

УДК 681.883.41

**О. В. Онищук, асп.; С. Т. Барась, к. т. н., доц.****УЗАГАЛЬНЕНА МОДЕЛЬ ДОПЛЕРІВСЬКОГО СИГНАЛУ  
ГІДРОАКУСТИЧНОГО ЛАГА**

*Проаналізовано математичну модель та виконано комп'ютерне моделювання фізичних моделей доплерівських сигналів. В результаті узагальнено модель доплерівського сигналу гідроакустичного лага.*

**Ключові слова:** луно-сигнал, гідроакустичний лаг, доплерівський зсув частоти, математична модель, фізична модель.

**Вступ**

Серед джерел похибки вимірювання складових вектора швидкості об'єкта надводного або підводного плавання гідроакустичним лагом структуру доплерівського сигналу слід вважати найсуттєвішим з них [1]. Саме структура доплерівського сигналу впливає на граничні можливості стосовно вимірювання частоти високочастотного заповнення і, таким чином, визначає похибку доплерівського лага. Отже, всебічне дослідження доплерівських сигналів є надзвичайно важливою проблемою на шляху визначення потенційної точності вимірювання складових вектора швидкості носія гідроакустичним лагом.

**Аналіз останніх досягнень**

В роботі [2] наведені результати експериментальних досліджень доплерівських сигналів гідроакустичного лага в реальних умовах плавання. Аналіз цих результатів дозволив виявити тонку структуру цих сигналів, тобто закони поведінки їх високочастотного заповнення та обвідної, а також залежність точності вимірювання доплерівських зсувів частоти від цієї структури. Але дослідження реальних доплерівських сигналів є малоефективним через їх швидкоплинність, тому найдоцільніше це робити шляхом аналізу їх математичної та фізичної моделей.

В роботі [3] наведена математична модель доплерівського сигналу, яка є результатом уявлення цього сигналу на приймальній антені у вигляді суми великої кількості розсіяних дном елементарних луно-сигналів (принцип Гюйгенса):

$$s(t) = \sum_{m=1}^{M(t)} A_m \cos[\Psi_m(t)], \quad (1)$$

де  $A_m, \Psi_m(t)$  – амплітуда та фаза  $m$ -того елементарного луно-сигналу,  $M(t)$  – кількість елементарних луно-сигналів, яка змінюється в часі і залежить від моменту прийому та тривалості кожного елементарного луно-сигналу.

**Постановка задачі**

Наведену модель (1) не можна вважати наглядною, отже, для її всебічного аналізу потрібні додаткові перетворення з використанням відповідного математичного апарату. Такий аналіз необхідно спрямувати на виявлення особливостей структури сигналу з метою з'ясування можливості якомога точнішого вимірювання частоти.

Надзвичайно зручною для вивчення структури є фізична модель доплерівського сигналу, яка може бути отримана у результаті комп'ютерного моделювання. Тому порівняльний аналіз математичної та фізичної моделей доплерівського сигналу з одного боку забезпечить отримання об'єктивних результатів, а з іншого – визначить узагальнену формалізовану модель доплерівського сигналу, яка однозначно зорієнтує на обґрунтовані підходи щодо

досягнення найвищої точності вимірювання частоти. Саме цим задачам присвячена наша стаття.

### Аналіз математичної моделі

З аналізу виразу (1) видно, що структура сумарного сигналу  $s(t)$  залежить від параметрів його складових елементарних луно-сигналів. Кожен елементарний луно-сигнал характеризується індивідуальною амплітудою та фазою, які визначаються особливостями розсіювальної поверхні дна, впливом ефекту Доплера та змінною відстанню, яку проходить кожен сигнал з моменту випромінювання до моменту прийому його антеною лага в межах кутів її характеристики спрямованості у зв'язку з рухом носія [3]. При цьому кожен елементарний луно-сигнал є вузькосмуговим процесом, отже, сумарний сигнал також можна вважати вузькосмуговим. Тоді для аналізу основних параметрів таких сигналів можна застосувати відомий апарат Гільберта [4], згідно з яким обвідна  $A(t)$  сумарного коливання (1) визначається як модуль відповідного аналітичного сигналу:

$$A(t) = \sqrt{s_m^2(t) + \hat{s}_m^2(t)} = \sqrt{\left[ \sum_{m=1}^{M(t)} A_m \sin[\Psi_m(t)] \right]^2 + \left[ \sum_{m=1}^{M(t)} A_m \cos[\Psi_m(t)] \right]^2}, \quad (2)$$

де  $\hat{s}(t)$  – спряжений вираз до  $s(t)$ .

