny v následující tabulce.

třída stability	$a_y$	$b_y$	$a_z$	$b_z$
I - velmi stabilní	0,1042	0,8844	0,5461	0,5076
II - stabilní	0,1195	0,8930	0,4980	0,5797
III - izotermní	0,1400	0,8986	0,4221	0,6564
IV - normální	0,1684	0,9018	0,3158	0,7549
V - konvektivní	0,2898	0,8831	0,1740	0,9729

Konstanty jsme vypočetli metodou nejmenších čtverců z původních hodnot rozptylových parametrů, které se osvědčily, avšak rozsah jejich platnosti jsme tímto krokem rozšířili již od 10 m. Pro menší vzdálenosti, tj. v těsné blízkosti zdrojů, zvláště s nízkými komíny, nelze jak z fyzikálních, tak i vlivu terénu a zástavby dosti dobře popsat zákonitosti rozptylu. Průběh těchto křivek je ve srovnání s původními [6] uveden na obrázcích 1 a 2. Jak je vidět z obrázků, nahrazení logaritmické závislosti mocninovou se u rozptylového parametru  $\sigma_y$  neprojeví téměř žádnou změnou v jeho hodnotách. V oblasti platnosti původních parametrů (ve vzdálenostech větších než 100 m) jsou obě čáry, představující původní a nové závislosti parametru  $\sigma_y$ , téměř totožné. Rozdíl mezi hodnotami podle původní a nové metodiky činí pro vzdálenosti nad 1000 m maximálně plus minus 1,70 % v závislosti na vzdálenosti a stabilitě. Za extrémních podmínek ve vzdálenosti 100 m a v I. třídě stability rozdíl dosahuje hodnoty 7,02 %. Ve vzdálenostech menších než 1000 m je rozdíl mezi původními a novými hodnotami větší než 1 %, a roste se zvětšující se stabilitou a zmenšující se vzdáleností a dosahuje hodnoty až 8,33 % ve vzdálenosti 100 m.

Naproti tomu pro vertikální rozptylový parametr  $\sigma_z$  jsou nové hodnoty podle mocninové závislosti pro I. až IV. třídu stability ve vzdálenostech od asi 450 m až 600 m do 3000 m menší maximálně o 8,62 %, ve větších vzdálenostech jsou nové hodnoty větší až o



10,75 % (v 100000m). V V. třídě stability - konvektivní je situace opačná. Ve vzdálenostech 350 m až 25000 m jsou nové hodnoty větší maximálně o 7,64 % a ve větších vzdálenostech menší maximálně o 8,58 % (v 100000 m).

Větší rozdíly jsou pro vertikální rozptylový parametr  $\sigma_z$  ve vzdálenostech od 100 m do 450 m až 600 m. Zde v I. až IV. třídě stability jsou nové hodnoty výrazně větší než původní, ve vzdálenosti 100 m až o 67,65 %. Se zvětšující se stabilitou, resp. zmenšující se stabilitou rozdíl klesá a v V. třídě stability se charakter změny obrací a je naopak menší až o 19,79 %.

Z výše uvedeného vyplývá, že rozptyl znečišťujících látek v horizontálním směru je podle nových rozptylových parametrů téměř stejný jako podle původních. Totéž lze tvrdit i o rozptylu ve vertikálním směru ve vzdálenostech nad asi 450 m. V menších vzdálenostech je rozptyl pro nové rozptylové parametry v I. až IV. třídě stability výrazně větší a v V. třídě stability výrazně menší než podle původních logaritmických rozptylových parametrů. Tato změna se projevila příznivě na velikosti koncentrací v malých vzdálenostech.

Takto definované rozptylové parametry závisí pouze na stabilitě přízemní vrstvy ovzduší a na vzdálenosti od zdroje. V ideovém návrhu nové metodiky [1] jsme předpokládali, že budou ještě funkcí výšky komína. Tato závislost je uvažována například v německé metodice TA-Luft [5]. Avšak ani v této metodice, a ani v jiných metodikách, které tuto závislost uvažují, není stav uspokojivě vyřešen. Na druhé straně však je mnoho metodik, které závislost na výšce neuvažují. Proto jsme se rozhodli v této studii závislost rozptylových podmínek na výšce komína zatím neuvažovat. Pokud se podaří do provedení konečného testovacího výpočtu odvodit tyto závislosti tak, aby dávaly přijatelné výsledky, zahrneme je do závěrečné zprávy za rok 1995.

