

АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ ГІДРОМЕХАНІКИ

На правах рукопису

БОРИСК АНДРІЙ ОЛЕКСАНДРОВИЧ

УДК 532.526

КОЛИВАННЯ ТА ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗВУКУ ПРУЖНИМИ  
ПЛАСТИНАМИ, ЩО ЗБУДЖУЮТЬСЯ ТУРБУЛЕНТНИМ  
ПОТОКОМ

/01.02.05 – механіка рідини, газу та плазми/

Автореферат  
дисертації на здобуття вченого ступеня  
кандидата фізико-математичних наук

Київ – 1993

Робота виконана в Інституті гідромеханіки АН України  
Науковий керівник – член-кореспондент АН України,  
доктор фізико-математичних наук,  
професор Грінченко В.Т.

Офіційні опоненти – доктор фізико-математичних наук,  
професор Ладіков-Росв Ю.П.  
– кандидат фізико-математичних  
наук, от.н.с. Горбань В.О.

Ведуча організація – Інститут прикладних проблем  
механіки і математики АН України  
ім. Я.С.Підотригача

Захист відбудеться "17" серпня 1993 р. о "10" годині  
на засіданні спеціалізованої ради Д.01.04.01 Інституту гідромехані-  
ки АН України за адресою : 252057, Київ, вул.Желябова 8/4.

З дисертацією можна ознайомитись в бібліотеці Інституту гідро-  
механіки АН України

Автореферат розісланий "15" травня 1993 р.

Вчений секретар  
спеціалізованої ради  
кандидат технічних  
наук

Константинов М.Ю.

ЛННБ України ім.В.Стефаніка



00815158 (S)

ЛННБ ім. В. Стефаніка  
АН України

Актуальність теми. Дослідження взаємодії пружних тіл з потоками рідини чи газу, що набігають на них, є на цей час предметом інтенсивних наукових досліджень у зв'язку з широким колом застосувань, які охоплюють корабле- та машинобудування, авіаційну промисловість, медицину, системи зв'язку і комунікацій та ряд інших галузей. При цьому як науковий, так і практичний інтерес тут пов'язаний щонайменше з трьома аспектами. По-перше, важливим є вивчення поведінки самої обтічної конструкції. По-друге, важливим наслідком її коливань є шум, який виникає в навколишньому середовищі, а також можливість керування його рівнями за рахунок підбору величин визначальних параметрів. І по-третє, вивчення закономірностей формування коливальних і звукових полів безпосередньо пов'язане з моделюванням і описом турбулентності в граничному шарі, що виникає на поверхні обтічного тіла.

Слід, однак, відзначити, що в теоретичному плані проблема взаємодії розв'язана далеко не повністю. Через взаємний вплив турбулентного граничного шару і обтічної пружної конструкції одне на одного отримання загального розв'язку є досить проблематичним. Річ у тому, що тут надзвичайно важко описати поле сил, збудження, пульсацій тиску на стінці  $p(x_1, x_2, t)$ , і, як наслідок, рівняння коливань і генерування звуку будуть формальними рівняннями з невідомими правими частинами.

Однак, вказані труднощі розв'язуються через прийняття на підставі багатьох даних /в тому числі експериментальних/ фундаментальної гіпотези про ігнорування зворотнього впливу коливань на структуру потоку в турбулентному граничному шарі. Таке припущення фактично дозволяє розглядати проблему перевипромінювання енергії турбулентності пружними тілами в потоці як проблему генерування звуку при вимушених коливаннях елементів конструкцій. При цьому вибір моделі поля пульсацій тиску на жорсткій стінці є фактично

вибором моделі для сил збудження.

Перша така модель була запропонована Коркосом. Вона будувалась для опису поля перешкод гідроакустичних приймачів, які працюють поблизу обтічної поверхні. В цьому випадку енергетика перешкод визначається конвективними складовими. Тому модель Коркоса задовільно описує структуру частотно-хвильового спектра  $\Phi_p(k_x, k_z, \omega)$  лише в області хвильових чисел, близьких до конвективного при відносно високих частотах. Якщо ж цікавитись дальнім акустичним полем, то тут, в усякому разі якісно, зрозуміло, що довгохвильові складові повинні відігравати визначальну роль, і для проведення розрахунків необхідно мати інші моделі.

