

**МОДЕЛЮВАННЯ РЕФРАКЦІЇ ПРИ ПОШИРЕННІ ЗВУКУ НА ВІДКРИТОМУ ПОВІТРІ****О. І. Запорожець**

Національний авіаційний університет  
просп. Комарова, 1, м. Київ, 03058, Україна. E-mail: zap@nau.edu.ua

**Л. О. Левченко**

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»  
просп. Перемоги, 37, м. Київ, 03056, Україна. E-mail: larlevch@ukr.net

Проведено дослідження щодо впливу рефракції звукових променів на відкритому повітрі в залежності від метеорологічних умов в районі аеропорту. Визначено чинники поширення звуку на відкритому повітрі. Встановлено, що у сучасній методології розрахунку контурів авіаційного шуму не враховуються ефекти розповсюдження акустичних хвиль у приземному шарі атмосфери. Проаналізовано підходи щодо трасування звукових променів. Запропоновано використання евристичної модифікації моделі трасування звукових променів, яка передбачає, що вертикальні профілі реальних швидкостей звуку у багатьох випадках можуть бути наближені до лінійного профілю швидкості звуку. Запропоновано удосконалення загальної моделі поширення авіаційного шуму з урахуванням ефекту рефракції, який дозволяє врахувати атмосферні умови, а саме, температурний градієнт та градієнт швидкості вітру у вертикальній площині.

**Ключові слова:** рефракція, моделювання, прямі та відбиті промені, трасування, евристична модифікація.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕФРАКЦИИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА НА ОТКРЫТОМ ВОЗДУХЕ****А. И. Запорожец**

Национальный авиационный университет  
просп. Комарова, 1, г. Киев, 03058, Украина. E-mail: zap@nau.edu.ua

**Л. А. Левченко**

Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского»  
просп. Победы, 37, г. Киев, 03056, Украина. E-mail: larlevch@ukr.net

Проведено исследование влияния рефракции звуковых лучей на открытом воздухе в зависимости от метеорологических условий в районе аэропорта. Определены факторы распространения звука на открытом воздухе. Установлено, что в современной методологии расчета контуров авиационного шума не учитываются эффекты распространения акустических волн в приземном слое атмосферы. Проанализированы подходы к трассировке звуковых лучей. Предложено использование эвристической модификации модели трассировки звуковых лучей, которая предусматривает, что вертикальные профили реальных скоростей звука во многих случаях могут быть приближены к линейному профилю скорости звука. Предложено усовершенствование общей модели распространения авиационного шума с учетом эффекта рефракции, который позволяет учесть атмосферные условия, а именно, температурный градиент и градиент скорости ветра в вертикальной плоскости.

**Ключевые слова:** рефракция, моделирование, прямые и отраженные лучи, трассировки, эвристическая модификация.

**АКТУАЛЬНІСТЬ РОБОТИ.** Сучасні дослідження в області акустики на відкритому повітрі значною мірою полягають у виявленні чутливості рівнів звуку до параметрів навколишнього середовища, властивостей ґрунтового покриття, тощо [1]. Погодні умови впливають на рівень звуку, який збільшується зі зростанням температури. Необхідно також враховувати добові та сезонні коливання погодних умов. Звукові хвилі рухаються з постійною швидкістю з урахування напрямку вітру. Тому вітер і температура є важливими входними параметрами при поширенні акустичних хвиль у відкритому повітрі, в тому числі для моделювання рефракції [2, 3].

На відкритому повітрі поширення звуку залежить від багатьох чинників, а саме:

- а) геометрії джерела і типу джерела випромінювання (точкове, лінійне, когерентне, некогерентне);
- б) метеорологічних умов (вітер і температурні коливання, турбулентність атмосфери);
- г) атмосферного поглинання звуку;
- д) типу місцевості і контуру (поглинання і відбиття звуку земною поверхнею);

е) перешкоди розповсюдженню звуку (будівлі, огорожі, рослинність і т.д.).

Акустичні приземні ефекти, які мають місце за певних умов, а саме, наявності градієнта швидкості звуку і температурного градієнту, чинять певний внесок і у моделях поширення звуку ними не можна нехтувати. Між тим у сучасній методології розрахунку контурів шуму, наприклад авіаційного, акустичні приземні ефекти не враховуються.

Метою роботи є моделювання траєкторій поширення звукових хвиль з однією та декількома точками відбиття за умов рефракції для удосконалення загальної моделі розрахунку рівнів авіаційного шуму в районі аеропорту.

**МАТЕРІАЛ І РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ.** Для більшості погодних умов обидва параметри температура і вітер можуть змінюватися в залежності від висоти над рівнем землі, тому і ефективна швидкість звуку також змінюється з висотою. Це призводить до того, що звукові хвилі будуть заломлюватися таким чином, що вони поширюються уздовж криволінійних траєкторій.

Без урахування рефракції можливість застосування моделей поширення звуку є обмеженою. За останні 10-

15 років спостерігається значний прогрес у прогнозуванні поширення звуку у відкритому просторі. Для обчислення звукового поля у складному зовнішньому середовищі були розроблені чисельні моделі, такі як програма швидкого обчислення поля FastField (FFP), метод параболічного рівняння (PE метод) та їх модифікації [5, 6]. Однак ці чисельні методи не можна застосовувати у контексті дослідження фахівцями з проблем шуму, оскільки прямі і відбиті звукові хвилі не розділені у явному вигляді, а чисельні методи вимагають значних обчислювальних ресурсів.