### 3.6 Zahrnutí depozice a transformace znečišťujících látek do výpočtu

Znečišťující látky v atmosféře se podrobují různým procesům, jejichž přičiněním jsou z atmosféry odstraňovány. Jedná se buď o chemické procesy, při nichž se látka, často katalytickou reakcí, mění na jinou, čímž dochází k úbytku původní příměsi, nebo o fyzikální procesy. Ty se dále dělí podle způsobu jakým jsou příměsi odstraňovány na suchou a mokrou

depozici. Suchá depozice je zachytávání plynné nebo pevné látky na zemském povrchu, mokrá depozice je vychytávání těchto látek padajícími srážkami.

Rychlost a způsob chemické transformace jsou ovlivňovány řadou faktorů jako je teplota, přítomnost, či nepřítomnost slunečního záření, katalyzátorů reakcí, koncentrace jiných reagujících látek atd. Velikost suché depozice závisí na typu podkladu (tráva, les ...), na rychlosti proudění v atmosféře, na tloušťce směšovací vrstvy apod. Velikost mokré depozice se mění v závislosti na intenzitě vypadávajících srážek, rozpustnosti dané látky ve vodě, na délce trvání srážek atd.

Z výše uvedeného je zřejmé, že postihnout chování znečišťujících látek v atmosféře není jednoduchá záležitost. Proto v takovémto typu modelu, jehož výsledkem jsou pouze roční hodnoty (resp. maximální krátkodobé hodnoty) se budeme zabývat pouze prvním přiblížením k reálnému stavu a budeme uvažovat roční průměrné hodnoty výše zmíněných rychlostí jednotlivých procesů odstraňování příměsí z atmosféry. Předpokládejme, že k úbytku látek v atmosféře dochází přibližně exponenciálně. Můžeme potom psát

$$(3.49) \quad c = c_0 \cdot e^{-k_u t}$$

kde  $k_u$  je koeficient charakterisující rychlost úbytku příměsí

$t$  je čas uplynulý od emise látky do atmosféry

Pro řadu látek je možno stanovit průměrnou dobu jejich setrvání v atmosféře  $\lambda$ . Podle délky této doby rozdělíme jednotlivé příměsi do tří kategorií. Průměrná doba setrvání v atmosféře je u látek první kategorie řádově několik hodin, u druhé kategorie několik dní a u třetí kategorie až několik let. Koeficient  $k_u$  je potom podle [16] roven převrácené hodnotě této doby.

$$(3.50) \quad k_u = \frac{1}{\lambda}$$

Velikost koeficientu úbytku je pro jednotlivé třídy uvedena v následující tabulce.

Třída	Průměrná doba setrvání v atmosféře	Koeficient odstraňování $k_u$ [ $s^{-1}$ ]
I	20 h	$1,39 \cdot 10^{-5}$
II	6 dní	$1,93 \cdot 10^{-6}$
III	2 roky	$1,59 \cdot 10^{-8}$



Rozdělení základních znečišťujících látek je uvedeno v následující tabulce. U neuvedených je nutno odhadnout průměrnou dobu setrvání v atmosféře a zařadit ji do odpovídající skupiny.

Znečišťující látka	Třída
oxid siřičitý	II
oxidy dusíku	II
oxid dusný	III
amoniak	II
sirovodík	I
ozón	III
oxid uhelnatý	III
oxid uhličitý	III
metan	III
vyšší uhlovodíky	III
chlorovodík	I
sirouhlík	II
formaldehyd	II
peroxid vodíku	I
dimetyl sulfid	I
metyl chlorid	III
karbonyl sulfid	III

### 3.7. Zeslabení vlivu nízkých zdrojů na znečištění ovzduší na horách

Podle kapitoly 3.4. předpokládáme, že kouřová vlečka vystupuje podél svahů vzhůru a tento výstup není ničím omezený. Ve skutečnosti však zejména za inverzních situací existují v atmosféře zadržující vrstvy (hladiny), nad které se znečištění z nízkých zdrojů nemůže dostat. Typickou takovou zadržující hladinou bývá hladina horní hranice přízemní inverze.