Задача їх побудови виявляється надзвичайно важкою через дві причини. Перш за все, дуже важко поставити експеримент, який би дав можливість проводити вимірювання довгохвильових компонент. З іншого боку, необхідно врахувати квадратичне опадання спектра  $\Phi_p(k_x, k_z, \omega)$  при малих хвильових числах  $\vec{k}$ , що пророкується теорією Філіпса-Крейчана.

Останнім часом з'явилося декілька моделей /моделі Чейза, Фоко-Вілліамса та Смолякова-Ткаченка/, призначених для опису області малих  $\vec{k}$ . При цьому всі вони однаково добре апроксимують конвективну область спектра, відрізняючись водночас в діапазоні малих  $\vec{k}$ . При існуючих відмінностях, природно, постає питання про порівняння моделей, встановлення тих чи інших недоліків та переваг, меж їх застосування. У зв'язку з цим однією із задач дисертації є проведення порівняльного аналізу різних моделей частотно-хвильового спектра в області малих хвильових чисел.

Виконані до цього часу дослідження перевипромінюваної енергії турбулентності ґрунтуються на використанні моделі Коркоса. Для моделі Коркоса характерне припущення про відносно високий рівень довгохвильового складових в спектрі пульсацій тиску. Саме ця обста-

вина дозволяє розробити спеціальні алгоритми обрахунку характеристик випромінюваного пружними елементами звуку, в яких нехтується внесок конвективної області спектра. У зв'язку з цим перехід до інших моделей поля пульсацій тиску вимагає розробки нових алгоритмів обрахунку. Одночасно слід з'ясувати роль конвективних складових в коливальних і звукових полях, що генеруються потоком. Розв'язок цих питань також є однією із задач дисертації.

На цей час можна вважати встановленим, що основна енергія поля флукуацій тиску зосереджена в конвективній області спектра. Це важливий з погляду акустики факт, оскільки тими значеннями хвильових чисел відповідають неоднорідні хвилі в рідині, викликані пружними елементами. Випромінювання звуку в таких умовах можливе лише за рахунок різних механізмів трансформації турбулентної енергії в область малих хвильових чисел. В реальних умовах такими трансформаторами можуть виступати різного роду неоднорідності в конструкціях — ребра, отвори, підкріплення тощо. Цей момент також важливий для характеристики кола задач, що розглядаються в дисертації. Тут неможливо обмежитись простими об'єктами у вигляді нескінченної пластини чи нескінченного циліндра, оскільки при цьому з поля зору зникають ефекти трансформації. Задачі випромінювання мають із самого початку ставитись для скінчених тіл чи тіл з неоднорідностями.

Проведений короткий огляд проблематики, пов'язаної з вивченням закономірностей генерування коливань і звуку при взаємодії пружних елементів з потоком, засвідчує актуальність подальшого розвитку цих робіт у зв'язку з врахуванням нових даних про структуру поля пульсацій тиску на стінці. Дана дисертація значною мірою розв'язує існуючі тут проблеми. При цьому як конструктивний елемент поверхні обтічного об'єкту вибирається прямокутна пружна пластина, шарнірно закріплена в нескінченному жорсткому екрані.

Метод роботи є:

- проведення порівняльного аналізу різних моделей частотно-хвильового спектра в області малих хвильових чисел;
- розробка нових алгоритмів обрахунку та з'ясування ролі різних складових в коливальних і звукових полях, що генеруються потоком;
- дослідження закономірностей формування коливальних та звукових полів пружних елементів конструкцій у вигляді прямокутних пластин, що збуджуються турбулентним потоком.

Наукова новизна.

1. Проведено порівняльний аналіз різних моделей частотно-хвильового спектра турбулентних пульсацій тиску в області малих хвильових чисел. При цьому висновок про правдоподібність моделей робиться не за результатами порівняння з дослідними кривими, а за результатами дії на пружну структуру навантажень, які описуються цими моделями.

2. При розрахунках акустичних полів для опису зовнішніх зусиль вперше використані всі існуючі на цей час моделі поля пульсацій тиску на стінці.

3. Встановлено, що внесок конвективних складових поля пульсацій тиску в коливальні та акустичні поля, що генеруються потоком є суттєвим.

4. Запропонований новий алгоритм обрахунку характеристик коливального і звукового поля, що створюються при дії на пружну структуру турбулентного потоку. Цей алгоритм дає змогу врахувати внесок конвективної області частотно-хвильового спектра.