Набагато зручніше використовувати підхід трасування звукових променів [7]. Підхід трасування променів був включений в евристичну модифікацію формули Вейля-Ван дер Поля [8, 9, 10]. У цих роботах показано, що отриманий підхід ґрунтується на першому члені асимптотичного рішення повного хвильового рівняння. Також чисельно було доведено, що рішення трасування променів узгоджується досить добре з іншими чисельними схемами як на коротких [8], так і довгих відстанях [7] до тих пір, поки приймач знаходиться в «освітленій» зоні (не в зоні тіні, яка може бути отримана в умовах такого градієнта швидкості звуку, коли спостерігається заломлення звукового променя вгору від земної поверхні).

У разі заломлення зверху вниз або на великих відстанях зазвичай існує багато відбитих звукових променів і у цьому випадку немає спільного рішення трасування променів. У випадку заломлення вгору на великих відстанях приймач може бути поза межами тіні і згідно теорії випромінювання звук відсутній. У цій ситуації має бути використана або теорія хвиль, або теорія випромінювання хвильових розширень. Однією з них є евристична модифікація [8].

Евристична модифікація передбачає, що профілі багатьох реальних швидкостей звуку можуть бути наближені до профілю лінійної швидкості звуку. Траєкторії прямих і відбитих променів для ідеалізованого випадку профіль лінійної вертикальної швидкості звуку являє собою дуги кіл з радіусом

$$R = \frac{c_0}{\frac{dc}{dz} * \cos \theta},$$

де  $c_0$  – початкова швидкість звуку у земній поверхні;  $dc/dz$  – градієнт вертикальний профілю швидкості звуку, в (м/сек)/м;  $\theta$  – кут звукового променя досліджуваного акустичного джерела з горизонтальною площиною.

В умовах негативного вертикального температурного градієнта або поширення променя звуку проти вітру звукові промені є вигнутими вгору від земної поверхні, на великих відстанях до точки приймача навіть можливе утворення акустичної тіньової зони навколо нього. Якщо профіль швидкості звуку не є лінійним, формується каустика або область фокусування звуку.

Метод трасування звукових променів є високочастотним наближенням моделі поширення хвиль у заломлюючому середовищі. Умовами для

реального трасування променів у необмеженому середовищі є:

$$\lambda_0 n' \ll n^2 \approx 1, \lambda_0 \frac{A'}{A} \ll 1,$$

де  $n$  – показник заломлення;  $n'$  – просторова похідна від показника заломлення;  $\lambda_0$  – довжина хвилі;  $A$  – амплітуда хвилі.

Іншими словами, швидкість звуку і амплітуда хвилі не можуть істотно змінюватися в діапазоні довжини хвилі. Для профілів швидкості звуку у вище зазначених випадках  $\lambda_0 n' \approx 10$  для 10 Гц і  $10^{-3}$  для 100 Гц, тобто критерій є задовільним для 100 Гц, але може бути несуттєвим для 10 Гц.

Для однорідного випадку повне звукове поле формується за рахунок прямих і відбитих променів відповідно до рівняння:

$$\varphi = \frac{\exp(ikR)}{4\pi R} + \{R(\theta) + (1 - R(\theta)F(p_e))\} \frac{\exp(ikR')}{4\pi R'},$$

де  $\frac{\exp(ikR)}{4\pi R}$  – акустичне поле прямих променів;

$\{R(\theta) + (1 - R(\theta)F(p_e))\} \frac{\exp(ikR')}{4\pi R'}$  – акустичне поле

відбитих променів;  $R$  – довжина прямого променя;  $R'$  – довжина відбитого променя;  $k$  – хвильове число, яке дорівнює  $2\pi f/c$ , де  $f$  – частота звуку,  $c$  – швидкість звуку,  $\theta$  – кут відбиття звуку;  $R(\theta)$  – коефіцієнт відбиття сферичної хвилі від поверхні,

$$R(\theta) = R_p + (1 - R_p) * F(p_e),$$

де  $R_p$  – коефіцієнт відбиття від поверхні землі для плоскої звукової хвилі,  $R_p = \frac{\beta - \cos \theta}{\beta + \cos \theta}$ ,

$F(p_e)$  – комплексна функція, що враховує взаємодію сферичної хвилі з поверхнею, яка має кінцевий імпеданс,

$$F(p_e) = 1 + i \sqrt{p_e} * \exp(-p_e) * \exp(-ip_e);$$

$$p_e = \sqrt{ikR/2} * [\beta + \cos \theta],$$

$\beta = 2\pi * \sqrt{1 + (\Delta f / 2f)^2}$ , де  $\Delta f$  – ширина частотної смуги,  $f$  – центральна частота смуги.

Ефект інтерференції для прямих та відбитих променів є результатом різниці їх фаз:  $k(R - R')$ .

Оскільки хвильове число не є постійним уздовж променів для неоднорідного середовища через швидкість звуку, яка змінюється в залежності від висоти, у цьому випадку різниця у часі розповсюдження хвилі ( $\tau - \tau'$ ) розглядається у евристичній модифікації як один з найважливіших ефектів, що впливає на результуюче звукове поле (рівень звуку) в точці розміщення приймача звуку.

Наступним припущенням щодо використання евристичного підходу полягає у тому, що існує багато звукових променів у заломлюючій атмосфері поблизу імпедансної поверхні землі, які можуть відбиватися від поверхні і складатися у точці приймача. Навіть для

коротких відстаней кут падіння відбитого променя і довжини як прямого, так і відбитого променів змінюється у порівнянні з однорідним випадком. Кожен промінь може чинити свій внесок у рівень шуму у точці приймача, включаючи вплив кожного відбиття від земної поверхні уздовж конкретного променя.