K zeslabení vlivu nízkých zdrojů na referenční body ve větších nadmořských výškách proto zavádíme korekční koeficient  $K_h$  :

$$(3.51) \quad c = c_0 \cdot K_h$$

kde  $c_0$  ( $\mu\text{g}/\text{m}^3$ ) - původní koncentrace znečišťující látky

$c$  ( $\mu\text{g}/\text{m}^3$ ) - koncentrace po zahrnutí korekce

Korekční koeficient  $K_h$  závisí na rozdílu nadmořských výšek referenčního bodu a efektivní výšky zdroje  $h$  (bez korekce na vliv terénu) a na statistické četnosti výskytu horní hranice inverze mezi těmito dvěma výškami.

Četnost výskytu horní hranice inverze v různých nadmořských výškách není běžně sledovanou veličinou na meteorologických stanicích. Není proto možné získat tato data pro různá místa v ČR tak jako např. větrné růžice. Pro celou ČR je však možné použít tyto četnosti odvozené z aerologických měření teplotního zvrstvení ovzduší mezi zemí a hladinou 850 hPa na meteorologické stanici Praha-Libuš.

Zpracování výsledků výskytu výšky horní hranice inverze se týkalo dvouletého období 1975-76. Celkem se za sledované období vyskytly přízemní inverze ve 44,5% sledovaných případů. Pravděpodobnost, že se horní hranice inverze vyskytne mezi nějakou nadmořskou výškou  $z$  a výškou hladinu 850 hPa, udává relativní kumulativní četnost  $F(z)$ . Její hodnoty jsou uvedené v následující tabulce: Tabulka hodnot  $F(z)$

$z$ (m n.m.)	$F(z)$	$z$ (m n.m.)	$F(z)$
350	0,445	1000	0,140
400	0,444	1050	0,125
450	0,432	1100	0,111
500	0,401	1150	0,092
550	0,360	1200	0,078
600	0,325	1250	0,061
650	0,292	1300	0,049
700	0,261	1350	0,034
750	0,233	1400	0,025
800	0,213	1450	0,015
850	0,189	1500	0,007
900	0,177	1550	0,001
950	0,157	1600	0

Inverze se však vyskytují pouze v I. a II. třídě stability, částečně i ve III. třídě, zatímco IV. a V. třída stability popisují stavy bez inverzí a proto se pro ně korekce neprovádí. V I. a II. třídě stability jde o inverzní teplotní zvrstvení vždy, proto je nutné pro

tyto případy relativní kumulativní četnost  $F(z)$  přepočítat na 100%-ní výskyt horní hranice inverze mezi zemí a výškou 1600 m, tj. hodnoty  $F(z)$  z tabulky vynásobit zlomkem  $1/0,445$ .

Ve III. třídě stability je situace komplikovanější. Větrná růžice dělená podle tříd stability a rychlosti větru pro Prahu-Libuš obsahuje následující celkové relativní četnosti výskytu jednotlivých tříd stability a rychlosti větru:

Relativní četnosti (v %) výskytu rychlostí větru a tříd stability ovzduší

Třída stability	Rychlost větru (m/s)			Celkem
	0 - 2,5 *)	2,5 - 7,5	nad 7,5	
I	12,04	0	0	12,04
II	19,41	0,52	0	19,93
III	17,36	13,41	0,16	30,93
IV	8,47	14,57	3,43	26,47
V	7,48	3,15	0	10,63
Celkem	64,76	31,65	3,59	100

\*) včetně bezvětří

Podmínky v I. a II. třídě stability se vyskytují celkem v 31,97% případů. Vzhledem k tomu, že celkově zjištěný počet inverzí je 44,5%, zbývá na III. třídu 12,53% případů. Vzhledem k výskytu III. třídy (30,93 %) tedy tvoří výskyt inverzí v ní  $100 \cdot 12,53 / 30,94 = 40,5 \%$ .

