

WPLYW PARAMETRÓW AERODYNAMICZNYCH NA PROFIL PRĘDKOŚCI DŹWIĘKU

Barbara LEBIEDOWSKA

Akademia Humanistyczna im.A.Gieysztor, Wydział Zamiejscowy w Ciechanowie
ul.17 Stycznia 56A, 06-400 Ciechanów, e-mail: barbara_lebiedowska@yahoo.fr

Streszczenie: Dla potrzeb ogólnej analizy technicznej zjawiska propagacji hałasu w terenach otwartych wystarczająca jest ocena charakterystyki prędkości i kierunku wiatru oraz rozkład pionowy temperatury. W pracy przeanalizowano przede wszystkim czynniki aerodynamiczne i jego wpływ na profil prędkości dźwięku i w konsekwencji zwiększenie poziomu hałasu w punktach odbioru.

Słowa kluczowe: propagacja hałasu w terenach otwartych, parametry meteorologiczne, parametry aerodynamiczne

1. WSTĘP

W warunkach względnie stabilnych do podstawowego charakteryzowania atmosfery, jako ośrodka propagacji fal akustycznych, wystarczająca jest znajomość kilku parametrów takich, jak: temperatura, profil pionowy temperatury, kierunek wiatru, prędkość wiatru i profil pionowy prędkości. Wielkości te ujmują, z wystarczającą dokładnością dla oceny technicznej, zjawiska związane z dynamiką atmosfery. Wiązą je także jednoznacznie, podstawowe zależności charakteryzujące ośrodki gazowe: równanie stanu, równanie politropy, równania równowagi dynamicznej - przedstawione najczęściej w postaci eulrowskiego wektorowego pola prędkości. Wszystkie te parametry wpływają na prędkość wiatru, który kształtuje profil pionowy prędkości dźwięku decydujący w konsekwencji o ostatecznym poziomie dźwięku w punktach odbioru.

2. RÓWNOWAGA DYNAMICZNA STRUMIENIA WIATRU

Profil strumienia wiatru w atmosferze zawsze wynika z chwilowej równowagi sił masowych, powierzchniowych i bezwładności, które oddziałują na masy powietrza przemieszczające się ze zmienną prędkością (u). Siły te

działające w jednorodnym polu grawitacyjnym, a więc i prędkości, na elementy atmosfery zgodnie z założeniem istnienia równowagi dynamicznej, można dla wydzielonego obszaru W (rys.1) i powierzchni F znajdującej się na nim, opisać następująco:

-równanie ciągłości:

$$\iiint_W \frac{\partial \rho}{\partial t} dW + \iint_F \rho u_n dF = 0 \quad (1)$$

które w formie różniczkowej ma postać:

$$\iiint_W \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{u} \right] dW = 0 \quad (2)$$

Jednocześnie można zapisać:

$$\operatorname{div} \vec{u} = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (3)$$

Ponieważ powietrze jest ośrodkiem ściśliwym, to:

$$\operatorname{div} \vec{u} = - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \quad (4)$$

a także:

$$\operatorname{div} \vec{u} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \int_F u dF \quad (5)$$

gdzie: V – objętość układu.

-siły masowe tego układu wynoszą:

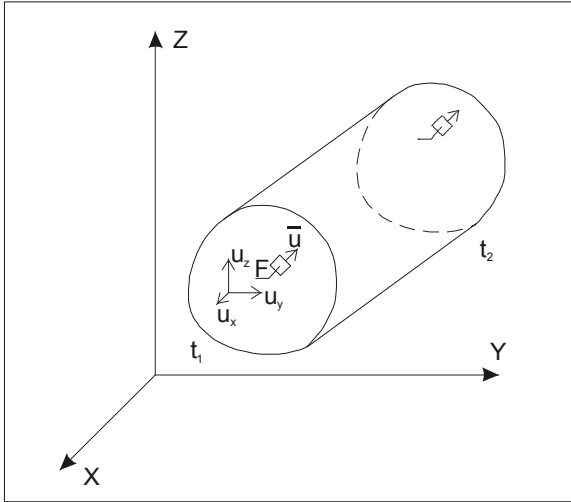
$$\iiint_F \rho q(x, y, z, t) dF = \iiint_F \rho q_F dF \quad (6)$$