За допомогою наступних формул можна обчислити наближено кількість променів  $N$ , які досягають приймача [11]:

$$N = \left( \left[ \frac{d-l_1}{2l} \right] + \left[ \frac{d-l_2}{2l} \right] \right) + 2,$$

$$l_1 = \sqrt{(h_r + a^{-1})^2 - (h_s + a^{-1})^2},$$

$$l = \sqrt{h_r^2 + 2h_r/a}, \quad l_2 = 2l - l_1,$$

де  $[x]$  це ціла частина  $x$ ,  $d$  - відстань поширення,  $h_s$  - висота джерела звуку,  $h_r$  - висота приймача звуку,  $a$  - градієнт швидкості звуку за умови лінійного профілю швидкості звуку атмосфери,  $l_1$  - довжина шляху прямого променя,  $l_2$  - довжина шляху відбитого променя.

Промені для лінійного профілю швидкості звуку у навколишньому середовищі можуть бути поділені у різні послідовності, де всі промені, що належать одній і тій же послідовності, мають однакову кількість наземних відбиттів. Для всіх, крім першої послідовності, у кожній послідовності буде чотири променя. Послідовність, якій належить промінь, може бути обчислена за її номером, використовуючи наступну формулу:

$$n = \left[ \frac{N-1}{4} \right] + 1. \quad (1)$$

Для кожної послідовності променів є два променя з такою максимальною кількістю точок, як кількість наземних відбиттів. Для того, щоб позбутися від нескінченності і зменшити необхідний час обчислень, ще простіша модель може бути отримана з використанням наступних рівнянь:

$$N_t = \frac{2d - l_1 - l_2}{l},$$

$$N = N_t \quad \text{якщо} \quad N_t \geq 2;$$

$$N = 2 \quad \text{якщо} \quad N_t < 2.$$

Параметри відбитих променів визначаються за алгоритмом, наведеним у [12]. Особливість алгоритму полягає у наступному.

Ширина каустики після  $N$  відбиттів визначається за формулою:

$$\delta = \sqrt[3]{4N} * \frac{H}{\psi_G},$$

де  $H$  - товщина шару розповсюдження звукової хвилі,

$\psi_G$  - кут ковзання відбиття (протилежний куту падіння звукового променя).

Товщина шару розповсюдження звукової хвилі є параметром дифракції звуку для випадку повного

аналізу розповсюдження хвилі вгору і вниз, тобто для рефракції звуку в умовах лінійного градієнта швидкості звуку і обчислюється:

$$H = \sqrt[3]{2ak^2},$$

де  $k$  - хвильове число,

$a$  - градієнт швидкості звуку.

$$a = \frac{1}{c(0)} \frac{dc}{dz} = \frac{1}{R_c},$$

де  $R_c$  - радіус кривизни променя.

Відстань між відбиттями і максимальною висотою для променя, запущеного під кутом ковзання  $\psi_G$  можна обчислити геометрично, оскільки траєкторії променів для лінійних градієнтів температури або швидкості вітру є дуги кіл (рис. 1). Дистанція між відбиттями променя від обмежуючої поверхні обчислюється:

$$\Delta = \frac{2tg\psi_G}{a}. \quad (2)$$

Хідака [13] також заявив, що для лінійних градієнтів швидкості звуку акустичні промені є дугами кола, радіус якого  $R_c$  може бути визначений за формулою:

$$R_c = \frac{1}{a \cos\psi_G},$$

де  $\psi_G$  - кут ковзання, який обчислюється як

$$\psi_G = \arctg \left[ \frac{aD}{2} + \frac{z_R(2 + az_R)}{2D} \right].$$

Центр дуги розташований в горизонтальній площині на висоті (чи за протилежних умов - на глибині)  $z_c = -1/a$ .

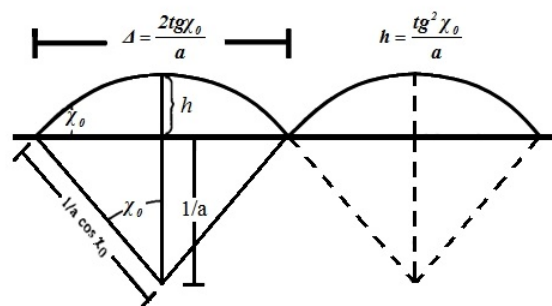


Рисунок 1– Геометрія розповсюдження акустичних променів в атмосфері з лінійним градієнтом швидкості звуку

Таким чином, для джерела, яке розташовано на землі, якщо приймач знаходиться перед вершиною дуги променя (рис. 2), довжина вигнутого променя  $r(z_R)$  і час поширення звуку уздовж такого променя  $\tau(z_R)$  можуть бути обчислені з таких виразів:

$$r(z_R) = \frac{1}{a \cos\psi_G} \left[ \arcsin\{(1 + az_R) \cos\psi_G\} - \frac{\pi}{2} + \psi_G \right] \quad (3)$$

$$\tau(z_R) = \frac{1}{2ac_G} \log \left[ \frac{f(0)}{f(z_R)} \right], \quad (4)$$

де  $c_G$ - швидкість звуку у джерелі (тут дорівнює  $c_0$ ), а  $f(z)$  обчислюється як:

$$f(z) = \frac{1 + \sqrt{1 - (1 + az)^2 \cos^2 \psi_G}}{1 - \sqrt{1 - (1 + az)^2 \cos^2 \psi_G}} \quad (5)$$