5. Проведена класифікація мод коливань пружної пластини, яка збуджується турбулентним граничним шаром. При цьому для відповідних їм коефіцієнтів ефективності випромінювання отримано формули, які визначають вплив хвильових розмірів пружних елементів та властивос-

тей потоку в турбулентному граничному шарі на характер звукового поля в хвильовій зоні.

Вірогідність отриманих результатів забезпечується виконанням фізично обґрунтованих математичних моделей; застосуванням до розв'язку задач точних аналітичних методів; контрольованою точністю обчислень рівнів випромінюваного звуку; несуперечливістю отриманих результатів ustalеним фізичним поняттям теорії коливань і звуку, що генеруються турбулентними потоками, та порівнянням їх з відомими результатами.

Практична цінність результатів роботи. Результати теоретичних досліджень, викладені в дисертації, можна використовувати

- при обрахунках рівнів шуму, який створюється в навколишньому середовищі пружними тілами при їх обтіканні турбулентними потоками рідини чи газу;

- при виборі механічних чи геометричних характеристик пружних елементів обтічних конструкцій з метою контролювання рівнів полів, що генеруються турбулентністю;

- при оцінках динамічної міцності елементів конструкцій;

- при розробці медичного обладнання для вивчення шумів дихання та шумів руху крові.

Апробація роботи. Результати дисертаційної роботи доповідались і обговорювались на науковому семінарі "Проблеми механіки" в Київському держуніверситеті ім. Т.Г.Шевченка /1991 і 1993 pp./, *Summer School on Nonlinear Dynamical Systems (Heraklion, Crete, Greece, 1991)*, Міжнародній школі з актуальних проблем статистичної фізики /Славське, 1991/, конференції "Проблеми гидромеханики в освоении океана" /Київ, 1992/, науковому семінарі "Фізична та прикладна акустика" в Інституті гидромеханіки АН України /Київ, 1993/, на науковому семінарі в Інституті прикладних проблем механіки і математики АН України ім. Я.С.Підстригача /Львів, 1993/.

Публікації. Основні результати роботи відображені в публікаціях [I-5]. Крім того, матеріали дисертації увійшли в звіт відділу гідродинамічної акустики.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається зі вступу, трьох глав, висновків та опису літератури. Вона викладена на 145 сторінках машинописного тексту, містить 22 рисунки і 5 таблиць. Список літератури містить 96 найменувань.

На захист вноситься:

1. Сукупність модельних задач, які дають можливість для іонуючих моделей поля пульсацій тиску в турбулентному граничному шарі з'ясувати роль різних його складових при формуванні звукового поля обтічними пружними елементами.

2. Результати порівняльного аналізу моделей поля пульсацій тиску на стінці в турбулентному граничному шарі.

3. Результати дослідження модельних ситуацій, які дали змогу з'ясувати відносний вплив геометричних та фізичних параметрів обтічних пружних елементів на процес випромінювання звуку.

4. Алгоритм обчислення, який враховує внесок конвективних складових поля пульсацій тиску в коливальні та звукові поля пружних елементів, котрі збуджуються турбулентним потоком.

5. Результати аналізу розв'язку задачі про випромінювання звуку прямокутною пластинною, які дозволяють більш повно розкрити особливості випромінювання звуку пружними елементами обтічних конструкцій.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі зроблено короткий огляд робіт, присвячених дослідженню закономірностей формування коливальних та звукових полів пружних конструкцій, що збуджуються турбулентними потоками, сформульовано мету та задачі дослідження, обґрунтовано актуальність проблематики, зроблено постановку задачі, коротко викладено основні результати,

отримані в дисертації.

Перша глава присвячена особам опису взаємодії потоку з пружними елементами обтічних конструкцій. В її першому параграфі наводяться загальні зауваження, дається характеристика спрямованості роботи. При цьому, зокрема, йдеться про фундаментальну гіпотезу, яка приймається в задачах перевипромінювання. Вона пов'язана з тим, що ігнорується зворотний вплив руху поверхні обтічного пружного тіла на структуру потоку в турбулентному граничному шарі. Хоча в загальному випадку про справедливість цієї гіпотези можна дискутувати, проте є чимало даних, в тому числі експериментальних, котрі свідчать про незначний зворотний вплив. Таке припущення фактично дозволяє зводити загальну проблему перевипромінювання енергії турбулентності до розв'язку двох незалежних задач:

1/ Моделювання і опис випадкового поля сил збудження - пульсацій тиску на жорсткій стінці  $p(x_1, x_2, t)$ ;

2/ визначення звукового поля пружного елемента при його вимушених коливаннях. При цьому поле сил збудження вваляється заданим, і його характеристики визначаються із задачі 1/.