-siły powierzchniowe:

$$\iint_W P(x, y, z, t) dW = \iint_W P_w dW \quad (7)$$

-siły bezwładności:

$$\iiint_W \rho \frac{dV}{dt} dW \quad (8)$$



Rys. 1. Ideowe pole prędkości obszaru W
Fig. 1. Speed field of area W

Jednocześnie, zgodnie z zasadą d'Alambert'a zachodzi równowaga sił bezwładności z siłami masowymi i powierzchniowymi, co można zapisać następująco:

$$\iiint_W \rho \frac{dV}{dt} dW = \iiint_F \rho q_F dF + \iint_W P_w dW \quad (9)$$

Rozpatrując szczegółowo równowagę strumienia wiatru w jednorodnym polu prędkości można zapisać:

-składowe wypadkowe z czynnych sił masowych: $q_x dm$, $q_y dm$, $q_z dm$.

-siły powierzchniowe:

$$p_x dydz - \left(p_x + \frac{\partial p_x}{\partial x} dx \right) dydz$$

$$p_y dzdx - \left(p_y + \frac{\partial p_y}{\partial y} dy \right) dzdx$$

$$p_z dx dy - \left(p_z + \frac{\partial p_z}{\partial z} dz \right) dx dy$$

gdzie: p – ciśnienie.

-siły bezwładności: $-\frac{du_x}{dt} dm$, $-\frac{du_y}{dt} dm$, $-\frac{du_z}{dt} dm$

gdzie: u – prędkość ośrodka.

W przypadku ruchu ustalonego siły te pozostaną w równowadze, co po uwzględnieniu, że wartości $dm = \rho(dx \cdot dy \cdot dz)$, a wartość średnia wynosi:

$$\frac{p_x + p_y + p_z}{3} = p, \text{ pozwala zapisać:}$$

$$q_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{du_x}{dt} \quad (10)$$

$$q_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{du_y}{dt} \quad (11)$$

$$q_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{du_z}{dt} \quad (12)$$

względnie:

$$-g \frac{\partial}{\partial x} \left(h + \frac{p}{\gamma} \right) = \frac{du_x}{dt} \quad (13)$$

$$-g \frac{\partial}{\partial y} \left(h + \frac{p}{\gamma} \right) = \frac{du_y}{dt} \quad (14)$$

$$-g \frac{\partial}{\partial z} \left(h + \frac{p}{\gamma} \right) = \frac{du_z}{dt} \quad (15)$$

gdzie: ρ – gęstość ośrodka,
 g – przyspieszenie ziemskie,
 γ – ciężar właściwy.

Po wprowadzeniu pochodnej cząstkowej po prawej stronie równań (13), (14) i (15) otrzymuje się:

$$-g \frac{\partial}{\partial x} \left(h + \frac{p}{\gamma} \right) = \frac{\partial u_x}{dt} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} \quad (16)$$

$$-g \frac{\partial}{\partial y} \left(h + \frac{p}{\gamma} \right) = \frac{\partial u_y}{dt} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} \quad (17)$$

$$-g \frac{\partial}{\partial z} \left(h + \frac{p}{\gamma} \right) = \frac{\partial u_z}{dt} + u_x \frac{\partial u_z}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (18)$$

Sprowadzając rozpatrywane zagadnienie do płaskiego układu współrzędnych, wygodnego do rozwiązywania zadań technicznych, z równań (16), (17) i (18) uzyskuje się postać uproszczoną:

$$-g \frac{\partial}{\partial x} \left(h + \frac{p}{\gamma} \right) = u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} \quad (19)$$

$$-g \frac{\partial}{\partial y} \left(h + \frac{p}{\gamma} \right) = u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} \quad (20)$$

Równania (19) i (20) pozwalają na rozpatrywanie zagadnienia opisu zmiany profilu wiatru nad powierzchnią terenu do działania wypadkowej tylko dwóch sił, a mianowicie -wypadkowej sił czynnych i siły oporu ruchu.

3. TŁUMIENIE STRUMIENIA WIATRU Z UWZGLĘDNIENIEM SIŁ CZYNNYCH

Siły czynne, opisane równaniami (19) i (20), związane są z siłą ciężkości i siłą wynikającą z różnicy ciśnień.