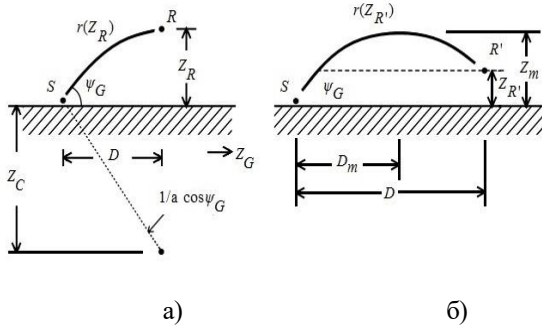


Рисунок 2 – Кривизна променя для позитивного градієнта швидкості звуку; а) приймач перед вершиною викривленого променя, б) приймач за вершиною викривленого променя (кут  $\psi_G$  такий же, як кут  $\chi_0$  на рис. 1)

Коли звуковий промінь досягає своєї вершини (кривизни), дві точки ( $z_R$  та  $z_{R'}$ ) можуть розташовуватися на тій же висоті. Однак рівняння (2) і (5) не можуть бути безпосередньо використані для отримання параметрів дуги кола, пов'язаного з  $z_R$ . Відповідно повинні застосовуватися такі формули [16]:

$$\begin{aligned} r(z'_R) &= 2r(z_m) - r(z_R) \\ \tau(z'_R) &= 2\tau(z_m) - \tau(z_R) \end{aligned} \quad (6)$$

До цього часу ми виходили з припущення, що джерело розташовано на землі і що висота приймача  $z_R$  була більшою, ніж висота джерела  $z_S$ .

У зворотному випадку, коли приймач розташований на землі, необхідно  $z_S$  змінити на  $z_R$  в попередніх рівняннях. У більш загальному випадку, коли ні джерело, ні приймач не розташовані на землі, загальна відстань і час поширення відбитого променя можуть бути отримані шляхом застосування до базової площини зсуву, якій дорівнює мінімальній висоті  $z_R$  або  $z_S$ .

Коли градієнт швидкості є великим або коли приймач знаходиться далеко від джерела, спостерігається більш одного відбиття звукового променя від земної поверхні (рис. 3).

Координата першого відбиття  $x$  визначається на основі розв'язання наступного поліноміального рівняння четвертого порядку [17]:

$$\begin{aligned} n(n+1)x^4 - (2n+1)Dx^3 + [b_R^2 + (2n^2-1)b_S^2 + D^2]x^2 - (2n-1)b_S^2 Dx + n(n-1)b_S^4 &= 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{де } b_i^2 &= z_i(2 + az_i)/a, \quad i=R \text{ або } S, \\ D &= D_S + D_R + 2(n-1)D_m, \\ n &\text{ - порядок відбиття, як в (1).} \end{aligned}$$

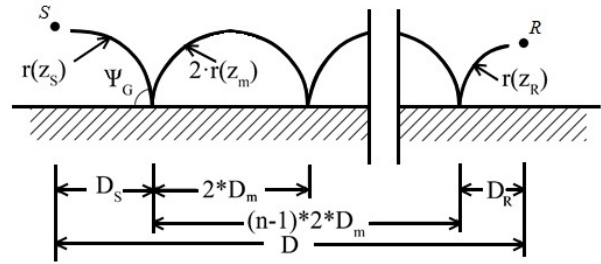


Рисунок 3 – Багаторазові відбиття звукового променя від земної поверхні

Для кожного додаткового відбиття геометричні і часові параметри можуть бути отримані у такий спосіб:

$$\begin{aligned} r_i &= 2(n-1)r(z_m) + r(z_R) + r(z_S), \\ \tau_i &= 2(n-1)\tau(z_m) + \tau(z_R) + \tau(z_S). \end{aligned}$$

Значення  $r_i$  і  $\tau_i$  обчислюється за формулами (3) та (4) для променів, що поширюються тільки вгору, а за формулами (6) - для променів у протилежному випадку.

У випадку коли приймач переміщується ближче до землі і чим далі від джерела, або коли збільшується градієнт швидкості звуку, це означає, що повинні бути розглянуті додаткові відбиті промені. Для  $n=2$  можуть з'явитися два додаткових відбитих промені, для  $n>2$  - може з'явитися при кожному  $n$  чотири додаткових відбитих промені.

На рис. 4 наведено промені з однією точкою відбиття для висоти джерела  $h_s=1,0$  м, висоти приймача  $h_r=1,0$  м та відстані  $R_0=160,00$  м [11]. На рис. 5 наведено промені з двома точками відбиття для висоти джерела  $h_s=1,0$  м, висоти приймача  $h_r=1,0$  м та відстані  $R_0=190,00$  м [11].

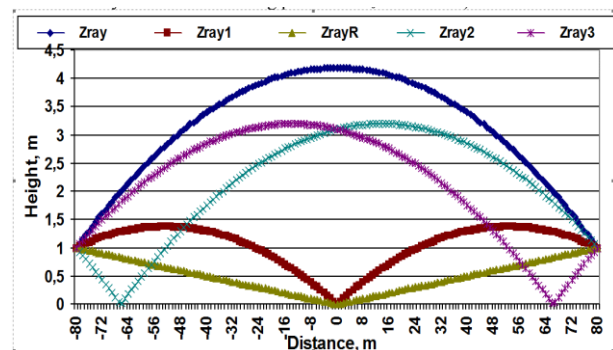


Рисунок 4 – Звукові промені з однією точкою відбиття: ZrayR - відбитий промінь для однорідного випадку; Zray - прямий промінь для умов рефракції, Zray1, Zray2, Zray3 - відбиті промені для випадку рефракції ( $a=0,001 \text{ м}^{-1}$ )