В другому параграфі дається загальна характеристика турбулентного граничного шару і поля пульсацій тиску в ньому.

Третій параграф присвячений особам опису випадкових полів. Тут послідовно вводяться основні поняття, наводяться математичні операції, що дозволяють переходити від полів випадкових величин до їх детерміністичних характеристик /спектрів/, а також наводяться співвідношення, які зв'язують ці характеристики між собою. Виклад проводиться на прикладі поля пульсацій тиску.

В останньому, четвертому параграфі глави представлені всі існуючі на цей час моделі поля пульсацій тиску /моделі Коркоса, Чейза, Фокс Вілліамса та Смолякова-Ткаченка/, і коротко вказано на деякі їх недоліки та переваги.

Глава друга в основному присвячена новим експериментальним методам дослідження довгохвильових складових поля турбулентних пульсацій тиску на стінці. В ній головний акцент зроблений на ідеях Мартіна та Ліхі про використання просторово розвинених пружних елементів як хвильових фільтрів компонент навантаження.

В першому параграфі глави /§5/ викладена суть їхньої роботи.

В другому /§6/ – проводиться порівняльний аналіз моделей частотно-хвильового спектра  $\Phi_p(k_1, k_2, \omega)$  поля пульсацій тиску. При цьому висновок про їх придатність для теоретичних досліджень робиться не за результатами порівняння з дослідними кривими, а за результатами дії поля навантажень, яке описують ці моделі, на обтічну пружну структуру-мембрану, що використовується в дослідях Мартіна та Ліхі. Як еталонні беруться помірні ними в центрі мембрани спектральні рівні її прогину на резонансах  $L_p = 1/c \int_0^L \left[ \frac{k_1}{2}, \frac{k_2}{2}, f_{mn} \right] / \mu^2 c_{nk}$ . При знаходженні теоретичних рівнів  $L_p$  проводяться прямі обрахунки подвійних інтегралів

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int |A_m(k_1)|^2 |A_n(k_2)|^2 \Phi_p(k_1, k_2, \omega_{mn}) dk_1 dk_2,$$

в яких виділяються внески різних областей спектра  $\Phi_p$ . При цьому виявляється, що у вибраному інтервалі частот внесок акустичної області неістотний. Внесок низькохвильової області спектра різний за різними моделями. Цим зумовлені відмінності у відносному внеску конвективної області, в межах котрої різні моделі не відрізняються між собою. Так, для моделі Смольякова-Ткаченка він має той же порядок, що і внесок довгохвильових складових поля  $p(x_1, x_2, t)$ . В рамках спектра Чейза конвективні і низькохвильові рівні в спектрі прогину  $S_w$  практично однакові. В спектрі Фоко Вілліамса роль конвективної області мала в порівнянні з областю відносно малих хвильових чисел.

Результати порівняння /Рис.6.1/ говорять про те, що найкраще відповідає експерименту модель Чейза. Непогані результати дають

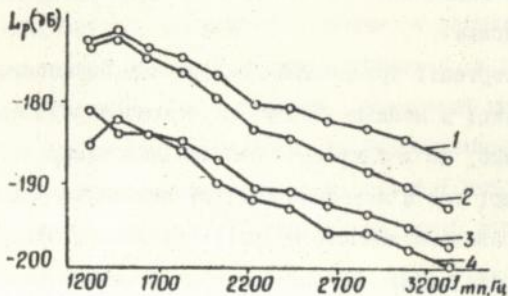


Рис. 6.1 Порівняння помірених Мартіном та Ліхі і розрахованих за трьома моделями турбулентності спектральних рівнів  $L_p = 10 \lg \left[ \dot{S}_w \left( \frac{L}{3}, \frac{L}{2}, f_{min} \right) / M^2 \text{ ссм} \right]$  прогину в центрі мембрани:  
 1 - Фоке Вільямс; 2 - Смоляков-Ткаченко;  
 3 - Чейз; 4 - Мартін та Ліхі.