Rozpatrując jednostkowy element atmosfery o przekroju $b \cdot h_g$ (rys. 2) – gdzie b jest szerokością przestrzeni strumienia pomiędzy dwoma profilami położonymi na wysokości h_1 i h_2 w odległości l , siłę ciężkości można zapisać wyrażeniem:

$$G_a = b \cdot h_g \cdot l \cdot \gamma \cdot \sin \alpha = b \cdot h_g \cdot l \cdot \gamma \cdot \frac{h_1 - h_2}{l}$$

Siła wypadkowa, będąca wynikiem różnicy ciśnień, dla tego elementu wyniesie:

$$P_a = b \cdot h_g (p_1 - p_2)$$

Całkowita siła: $R_a = G_a + P_a$, a więc:

$$R_a = b \cdot h_g \cdot l \cdot \gamma \left(\frac{h_1 - h_2}{l} \right) + b \cdot h_g (p_1 - p_2) \quad (21)$$

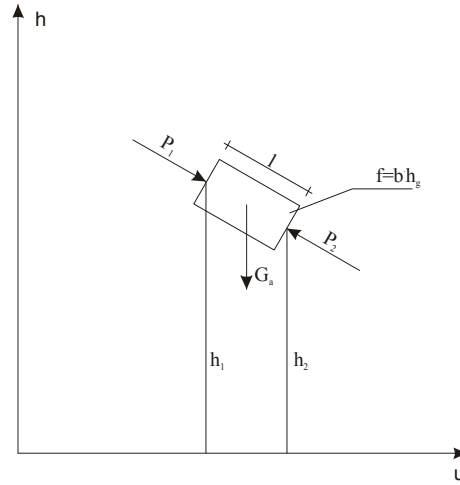
a po uproszczeniu:

$$R_a = \varphi \cdot b \cdot h_g \cdot l \cdot \gamma \quad (21a)$$

gdzie: $\varphi = \frac{1}{l} \left[\left(h_1 + \frac{p_1}{\gamma} \right) - \left(h_2 + \frac{p_2}{\gamma} \right) \right]$

Jednocześnie przy braku turbulencji, siłę oporu ośrodka, opierając się na elementarnym prawie Newtona, można wyrazić zależnością:

$$F_a = -\eta \cdot b \cdot l \frac{du}{dh_g} \quad (22)$$



Rys.2. Model działania sił na element atmosfery podczas przemieszczania w jednorodnym polu prędkości

Fig. 2. Model of forces acting on air components moving in a homogenous speed field

Ostatecznie równowagę sił działających na element atmosfery będzie więc określać równanie: $R_a - F_a = 0$, a więc:

$$\varphi \cdot b \cdot h_g \cdot l \cdot \gamma + \eta \cdot b \cdot l \frac{du}{dh_g} = 0 \quad (23)$$

gdzie: η – lepkość dynamiczna mas powietrza atmosferycznego

Ponieważ $\frac{\eta}{\rho} = \nu$ jest lepkością kinematyczną i $g = \frac{\gamma}{\rho}$, to równanie (23) można zapisać następująco:

$$\varphi \cdot b \cdot h_g \cdot l \cdot g + \nu \cdot b \cdot l \frac{du}{dh_g} = 0$$

Po rozdzieleniu zmiennych i uproszczeniu:

$$du = -\varphi \frac{g}{\nu} h_g dh_g \quad (24)$$

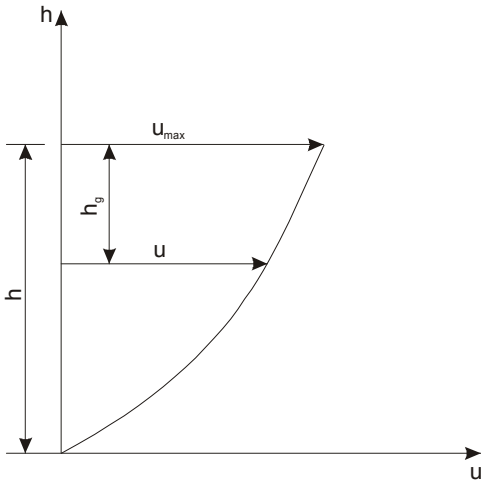
Całkując równanie (24) otrzymuje się:

$$u = -\varphi \frac{g}{\nu} \int h_g dh_g \text{ a następnie } u = -\varphi \frac{g}{2\nu} h_g^2 + C$$

Z warunków brzegowych wynika, że: dla $h_g = h$, $u = 0$ a zatem: $C = \varphi \frac{g}{2\nu} h^2$ i ostatecznie:

$$u = \varphi \frac{g}{2\nu} (h^2 - h_g^2) \quad (25)$$

Rozpatrywany model profilu wiatru ilustruje rysunek 3.