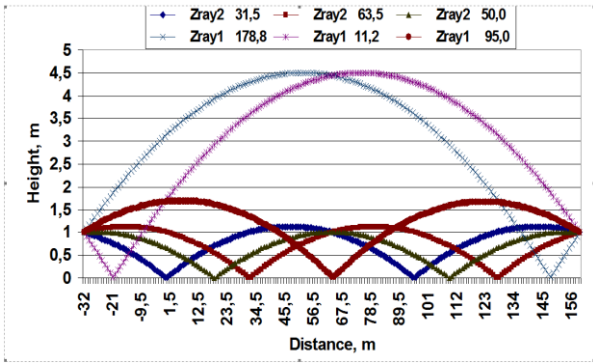


Рисунок 5 – Траєкторії звуку з двома точками відбиття: ZrayR - відбитий промінь для однорідного випадку; Zray1 - відбиті промені з двома точками відбиття; Zray2 - відбиті промені з двома точками відбиття, x-координата точки визначаються в метрах від джерела (градієнт швидкості звуку  $a=0,001\text{ м}^{-1}$ )

У табл. 1 наведено характерні відстані і кути падіння для заломлених променів.

Таблиця 1 – Характерні відстані і кути ковзання для вигнутих променів

Номер променя	Точка відбиття, м	$R_1$ , м	$R_2$ , м	Кут ковзання, град.
1	95,0	190,28	190,08	86,7
2	11,2	190,28	190,28	84,6
3	178,8	190,28	190,28	84,6
4	50,0	190,28	190,06	87,4
5	13,5	190,28	190,26	85,3
6	63,5	190,28	190,07	87,3

На рис. 6 наведено додаткове загасання при поширенні звуку з рефракцією, номер променя відповідає номеру променя у табл. 1.

$$p^2 = \frac{\rho c W}{4\pi} \left\{ \sum_{i=1}^N \frac{R_i^{2n} \alpha_i^2}{r_i^2} + 2 \sum_{i=2}^N \sum_{j=1}^{i-1} \frac{R_i^n \alpha_i R_j^n \alpha_j}{r_i r_j} \cos \Theta_{ij} \right\} \text{ з } \Theta_{ij} = \omega(\tau_j - \tau_i) + \text{Arg} \left( \frac{R_j^{n_j}}{R_i^{n_i}} \right),$$

$N$  – загальна кількість можливих акустичних променів.

Таке різноманіття можливих акустичних хвиль між джерелом і приймачем викликає фокусування звукової енергії в деяких місцях, де рівень звуку значно підвищується.

Модель звукового впливу рефракції аналізується шляхом порівняння з даними вимірювань, отриманими Паркін і Скоулз [18].

Розглядаються два випадки відстаней 347,47 м (рис. 7) і 615,7 м (рис. 8) від джерела до приймача для порівняння даних вимірювання [18] і розрахункових результатів для умов градієнта температури. Для обох відстаней передбачається, що зона тіні для точки приймача відсутня (підтверджується розрахунком), це означає, що точка приймача знаходиться у зоні освітлення. Для великих відстаней, понад 615,7 м, тіньова зона охоплює точку приймача і відповідну модель поширення звуку необхідно використовувати для розрахунку в таких випадках.

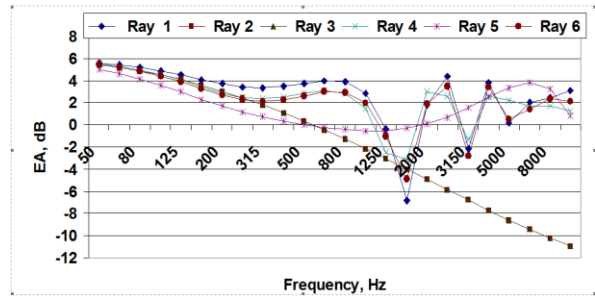


Рисунок 6 – Додаткове загасання звуку при поширенні в атмосфері з рефракцією

Розрахунок звукового тиску  $p$  в приймачі може бути отриманий шляхом підсумовування внесків різних прямих і відбитих променів, використовуючи як для кожного променя формулу для звичайного сферичного джерела, де добуток  $kr_i$  змінюється для його виразу, як функція поширення часу ( $\tau = ar_i/c = kr_i$ ):

$$p(i) = \sqrt{\frac{\rho c W}{4\pi}} \frac{R_i^n \alpha_i \exp(-j\omega\tau_i)}{r_i},$$

де  $n$  означає кількість відбиттів від земної поверхні,  $i$  – порядковий номер променя, що розглядається,  $\rho$  – густина повітря,  $c$  – швидкість звуку,  $W$  – густина енергії звукової хвилі,  $\alpha_i$  – коефіцієнт поглинання звуку в атмосфері, пов'язаного з  $i$ -им променем.

Коефіцієнт відбиття  $R_i$  змінюється в залежності від кута падіння  $\theta$  і є функцією шляху розповсюдження звукової хвилі  $R_i = R(\psi_G(i))$ . Після декількох обчислень:

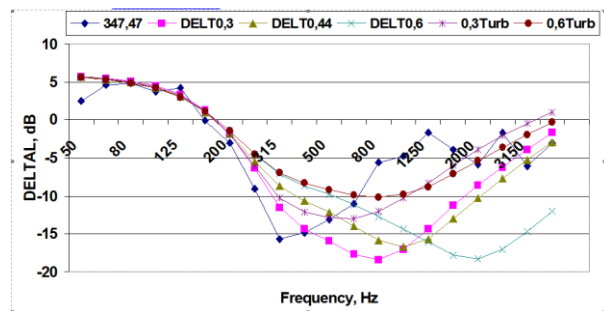


Рисунок 7 – Третинно-октавні спектри для ослаблення шуму на відстані 347,47 м для різниці температур між висотами 1,22 м і 12,2 м, дорівнює  $-0,3^{\circ}\text{C}$  (DELTA0,3),  $-0,44^{\circ}\text{C}$  (DELTA0,44),  $-0,6^{\circ}\text{C}$  (DELTA0,6) відповідно. Лінії 0,3Turb і 0,6Turb представляють випадки, розраховані з ефектами атмосферної турбулентності, які визначаються показником турбулентності, що дорівнює  $2 \cdot 10^{-6}$  і для різниці температур (між висотою 1,22 м і 12,2 м)  $-0,3^{\circ}\text{C}$  і  $-0,6^{\circ}\text{C}$  відповідно