також розрахунки в рамках моделі Смолякова-Ткаченка. Що стосується моделі Фока Вілліамса, то тут є велике розходження між дослідними та теоретичними даними.

Таким чином, модельні уявлення Чейза та Смолякова-Ткаченка можна покласти в основу побудови математичних моделей для опису поля сил збудження, що виникають під час руху деформівних об'єктів в суцільному середовищі.

Третя глава дисертації присвячена дослідженню звукового поля шарнірно закріпленої в нескінченному жорсткому екрані прямокутної пружної пластинки, що збуджується пульсаціями тиску в турбулентному граничному шарі та з'ясуванню ролі різних окладових поля  $p(x_1, x_2, t)$  в перевипромінюваній енергії турбулентності. При цьому в першому параграфі глави /§7/ наводиться загальний розв'язок задачі. Спектр  $P(\omega)$  випромінюваної пластинкою потужності має вигляд:

$$P(\omega) = \frac{l_1 l_2}{4} \rho_0 c_0 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} G_{mn}(\omega) |Y_{mn}(\omega)|^2 \Phi_{P_{mn}}(\omega),$$

де  $l_1$  та  $l_2$  - довжина та ширина пластинки відповідно,  $\rho_0$  - густина акустичного середовища,  $c_0$  - швидкість звуку в ньому,  $G_{mn}(\omega)$  - коефіцієнт ефективності випромінювання моди  $(m, n)$ ,  $|Y_{mn}(\omega)|^2$  - адмітано моди  $/m, n/$ ,

$$\Phi_{P_{mn}}(\omega) = \left(\frac{4}{l_1 l_2}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} |A_m(k_x)|^2 |A_n(k_y)|^2 \Phi_p(k_x, k_y, \omega) dk_x dk_y$$

- спектр, що визначає дію турбулентності на  $/m, n/$ -у моду пружної структури.

Як загальну характеристику наведеного розв'язку відзначимо такі моменти. Вплив турбулентного граничного шару на величину випромінюваної енергії визначається частотно-хвильовим спектром  $\Phi_p(k_x, k_y, \omega)$ . Крім того, очевидно, що зв'язок між  $\Phi_p(k_x, k_y, \omega)$  та випромінюваною потужністю досить складний. При якісному аналізі

розв'язку можна відзначити, що тут явно відображені два фізично важливих фактори. Як і слід було чекати, повна потужність дорівнює сумі потужностей, що їх випромінюють окремі моди. Однак, ефективність модового випромінювання зумовлена двома обставинами. З одного боку, з огляду на форму та фізичний зміст виразів для адмітансів  $|Y_{m_k}(\omega)|^2$ , можна говорити про вплив резонансних ефектів. Вочевидь бачимо, що найбільше значення величина  $|Y_{m_k}(\omega)|^2$  має тоді, коли частота зовнішніх зусиль збігається з власною частотою пластини, обчисленою з врахуванням приєднаної маси.

З іншого боку, ефективність випромінювання моди визначається ступенем змінності переміщень в площині пластини. Відомо, що чим вищий ступінь змінності /чим більше число вузлових ліній/ у відповідній формі коливань, тим гірше вона генерує енергію за інших рівних умов. Саме ця обставина відображена введенням коефіцієнта

$$\sigma_{m_k}(\omega)$$

В другому параграфі /§8/ проводиться класифікація нормальних мод коливань пластини на поверхневі, крайові та кутові, і наводяться наближені формули для відповідних коефіцієнтів приєднаної маси та ефективності випромінювання. Класифікація мод зумовлена їх здатністю формувати дальнє звукове поле, а назва - визначається характером розподілу областей, які випромінюють звук.

З метою вивчення ролі різних складових поля  $p(x_1, x_2, t)$  у випромінюваній енергії, в §§ 9,10 розглядаються дві модельні задачі. Так, в § 9 моделюється один аспект реальної ситуації, пов'язаної з випромінюванням звуку - істотна відмінність у рівні збудження різних мод пружних елементів. Тут вивчаються звукові поля, що створюються трьома типами мод пружної смуги:

$$\begin{aligned} V_1(x) &= V_1 \sin \alpha_1 x, & \alpha_1 &< k_0, \\ V_2(x) &= V_2 \sin \alpha_2 x, & k_0 &< \alpha_2 \ll k_c, \\ V_3(x) &= V_3 \sin \alpha_3 x, & \alpha_3 &\approx k_c. \end{aligned}$$

Амплітуди та хвильові числа  $(V_i, \alpha_i)$  відповідають акустичній, низькохвильовій та конвективній областям частотно-хвильового спектра  $\Phi_p(k_x, k_y, \omega)$ . Відповідні моди ми назвали акустичними, низькохвильовими та конвективними.