Rys.3. Pionowy profil prędkości wiatru
Fig. 3. Vertical profile of the wind speed

4. WPŁYW LEPKOŚCI DYNAMICZNEJ NA PROFIL WIATRU

W równaniu (22) lepkość dynamiczna η jest funkcją temperatury i ciśnienia i jest ona w sensie fizycznym proporcjonalna do naprężeń stycznych (τ) ośrodka:

$$\eta = \bar{k}\tau \quad (26)$$

W prostokątnym układzie współrzędnych, η opisywana jest dla gazów linią prostą. W warunkach w których zmieniają się zarówno parametry temperatury jak i ciśnienia oraz gęstość ośrodka, co wywołuje typowe zjawiska meteorologiczne, parametr lepkości dynamicznej ośrodka może ulegać zakłóceniom. Ponieważ z podstawowej definicji (newtonowskiej) wartość lepkości wynika ze stosunku naprężeń stycznych τ do szybkości ścinania, co wynika pośrednio również z równowagi (26), dlatego można stwierdzić, że w określonych zmiennych warunkach meteorologicznych szybkość ścinania w tak specyficznym ośrodku jakim jest atmosfera może się również zmieniać w czasie, a więc:

$$\frac{1}{k} = f(t)$$

Można zatem dalej twierdzić, że dla tego przypadku może być wykorzystana empiryczna zależność funkcjonalna tzw. prawo wykładnicze Oswalda i Reinera [4] w postaci:

$$\tau = \bar{k}\left(\frac{1}{k}\right)^n \quad (27)$$

Wykorzystując równanie (26) i (27) można więc stwierdzić, że:

$$\eta = \bar{k}\left(\frac{1}{k}\right)^{(n-1)} \quad (28)$$

gdzie \bar{k} i n są stałymi charakteryzującymi stan ośrodka – atmosfery. Parametr n może przyjmować wartości mniejsze bądź większe od jedności; wartość stałej \bar{k} określa lepkość pozorną.

Na charakter opisu profilu wiatru w formie empirycznej zależności potęgowej, względnie wykładniczej, istotny wpływ mają również relacje zmiany ciśnienia i gęstości zachodzące w warunkach izotermicznych i adiabatycznych. Pomiedzy ciśnieniem i gęstością w warunkach izotermicznych istnieje, jak wiadomo, związek:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_1}{\rho_1} \quad (29)$$

a w warunkach adiabatycznych:

$$\frac{p}{\rho_1} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \quad (30)$$

gdzie: κ jest wykładnikiem adiadyty.

Wykorzystując następnie, dla ostatniego przypadku twierdzenie D.Bernouiego i zasadę d'Alembert'a dla przemieszczających się mas powietrza, równanie energii dla jednostki masy będzie następujące:

$$g dh + \frac{dp}{\rho} + u du = 0 \quad (31)$$

Całkując powyższe równanie pomiędzy dwoma profilami „ h_1 ” i „ h_2 ” otrzymuje się kolejno:

$$h_1 + \frac{u_1^2}{2g} = h_2 + \frac{1}{g} \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{\rho} + \frac{u_2^2}{2g} \quad (32)$$

$$\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{\rho} = \frac{p_1}{\rho_1} \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = \frac{p_1}{\rho_1} \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \quad (33)$$

$$h_1 + \frac{u_1^2}{2g} = h_2 + \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma_1} \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \quad (34)$$

Dla przypadku przemian adiabatycznych:

$$\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{\rho} = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_1}{\rho_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \quad (35)$$

$$h_1 - h_2 + \frac{u_1^2}{2g} - \frac{u_2^2}{2g} = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_1}{\gamma_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \quad (36)$$

w przypadku gdy $h_1 = h_2$

$$\frac{u_1^2}{2g} - \frac{u_2^2}{2g} = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_1}{\gamma_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \quad (37)$$

W formie uproszczonej – empirycznej, równanie (37) można więc zapisać w postaci:

$$H_1 = A \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^n - B \quad (38)$$

gdzie: $H_1 = \frac{u_1^2}{2g}$, $A = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_1}{\gamma_1}$, $n = \frac{\kappa}{\kappa-1}$,

$$B = A - H_2, \quad H_2 = \frac{u_2^2}{2g}$$

Podobnie równanie (34) w uproszczonej formie można zapisać następująco:

$$H_1' = A_1 \ln \frac{p_2}{p_1} + H_2' \quad (39)$$

gdzie: $A_1 = \frac{p_1}{\gamma_1}$, $H_1' = h_1 + \frac{u_1^2}{2g}$, $H_2' = h_2 + \frac{u_2^2}{2g}$

$$H_1' - H_2' = A_1 \ln \frac{p_2}{p_1}; \quad \frac{p_2}{p_1} = e^{\frac{H_1' - H_2'}{A_1}} \quad (40)$$