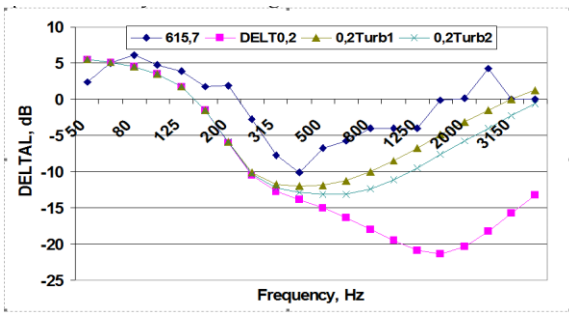


Рисунок 8 – Третино-октавні спектри ослаблення шуму на відстані 615,7 м для різниці температур між висотами 1,22 м і 12,2 м, що дорівнює  $-0,2^{\circ}\text{C}$  (DELTO,2). Лінії 0,2Turb1 і 0,2Turb2 відповідають ефектам атмосферної турбулентності з показником турбулентності відповідно  $2 \cdot 10^{-6}$  (0,2Turb1),  $1 \cdot 10^{-6}$  (0,2Turb2)

На відстані 347,47 м між висотами 1,22 м і 12,2 м різниця температур становить  $-0,3^{\circ}\text{C}$  і варіація показника турбулентності дорівнює  $2 \cdot 10^{-6}$ . Все це відповідає експериментальним даним Паркіна і Скоулза. На відстані 615,7 м для різниці температур  $-0,2^{\circ}\text{C}$  і для значення показника турбулентності  $2 \cdot 10^{-6}$  спостерігається краща відповідність.

Для дослідження впливу стану атмосферної температурної інверсії від джерела до приймача використовуються експериментальні дані Паркіна і Скоулза (на відстані 615,7 м). На рис. 9 наведено типові розрахункові промені для умов, що відповідають різниці температур  $0,38^{\circ}\text{C}$  між висотою 1,22 м і 12,2 м. У представленій моделі поширення звуку лише один або два променя беруться до уваги. Рис. 10 показує, що обчислений сумарний спектр для температурної інверсії залежить від шляху звукової хвилі уздовж променів, що розглядаються.

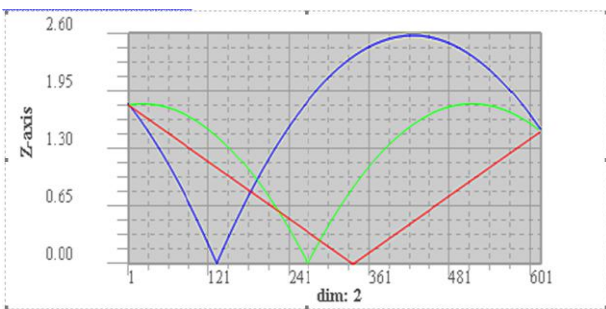
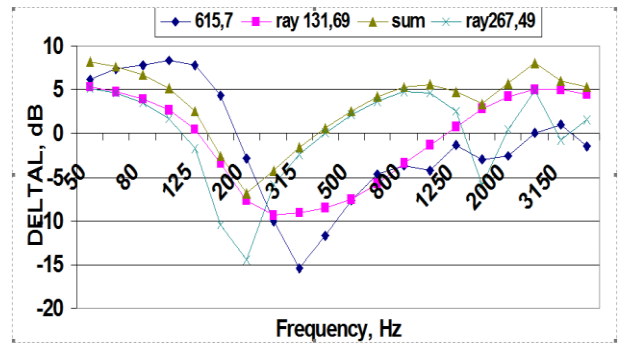
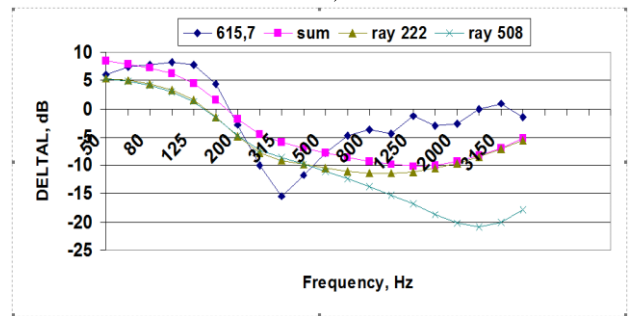


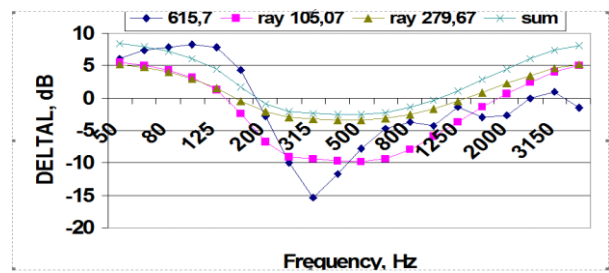
Рисунок 9 – Вигнуті промені в умовах температурної інверсії: червона лінія є відбитий промінь в атмосфері без рефракції, синя лінія – для променя з точкою відбиття на 131,7 м, зелена лінія – другий промінь з точкою відбиття на 267,5 м