Отримані оцінки свідчать про те, що в рамках моделі Коркоса акустичні та низькохвильові моди значно перевищують конвективні моди за здатністю створювати дальнє акустичне поле. Однак, цей очевидний донедавна результат спростовується оцінками, проведеними для трьох інших моделей. При цьому потужність випромінюваного конвективними модами звуку значно перевищує потужність звуку, який генерується іншими типами мод.

З іншого боку, цей результат дозволяє говорити про визначальну роль процесу трансформації енергії короткохвильових складових турбулентних пульсацій тиску на неоднорідностях. Такий висновок добре узгоджується з результатами Крайтона.

Хоча якісно отримані в § 9 результати досить наочно показують особливості задачі генерації звуку пульсаціями тиску в граничному шарі, кількісні оцінки ефектів потребують подальшого уточнення. Зрозуміло, що в реальних умовах амплітуди швидкостей  $V_i$  різних мод будуть визначатися не лише величиною прикладених сил. Вони суттєво залежатимуть від резонансних ефектів, ефектів радіаційного демпфування коливань, пружності елемента, його хвильових розмірів. У зв'язку з цим в § 10 розглядається плоска задача про випромінювання звуку смужкою, що збуджується трьома типами складових поля

$p(x_1, x_2, t)$ :

акустичними	$P_1(x) = P_1 \sin \alpha_1 x,$	$\alpha_1 < k_0,$
низькохвильовими	$P_2(x) = P_2 \sin \alpha_2 x,$	$k_0 < \alpha_2 < k_c,$
та конвективними	$P_3(x) = P_3 \sin \alpha_3 x,$	$\alpha_3 \approx k_c.$

Проведені обрахунки показують, що на своїх резонансах акустичні і низькохвильові моди в рамках всіх моделей спектра

$\Phi_p(k_1, k_2, \omega)$  більш ефективно випромінюють звук, ніж конвективні моди. Однак, з Віддаленням від власних частот  $\omega_i$  роль конвективних мод зростатиме, і, починаючи з певного значення частоти  $\omega$ , випромінюваний ними звук домінуватиме.

Таким чином, результати § 10 уточнюють висновки § 9 в околі власних частот акустичних и низькохвильових мод. В цій області добре задемпфовані моди створюють шум більшої інтенсивності, ніж конвективні моди, що контролюються жорсткістю. При цьому навіть така велика різниця в рівнях відповідних компонент поля  $p(x_1, x_2, t)$ , яка є в нових моделях, не може істотно вплинути на оцінки.

В останньому параграфі глави /§ II/ наводяться і аналізуються результати обрахунку звукових полів, які створюються пружною пластиною в легкому /повітря/ та важкому /вода/ акустичному середовищі, а також наводиться новий алгоритм обрахунку подвійних інтегралів:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |A_m(k_1)|^2 |A_n(k_2)|^2 \Phi_p(k_1, k_2, \omega) dk_1 dk_2,$$

який дозволяє враховувати внесок конвективних складових поля пульсації тиску в перевипромінювану енергію. Він ґрунтується на спеціальній формі апроксимації Фур'є-образів власних форм коливань пластини

$|A_m(k_1)|^2$ . При цьому обґрунтовується той факт, що для практично важливих частотних інтервалів енергонасичених складових в спектрі потужності  $P(\omega)$  конвективні компоненти турбулентних флуктуацій можуть робити внесок у випромінюваний пластиною звук лише через акустичні та низькохвильові моди.