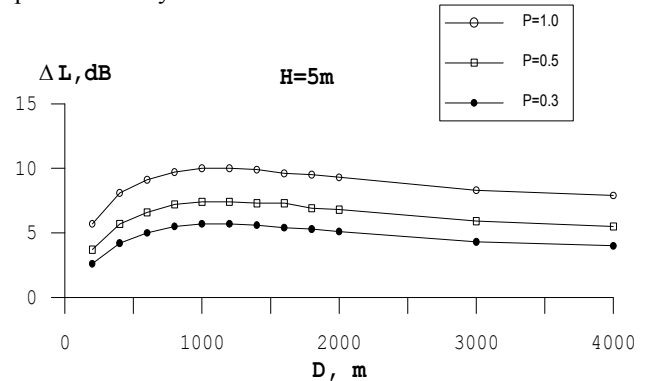
Przedstawione formy uproszczonych równań (38) i (39) nawiązują do interpretacyjnych zależności empirycznych uzyskanych z aproksymacji matematycznych wyników badań na drodze obliczeń symulacyjnych [1]. W badaniach poznawczych – wykorzystywanych również dla celów inżynierskich, ustalenie zależności ogólnych może być przydatne do konkretnych aplikacji technicznych.

5. WPLYW POŁOŻENIA PUNKTU OBSERWACJI NA POZIOM ŻWIĘKU

Prowadzone badania symulacyjne [1] miały na celu ustalenie wzajemnej zależności pomiędzy wzrostem poziomu hałasu wywołanym korzystnymi warunkami meteorologicznymi, wyrażonymi parametrem P [3], a położeniem

punktu obserwacji w stosunku do źródła liniowego hałasu

. Dla wybranej wysokości położenia punktu odbioru zlokalizowanego w pobliżu elewacji budynku na wysokości 5m (co odpowiada położeniu w połowie I-ego piętra) wpływ warunków meteorologicznych w długich okresach czasu przedstawia rys.4.



Rys. 4. Wpływ odległości źródła na przyrost hałasu w długich okresach czasu dla $H=5m$

Fig. 4. Influence of the source distance on the long-term noise increase for $H=5m$

5.1. Wpływ wysokości położenia punktu odbioru

Zmiana parametrów meteorologicznych wywołuje zmiany prędkości rozchodzenia się dźwięku w środowisku. Pionowy profil prędkości dźwięku jest efektem sumowania się wpływów aerodynamicznych oraz termicznych na wartość prędkości. W warunkach jednorodnych można przyjąć, że propagacja dźwięku jest liniowa, natomiast w warunkach korzystnych dla propagacji zmienia się wraz z wysokością w sposób wykładniczy – wpływ efektów cieplnych oraz krzywoliniowy, zbliżony do wykładniczego – wpływ wiatru (38).

W pierwszym przypadku zmiany poziomu dźwięku mogą być opisane funkcją w postaci [1]:

$$d(\Delta L) = \left[f(H)^n \right] df(H) \quad (41)$$

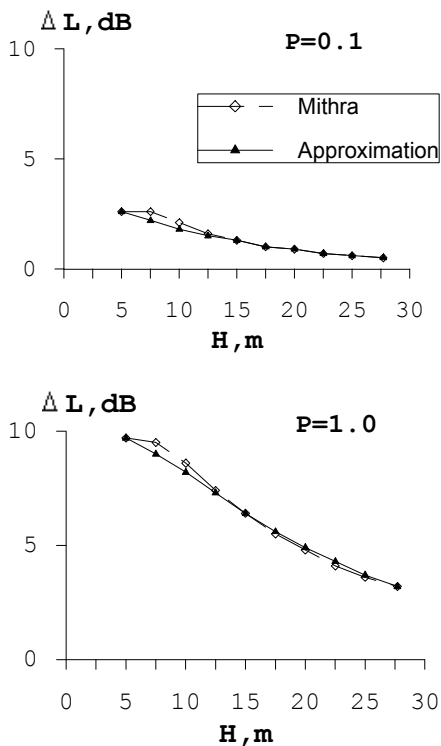
a dla wpływu wiatru:

$$d(\Delta L) = e^{f(H)} f'(H) dH \quad (42)$$

Oddziaływanie sumaryczne obu czynników opisane równaniami powyżej, prowadzi do zależności ogólnej:

$$\Delta L = KH^n e^{aH} \quad (43)$$

Przykładowe krzywe zmian wpływów meteorologicznych na poziom dźwięku na różnych wysokościach, ustalone metodą symulacyjną oraz z wykorzystaniem zależności (43) przedstawiają wykresy na rysunku 5.