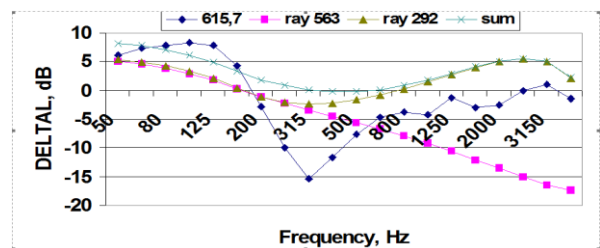
а)



б)



в)



г)

Рисунок 10 – Третино-октавні спектри затухання звуку на відстані 615,7 м для моделей одного і двох променів: а) точки відбиття звукових променів - 222 м, 508 м, різниця температур між висотами 1,22 м і 12,2 м становить  $0,3^{\circ}\text{C}$ ; б) точки відбиття звукових променів - 131,69 м, 267,49 м, різниця температур між 1,22 м і 12,2 м становить  $0,38^{\circ}\text{C}$ ; в) точки відбиття звукових променів - 105,07 м, 279,67 м, різниця температур між 1,22 м і 12,2 м становить  $0,44^{\circ}\text{C}$ ; д) точки відбиття звукових променів - 563 м, 292 м, різниця температур між 1,22 м і 12,2 м становить  $0,6^{\circ}\text{C}$ ; позначена крива суми є загальним спектром для двох променів; позначена крива 615,7 м є експериментальним спектром за даними Паркіна і Скоулза

Таким чином, для отримання максимальних умов поширення звуку під час оцінки авіаційного шуму під траєкторією польоту, рефракція, вітер або температура тільки забезпечують прямий і відбитий промені,

змінюючи у порівнянні з однорідним випадком кут ковзання, фазу і ефект загасання, як у табл. 1 і рис. 6.

**ВИСНОВКИ.** Встановлено, що у методології розрахунку контурів авіаційного шуму не враховуються ефекти розповсюдження акустичних хвиль у приземному шарі атмосфери.

Проаналізовано підходи щодо трасування променів в умовах атмосферної рефракції.

Проведено моделювання звукових променів з однією та двома точками відбиття.

Виявлено, що саме одночасна наявність градієнту швидкості звуку за рахунок градієнту швидкості вітру і градієнту температури створюють певні умови, які чинять суттєвий внесок у модель поширення звуку, яким не можна нехтувати.

#### ЛІТЕРАТУРА

1. Knut Waagan. Numerical prediction of long-range sound propagation – parametric uncertainty and atmospheric models. Norwegian Defence Research Establishment (FFI). – 2014. – 24 p.
2. Vladimir E., Ostashev D., Wilson K. Acoustics in Moving Inhomogeneous Media, Second Edition. CRC Press Taylor & Francis Group. – 2015. – 541 p.
3. Lamancusa J. Noise Control. Outdoor Sound Propagation. Review of Hemispherical Sound. Pennsylvania State University, USA, 7/20/2009. – 19 p.
4. ICAO DOC 9911 Recommended Method for Computing Noise Contours Around Airports, 2008. – 131 p.
5. Attenborough K. et al. Benchmark cases for outdoor sound propagation models // The Journal of the Acoustical Society of America (JASA). – 1995. – Iss. 97 (1). – PP. 173–191.
6. Salomons Eric M. Computational atmospheric acoustics. Springer-Science+Business Media, B.V. – 2001. – 335 p.
7. Attenborough K. And Kai Ming Li. Ground effect for A-weighted noise in the presence of turbulence and refraction // JASA. – 1997. – Iss. 102 (2). – PP. 1013–1022.
8. L'Espérance A. et al. Heuristic model for outdoor sound propagation based on an extension of the geometrical ray theory in the case of a linear sound speed profile // Applied Acoustics (Appl. Acoust.). – 1992. – Vol. 37. – PP. 111–139.
9. Daigle G. A. Effects of atmospheric turbulence on the interference of sound waves above a finite impedance boundary // JASA. – 1989. – Iss. 65(1). – PP. 45–49.
10. Kai Ming Li. On the validity of the heuristic ray-trace-based modification of the Weyl-Van der Pol formula // JASA. – 1993. – Iss. 93 (4). – PP. 1727–1735.
11. Ögren M. Multi reflected rays in a refracting atmosphere // Nord 2000. Progress report, SP Technica INote 1999:28, Physics and Electrotechnics, Borås. – 1999.
12. Investigation of calculation models and methods for aircraft noise propagation effects // Report for the 1-st stage "Improving prediction models for noise footprint calculations in a part of sound propagation and installations effects in operating conditions", Kyiv, 2002. – 78 p.
13. Hidaka T., Kageyama K., Masuda S.. Sound Propagation in the Rest Atmosphere with Linear Sound Velocity Profile // J. Acoust. Soc. Jpn. (E). – 1985. – Vol. 6. – Iss. 2. – PP. 117–125.
14. Respect R. et al. The effect of realistic ground impedance on the accuracy of ray tracing // JASA. – 1995. – Iss. 97 (1). – PP. 154–158.
15. Lim C., Kim J., Hong J., Lee S. Effect of background noise levels on community annoyance from aircraft noise. // J Acoust Soc Am. – 2008. – Iss. 123(2). – PP. 766–771.
16. L'Espérance A. Modalisation de la propagation des ondes sonores dans un environnement naturel complexe // PhD thesis, Sherbrooke University, Canada. – 1992. – Vol. 55-08, Section: B, page: 3538.
17. Embleton T.F., Thiessen G.J., Piercy J.E. Propagation in Inversion and Reflections at the Ground // JASA. – 1976. – Vol. 59. – Iss. 2. – PP. 128 – 142.
18. Parkin P.H. and W.F. Scholes. The horizontal propagation of sound from a jet engine close to the ground at Hatfield // J. Sound Vib. – 1965. – Iss. 2(4). PP. 353–374.