Ani ve III. třídě stability se však inverze nevyskytují při vyšších rychlostech větru. Budeme předpokládat, že při nízkých rychlostech větru do 2,5 m/s je jejich výskyt největší, při zvyšující se rychlosti větru do 7,5 m/s jejich četnost lineárně klesá a od rychlosti 7,5 m/s výše se nevyskytují vůbec. Z toho vyplývá, že při rychlosti  $u_{10} = 5$  m/s bude jejich výskyt dvakrát menší než při slabém větru. Přepočítáme-li výskyt inverzí ve III. třídě podle výskytu jednotlivých tříd rychlosti a předchozích předpokladů, získáme pro případy slabého větru celkovou relativní četnost inverzí ve III. třídě stability 52,05 %.

Na základě těchto údajů můžeme definovat hodnoty kumulativních četností  $F'(z)$  použitých pro výpočet koeficientu  $K_h$  (za předpokladu, že  $F(z)$  jsou hodnoty četností v tabulce) takto:

(3.52) I. a II. třída stability:  $F'(z) = 2,247 \cdot F(z)$

III. třída stability:  $F'(z) = 1,170 \cdot F(z)$  pro  $u_{10} \leq 2,5$  m/s

$$= 1,170 \cdot F(z) \cdot \left(1 - \frac{u_{10}-2,5}{5}\right) \text{ pro } 2,5 < u_{10} < 7,5 \text{ m/s}$$

$$= 0 \text{ pro } u_{10} \geq 7,5 \text{ m/s}$$

IV. a V. třída stability:  $F'(z) = 0$

Pro nadmořské výšky neuvedené v tabulce se hodnoty  $F'(z)$  vypočítají lineární interpolací. Pro  $z < 350$  m platí hodnoty  $F'(350)$ .

Koeficient  $K_h$  se pak vypočte

$$(3.53) \quad K_h = 1 - (F'(z_z+h) - F'(z_r)) \quad \text{pro } z_r > z_z + h$$

$$= 1 \quad \text{pro } z_r \leq z_z + h$$

kde  $z_r$  je nadmořská výška terénu v místě referenčního bodu

a  $z_z$  je nadmořská výška terénu v místě zdroje

### 3.8. Výpočet koncentrací prachu

Rozdíl mezi výpočtem koncentrací plyných znečišťujících látek a prachu spočívá ve vyjádření poklesu osy prašné vlečky v důsledku pádové rychlosti prašných částic  $v_g$ , tj. v dosazení výrazu

$$(3.54) \quad h_g = \frac{x_L \cdot v_g}{u_h}$$

do členů přímého rozptylu a odrazu v horním i dolním odhadu v rovnicích pro výpočet koncentrace.

Odvození základních vztahů pro výpočet koncentrací prachu je popsáno v předcházející práci [1], zde tedy uvádíme jen stručné shrnutí.

Vztah pro výpočet koncentrací prachu má tvar

$$(3.55) \quad c = \frac{10^6 \cdot M}{2\pi \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z \cdot u_h + V_s} \cdot \exp\left(-\frac{y_L^2}{2\sigma_y^2}\right) \cdot \left[ \exp\left(-\frac{(z'-(h_1-h_g))^2}{2\sigma_z^2}\right) + \right. \\ \left. + (1 - \vartheta) \cdot \exp\left(-\frac{(z''+h_1+h_g)^2}{2\sigma_z^2}\right) + \vartheta \cdot \exp\left(-\frac{(z'''-(h_1+h_g))^2}{2\sigma_z^2}\right) \right]$$

Významy jednotlivých symbolů jsou shodné s významy stejných symbolů v rovnici (3.1) včetně vyjádření veličin  $z'$ ,  $z''$  a  $z'''$  (vztahy (3.2), (3.3) a (3.4)), protože požadujeme, aby pro velmi malé částice, u kterých se pádová rychlost  $v_g$  blíží nule, vztah (3.55) plynule přešel do rovnice (3.1) pro plynné znečišťující látky.

V případě, že referenční bod leží v úrovni terénu (nikoliv na budově), tj. pokud  $l = 0$ , rovnice (3.5) přejde do tvaru

$$(3.56) \quad c = \frac{10^6 \cdot M}{2\pi \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z \cdot u_h + V_s} \cdot \exp\left(-\frac{y_L^2}{2\sigma_y^2}\right) \cdot \left[ \exp\left(-\frac{(z-(h_1-h_g))^2}{2\sigma_z^2}\right) + \right. \\ \left. + (1 - \vartheta) \cdot \exp\left(-\frac{(|z|+h_1+h_g)^2}{2\sigma_z^2}\right) + \vartheta \cdot \exp\left(-\frac{(z-(h_1+h_g))^2}{2\sigma_z^2}\right) \right]$$

uváděného v předcházející práci [1].