На рисунках II.2 та II.3 зображені частотні залежності випромінюваної потужності  $(10 \lg P(\omega)/P_0(\omega), P_0(\omega) = \rho_0 c_0 P(\omega) / 4 \pi r^2 \omega^2)$ , розраховані за чотирма моделями з використанням описаного алгоритму. Геометричні розміри пластини  $\ell_1 / \ell_2 = 1,5$ . Частоти нормовані до її першої власної частоти  $\omega_{11}$ . Випромінювання відбувається в легке /повітря, Рис. II.2/ і важке /вода, Рис. II.3 / акустич-

не середовище. В легкому середовищі нехтувався вплив приєднаної маси на резонансні ефекти, а також вважалося, що в повному демпфуванні пластини, яке складається із структурного  $\zeta_s$  і радіаційного  $\rho_0 c_0 \sigma_{\text{ра}} / m_s \omega_{\text{лк}}$ , домінує структурне. Тому, щоб запобігти необмежено великим рівням акустичної потужності на резонансі, я покладав  $\zeta_s = 10^{-4}$ . У воді потік звукової енергії в околі резонансів контролюється радіаційним демпфуванням.

Бачимо, що у вибраній області частот відмінності між рівнями випромінюваної потужності за різними моделями виявляються практично сталими, хоча самі рівні випромінювання сильно залежать від частоти. При цьому відзначимо, що всі зображені на малюнках резонанси ідентифікуються з власними частотами пластини. Якщо звернутися до конкретних виразів для  $\Phi_p$ , то можна помітити, що вказані відмінності збігаються з локальними відмінностями в кривих  $\Phi_p$  для поздовжніх хвильових чисел  $k_L = k_m$  у випадку моделей Коркоса і Фоко Вілліамса. Що стосується моделей Чейза та Смолякова-Ткаченка, то вказана відповідність не спостерігається. Випромінювана за ними потужність вища за ту, що її можна передбачити на основі прямого використання даних про поведінку  $\Phi_p$  у вказаній області хвильових чисел. Аналіз розрахункових співвідношень свідчить, що в цьому випадку істотним є внесок конвективної області хвильових чисел. Як показують обрахунки, в рамках моделі Чейза в даному частотному інтервалі конвективні складові дуже суттєві. Їх неврахування при обчисленні повної випромінюваної енергії призводить до дворазового зниження її величини. В рамках моделі Смолякова-Ткаченка внесок конвективної області спектра не перевищує 10-15% внеску області відносно малих хвильових чисел.

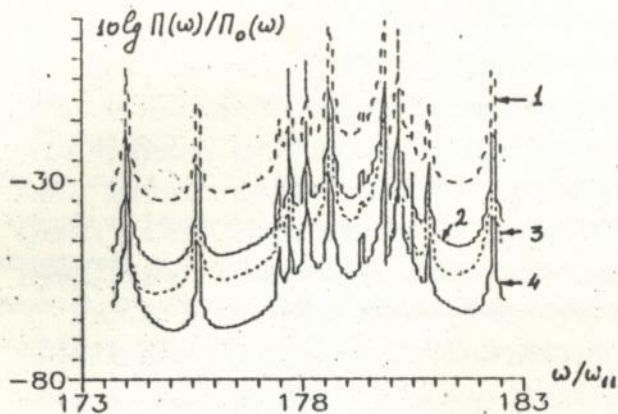


Рис. II.2 Спектр потужності випромінюваного пластиною звуку /повітря/.

Розрахунок за чотирма моделями:

1 - Коркос; 2 - Фокс Вілліамс; 3 - Смоляков-Ткаченко;  
4 - Чейз.

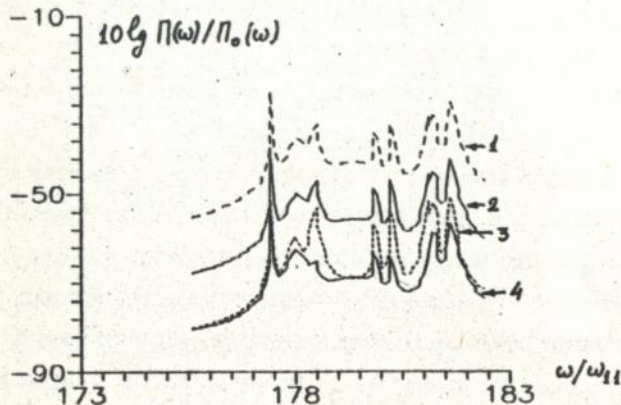


Рис. II.3 Спектр потужності випромінюваного пластиною звуку /вода/.

Розрахунок за чотирма моделями:

1 - Коркос; 2 - Фокс Вілліамс; 3 - Смоляков-Ткаченко;  
4 - Чейз.