#### REFRACTION MODELING OF SOUND EXPANSION IN THE OPEN AIR

**O. Zaporozhets**

National Aviation University

prosp. Komarova, 1, Kiev, 03058, Ukraine. E-mail: zap@nau.edu.ua

**L. Levchenko**

National Technical University of Ukraine «Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute»

prosp. Peremohy, 37, Kyiv, 03056, Ukraine. E-mail: larlevch@ukr.net

**Purpose.** To model the sound waves trajectories propagation with one or several points of reflection provided refraction for the improvement of the general model for calculating aircraft noise levels near the airport. **Methodology.** The wave extensions radiation theory, the heuristic modification of sound ray tracing model, the general model of the aircraft noise propagation with allowance for the refraction effect have been used. **Results.** It has been established, that in the methodology for calculating the aircraft noise contours were not take into account, the effects of propagation of acoustic waves in the ground layer of the atmosphere. The factors of propagation sound in the open air have been determined. Approaches to the tracing of sound rays in conditions of atmospheric refraction have been analyzed. The use of a heuristic modification of the sound ray tracing model has been proposed, which provides that vertical profiles of real sound velocities in many cases can be approximated to a linear velocity profile of sound. Modeling of sound rays with one and two reflection points has been carried out. An improvement in the general model of the aircraft noise propagation with allowance for the refraction effect has been proposed, which allows taking into account atmospheric conditions, namely, the temperature gradient and the wind velocity gradient in the vertical plane. **Originality.** The research of the impact of sound rays refraction in the open air depending on meteorological conditions in the airport

area has been carry out. **Practical value.** It has been revealed that it is precisely the simultaneous presence of a velocity sound gradient at the expense of the wind speed gradient and the temperature gradient create certain conditions that have a significant effect on the propagation sound model, which can not be neglected. **References** 18, table 1, figures 10.

**Key words:** refraction, modeling, direct and reflected rays, tracing, heuristic modification.

#### REFERENCES

1. Waagan, K., (2014), *Numerical prediction of long-range sound propagation – parametric uncertainty and atmospheric models*, Norwegian Defence Research Establishment (FFI), 24 p.
2. Vladimir, E., Ostashev D., Wilson K., (2015), *Acoustics in Moving Inhomogeneous Media, Second Edition*, CRC Press Taylor & Francis Group, 541 p.
3. Lamancusa, J., (2009), *Noise Control. Outdoor Sound Propagation*, Review of Hemispherical Sound, Pennsylvania State University, USA, 7/20/2009, 19 p.
4. ICAO DOC 9911 (2008). *Recommended Method for Computing Noise Contours Around Airports*, 131 p.
5. Attenborough, K., etal, (1995), *Benchmark cases for outdoor sound propagation models*, *JASA*, Iss. 97(1), pp. 173 -191.
6. Salomons, E. (2001), *Computational atmospheric acoustics*, Springer-Science+Business Media, B.V., 335 p.
7. Attenborough, K., Kai Ming Li, (1997), *Ground effect for A-weighted noise in the presence of turbulence and refraction*, *JASA*, Iss. 102 (2), pp.1013-102.
8. L'Espérance, A., etal., (1992) *Heuristic model for outdoor sound propagation based on an extension of the geometrical ray theory in the case of a linear sound speed profile*, *Appl. Acoust.*, vol. 37, pp. 111-139.
9. Daigle, G.A., (1979), *Effects of atmospheric turbulence on the interference of sound waves above a finite impedance boundary*, *JASA*, Iss. 65(1), pp. 45-49.
10. Kai Ming Li, (1993), *On the validity of the heuristic ray-trace-based modification of the Weyl-Van der Pol formula*, *JASA*, Iss. 93(4), pp. 1727-1735.
11. Ögren, M., (1999), *Multi reflected rays in a refracting atmosphere, Nord 2000*, Progress report, SP Technica INote 1999:28, Physics and Electrotechnics, Borås.
12. *Investigation of calculation models and methods for aircraft noise propagation effects // Report for the 1-st stage "Improving prediction models for noise footprint calculations in a part of sound propagation and installations effects in operating conditions"*, Kyiv, 2002. - 78 p.
13. Hidaka, T., Kageyama, K., Masuda, S., (1985), *Sound Propagation in the Rest Atmosphere with Linear Sound Velocity Profile*, *J. Acoust. Soc. Jpn. (E)*, vol. 6, Iss. 2, pp. 117 - 125.
14. Respect, R. etal., (1995), *The effect of realistic ground impedance on the accuracy of ray tracing*, *JASA*, Iss. 97(1), pp. 154 - 158.
15. Lim, C., Kim, J., Hong, J., Lee, S., (2008), *Effect of background noise levels on community annoyance from aircraft noise*, *J. Acoust. Soc. Am.*, Iss. 123(2), pp. 766-771.
16. L'Espérance, A. (1992), *Modalisation de la propagation des ondes sonores dans un environnement naturel complexe*, PhD thesis, Sherbrooke University, Canada, vol. 55-08, Section: B, page: 3538..
17. . Embleton, T.F., Thiessen G.J., Piercy J.E., (1976), *Propagation in Inversion and Reflections at the Ground*, *JASA*, vol. 59, Iss. 2, pp.128 - 142.
18. Parkin, P.H., Scholes, W.F., (1965), *The horizontal propagation of sound from a jet engine close to the ground at Hatfield*, *J. Sound Vib.*, Iss.2(4), pp. 353-374.

Стаття надійшла 14.06.2017.