Pádovou rychlost prašných částic, která závisí na jejich velikosti (průměru)  $d$  (m) a hustotě  $\rho_c$  (kg/m<sup>3</sup>) určíme podle vztahu

$$(3.57) \quad v_g = -\frac{3\pi \cdot \nu}{2 \cdot C_3 \cdot d} + \sqrt{\left(\frac{3\pi \cdot \nu}{2 \cdot C_3 \cdot d}\right)^2 + \frac{C_2 \cdot \rho_c \cdot g \cdot d}{C_3 \cdot \rho}}$$

uvedeného v [8], ve kterém

$\nu = 15 \cdot 10^{-6}$  m<sup>2</sup>/s je kinematická viskozita vzduchu

$g = 9,81$  m/s<sup>2</sup> je tíhové zrychlení

$\rho = 1,3$  kg/m<sup>3</sup> je hustota vzduchu

$C_2 = 0,8$  je konstanta určující poměr mezi objemem částice a jejím charakteristickým rozměrem

$C_3 = 0,6$  je součinitel odporu tření

Vztahy (3.55) a (3.56) platí pro prašné částice o určité jedné velikosti (tj. s určitou jednou pádovou rychlostí  $v_g$ ). Většinou se však prašné emise skládají z celého spektra částic. Jedním ze vstupních údajů pro výpočet proto musí být křivka zrnitosti emitovaných prašných částic, tj. procentuelní zastoupení  $\alpha_{pi}$  v jednotlivých třídách velikosti částic  $d_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, r_c$  ( $r_c$  - počet tříd velikosti částic). Výslednou koncentraci prachu pak vypočítáme jako součet koncentrací prašných frakcí v jednotlivých třídách velikosti částic:

$$(3.58) \quad c = \frac{10^6 M}{2\pi \sigma_y \sigma_z u_h + V_s} \cdot \exp\left(-\frac{y_L^2}{2\sigma_y^2}\right) \cdot \sum_{i=1}^{r_c} \frac{\alpha_{pi}}{100} \cdot \left[ \exp\left(-\frac{(z' - (h_1 - h_{gi}))^2}{2\sigma_z^2}\right) + \right. \\ \left. + (1 - \vartheta) \cdot \exp\left(-\frac{(z'' + h_1 + h_{gi})^2}{2\sigma_z^2}\right) + \vartheta \cdot \exp\left(-\frac{(z''' - (h_1 + h_{gi}))^2}{2\sigma_z^2}\right) \right]$$

kde  $h_{gi} = \frac{x_L \cdot v_{gi}}{u_h}$

a pádová rychlost  $v_{gi}$  závisí na velikosti částic  $d_i$  podle vztahu (3.57).

Zvolíme-li třídy velikosti částic nedostatečně jemně zejména u částic s velikostí nad 20  $\mu\text{m}$ , může se stát, že u vzdálených referenčních bodů za inverzních podmínek v atmosféře bude mít závislost  $c$  na výšce  $z$  vlnový průběh v důsledku toho, že jednotlivé exponenciely pro různá  $d_i$  se nebudou překrývat. Aby k tomuto jevu nedocházelo, je nutné volit třídy velikosti částic tak, aby rozdíl pádových rychlostí v sousedních třídách velikosti nebyl větší než 0,01 m/s. Tomuto požadavku odpovídají (pro běžné hustoty  $\rho_c$  prašných částic) následující třídy velikosti:

Třída velikosti částic	Rozmezí velikosti $d_i$ ( $\mu\text{m}$ )
1	0 - 12
2	12 - 16
3	16 - 19
4 - 11	19 - po 2 $\mu\text{m}$ - 35
12 a dále	po 1 $\mu\text{m}$

V praxi však takto jemné dělení spektra prašných částic nebývá k dispozici. Jako vstupní údaj o rozložení velikostí částic proto musí stačit běžné údaje zahrnující několik málo tříd velikostí částic (např. v kap. 2.1.1., odst. 10) s tím, že podrobné dělení spektra částic na požadované třídy velikosti musí být formou interpolace ošetřené v počítačovém programu.