## ВИСНОВКИ

Основні результати дисертації такі.

1. При вивченні закономірностей формування акустичних полів, що створюються пружними пластинами при їх збудженні турбулентним потоком, для опису силових дій вперше використані всі відомі на цей момент моделі поля пульсацій тиску на стіні. Проведений їх порівняльний аналіз в області відносно малих хвильових чисел, де розходження в рівнях компонент досить великі. Встановлено, що найкраще узгоджуються з дослідями Мартіна та Ліхі моделі Чейза та Смолякова-Ткаченка.

2. Встановлено, що внесок конвективних складових поля пульсацій тиску в коливальні та звукові поля обтічних пружних конструкцій є суттєвим. Пов'язані з врахуванням цих компонент ефекти трансформації енергії від короткохвильових до довгохвильових складових поля пульсацій тиску зумовлюють значне підвищення інтенсивності випромінюваної енергії.

3. Для кількісного визначення внеску конвективних складових поля пульсацій тиску розроблений ефективний алгоритм розрахунку, який реалізується в дисертації при розрахунку звукового поля, що генерується пластинкою. Алгоритм ґрунтується на спеціальній апроксимації Тур"с-образів власних форм коливань пластинки.

4. В дисертації виявлені ті області значень параметрів потоків і пружних елементів, для яких відмінності в моделях не істотні з погляду випромінювання звуку. При цьому енергія звукового поля в основному визначається внеском конвективних складових в спектрі флуктуацій тиску, що свідчить про визначальну роль процесу трансформації енергії короткохвильових складових на неоднорідностях поверхні. Водночас вказані ті області значень параметрів, для яких більш суттєвими є довгохвильові компоненти.

5. Отримано загальний розв'язок задачі про випромінювання звуку прямокутною шарнірно закріпленою пластиною, що збуджується пульсація-

ми тиску в турбулентному граничному шарі та проведено його аналіз. Для різних моделей турбулентності проведено обрахунки енергії, котра випромінюється як в легке /повітря/, так і у важке /вода/ акустичне середовище. Встановлено, що у вибраному частотному інтервалі врахування внеску конвективних складових у повне звукове поле в рамках моделі Чейза призводить практично до збільшення удвічі випромінюваної потужності. Причому цей внесок роблять не моди, котрі просторово узгоджуються з конвективними компонентами /в нашій термінології – конвективні моди/, а низькохвильові моди, які збуджуються ними.

Внесок же конвективної області частотно-хвильового спектра в рамках моделей Коркоса та Фоко Вілліамса несуттєвий, а в рамках моделі Смолякова-Ткаченка не перевищує 10-15% внеску області відносно малих хвильових чисел.

Основні результати дисертації викладені в таких роботах.

1. Грінченко В.Т., Борисюк А.О. Про перевипромінювання енергії турбулентного граничного шару пружною пластинною // Доп. АН Укр.-1992-10.-С.54-58.

2. Борисюк А.А. Об излучении звука упругой пластиной, возбуждаемой турбулентным потоком. В материалах конференции "Проблемы гидромеханики в освоении океана". Киев. 1992, С.151-152.

3. Грінченко В.Т., Борисюк А.А. Сравнительный анализ моделей поля пульсаций давления в турбулентном пограничном слое // Гидромеханика. – 1993.-66. – С.24-28.

4. Борисюк А.А. Об излучении звука упругой прямоугольной пластиной, возбуждаемой турбулентным пограничным слоем/ Ин-т гидромеханики АН Украины. Киев.1993.-14с.:ил.-Библиогр.:7 назв.-Рус.-Деп. в ГНТБ України 22.04.93. /834-Ук93.

5. Борисюк А.О. Про роль різних складових поля пульсацій тиску в перевипромінюванні енергії турбулентності пружними тілами в потоці/ Ін-т гідромеханіки АН України. Київ. 1993.-10с.:іл.-Бібліогр.:9 назв.-Укр. Деп. в ДНТБ України 22.04.93. #835-Ук93.

465737

АВ 27.584

Подписано к печати 22.04.1993г. Формат 60x84/16  
Бумага офсетная Усл.-печ.лист, 1,0. Уч.-изд. лист 1,0.  
Тираж 100, Заказ 479. Бесплатно

---

Полиграф. уч-к Института электродинамики АН Украины,  
252057, Киев-57, проспект Победы, 56.