Rys.5 Wpływ wysokości położenia punktu obserwacji na wzrost hałasu w długim okresie czasu dla odległości od źródła 800m
Fig.5 Influence of the receiver point height on the noise increase caused by meteorological influence for sound distance 800m

Ustalenie parametrów równania (43) dla różnych odległości od źródła hałasu przeprowadzono metodą analityczną, poprzez linearyzację wyników obliczeń symulacyjnych w układzie współrzędnych: $\lg(H_{n-1} - H_n)$; $\lg(\Delta L_{n-1} - \Delta L_n)$.

Zgodność wyników obliczeń symulacyjnych z wynikami obliczeń według przyjętego modelu matematycznego dla zależności $\Delta L=f(H)$ cechuje wysoki współczynnik korelacji mieszczący się w przedziale 0,96 - 0,99.

5.2. Wpływ odległości punktu odbioru od źródła

Rozpatrując wpływ odległości źródła na wzrost poziomu hałasu w długich okresach czasu w pobliżu elewacji, należy uwzględnić jego zmienność od parametru P tj. częstotliwości pojawiania się warunków korzystnych. Dla zakresu odległości od 200m do 1200m przyrost hałasu na elewacji ΔL opisać można, z dużą i wystarczającą dla oceny technicznej dokładnością, z zależności:

$$\Delta L = A \ln D - B \text{ lub } D = e^{\frac{\Delta L + B}{A}} \quad (44)$$

Zarówno stała A jak i B są powiązane w sposób funkcyjny z parametrem P. Stała B przyjmuje wartości ujemne i stanowi poziom odniesienia dla wartości ΔL . Z kształtowania się wartości parametru A i B wynika, że są one funkcyjnie powiązane zależnością potęgową z parametrem P.

Zależność tę można zapisać w formie ogólnej jako:

$$A = kP^K \quad B = k'P^{K'} \quad (45)$$

Dla ustalonych wartości A i B z równania (44) i po zlinearyzowaniu, przez logarytmowanie równań (45), można ustalić parametry stałe k i k' oraz K i K' występujące w tych zależnościach. Dla analizowanych wartości $\Delta L=f(D)$ uzyskano wysoki współczynnik korelacji mieszczący się w przedziale od 0.97 do 0.99.

6. PODSUMOWANIE

Przeprowadzone badania, w formie obliczeń numerycznych, doprowadziły do ustalenia wzajemnych powiązań pomiędzy geometrią układu: źródło - punkt odbioru i wpływami meteorologicznymi, a poziomem hałasu. Taki sposób prowadzenia analizy umożliwia również jej wymierne zastosowanie praktyczne. Korzystając z niej możliwe staje się ustalanie na etapie projektowania, odpowiedniego z punktu widzenia komfortu akustycznego, położenia liniowych źródeł hałasu, typu dróg, w stosunku do obiektów i obszarów chronionych takich, jak zabudowa mieszkaniowa lub parki i rezerwy przyrody.

Literatura:

- [1] Lebiedowska B. *Parameters of noise propagation outdoors*. Akademia Humanistyczna im.A.Gieysztor, Pułtusk, 2007.
- [2] Panofsky H.A., Dutton J.A. 1984. *Atmospheric Turbulence - Models and Methods for Engineering Applications*. John Wiley&Sons Inc.
- [3] Praca zbiorowa. *Bruit des infrastructures routieres: méthode de calcul incluant les effets météorologiques*. NMPB-routes 96. CERTU, CSTB, LCPC, SETRA, 1997.
- [4] Reiner M. 1960. *Deformation, strain and flow*. H. K. Lewis, London.

THE INFLUENCE OF AERODYNAMICAL PARAMETERS ON THE SOUND SPEED PROFILE

SUMMARY: Vertical profile of the wind speed is one of the most important parameters which have influence on the sound celerity and finally on the noise level. The analysis of this factor in the dependence of the receiver points positions is presented in this paper.