Повна фаза  $\Psi(t)$  сигналу  $s(t)$  дорівнює аргументу аналітичного сигналу:

$$\Psi(t) = \operatorname{arctg} \frac{\hat{s}(t)}{s(t)} = \operatorname{arctg} \frac{\sum_{m=1}^M A_m \sin[\Psi_m(t)]}{\sum_{m=1}^M A_m \cos[\Psi_m(t)]}. \quad (3)$$

І миттєва частота  $\omega(t)$  сигналу  $s(t)$  є похідною повної фази по часу:

$$\omega(t) = \frac{d}{dt} \operatorname{arctg} \frac{\hat{s}(t)}{s(t)} = \frac{d}{dt} \operatorname{arctg} \frac{\sum_{m=1}^{M(t)} A_m \sin[\Psi_m(t)]}{\sum_{m=1}^{M(t)} A_m \cos[\Psi_m(t)]}. \quad (4)$$

Вирази (2), (3) та (4) складні для теоретичного розрахунку  $M(t)$  луно-сигналів. Тому з метою спрощення розглянемо два елементарних луно-сигнали  $s_{m-1}(t)$  та  $s_{m+1}(t)$ , які характеризуються відповідно кутами випромінювання  $a + \Delta\gamma$ ,  $a - \Delta\gamma$  і прийому  $\beta + \Delta\gamma$ ,  $\beta - \Delta\gamma$ . Ці кути разом із глибиною місцевої акваторії визначають амплітуди цих сигналів  $A_{m-1}$ ,  $A_{m+1}$  та частоти  $\omega_{m-1}$ ,  $\omega_{m+1}$  [3].

За допомогою виразу (2) знайдемо обвідну сумарного від двох елементарних луно-сигналів коливання:

$$A(t) = \sqrt{A_{m-1}^2 + A_{m+1}^2 + 2A_{m-1}A_{m+1} \cos[\Psi_{m+1}(t) - \Psi_{m-1}(t)]}. \quad (5)$$

Вираз (5) підтверджує той факт, що під час додавання коливань з близькими значеннями амплітуди та частоти обвідна сумарного коливання набуває коливального характеру. Період коливання обвідної сумарного коливання визначається косинусом різниці фаз елементарних луно-сигналів.

Фаза сумарного від двох елементарних луно-сигналів коливання дорівнює:

$$\Psi(t, A) = (\omega_0 + \omega_D)t + \Delta\varphi(t) = \omega t + \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\frac{A_{m-1}}{A_{m+1}} \sin[\Psi_{m+1}(t) - \Psi_{m-1}(t)]}{1 + \frac{A_{m-1}}{A_{m+1}} \cos[\Psi_{m+1}(t) - \Psi_{m-1}(t)]} \right\}, \quad (6)$$

де  $\omega_0$  – частота заповнення випроміненого радіоімпульсу,  $\omega_D$  – частота Доплера сумарного коливання,  $\Delta\varphi(t)$  – складова повної фази досліджуваного сигналу, яка залежить від різниці фаз та відношення амплітуд елементарних луно-сигналів.

Миттєва частота високочастотного заповнення сигналу, отриманого шляхом додавання луно-сигналів, є похідною від миттєвої фази  $\Psi(t, A)$  і після перетворень має такий вигляд:

$$\omega(t, A) = \omega_0 + \omega_D + \Delta\omega \frac{\frac{A_{m-1}^2}{A_{m+1}^2} - 1}{\frac{A_{m-1}^2}{A_{m+1}^2} + 1 + 2 \frac{A_{m-1}}{A_{m+1}} \cos[\Psi_{m+1}(t) - \Psi_{m-1}(t)]}, \quad (7)$$

де  $\Delta\omega$  – піврізниця частот елементарних луно-сигналів.

Вираз (7) характеризує частоту високочастотного заповнення доплерівського сигналу, яка складається з частоти заповнення випроміненого радіоімпульсу  $\omega_0$ , частоти Доплера  $\omega_D$ , яка є результатом руху об'єкта плавання, а також змінної в часі величини  $\Delta\omega(t)$ , що виникає в результаті додавання елементарних луно-сигналів і визначається піврізницею частот та відношенням амплітуд елементарних луно-сигналів. Зазначимо, що при безмежно вузькій ширині характеристики спрямованості антени лага доплерівський сигнал визначається лише одним елементарним луно-сигналом, який визначається кутами випромінювання  $\alpha$  та прийому  $\beta$ , при цьому у виразі (7) зникає третій доданок.

Проаналізувавши вирази (5), (6) та (7) можна стверджувати, що досліджуваний сигнал є коливанням з амплітудними та кутовими змінами. Закони цих змін залежать від відношення амплітуд  $A_{m-1}/A_{m+1}$  та різниці фаз  $\Delta\Psi(t) = \Psi_{m+1}(t) - \Psi_{m-1}(t)$  складових елементарних луно-сигналів. Отже, за допомогою виразів (5), (6) та (7) розглянемо динаміку змін відповідно амплітуди, фази та миттєвої частоти сумарного коливання в залежності від відношення амплітуд елементарних луно-сигналів протягом одного періоду коливання обвідної сумарного сигналу.

На рис. 1 а, б і в представлені просторові графіки, на яких по осі аплікату відкладені відповідно значення амплітуди, фази та миттєвої частоти сумарного коливання, по осі ординат – один період коливання обвідної сумарного коливання, по осі абсцис – відношення амплітуд елементарних луно-сигналів.

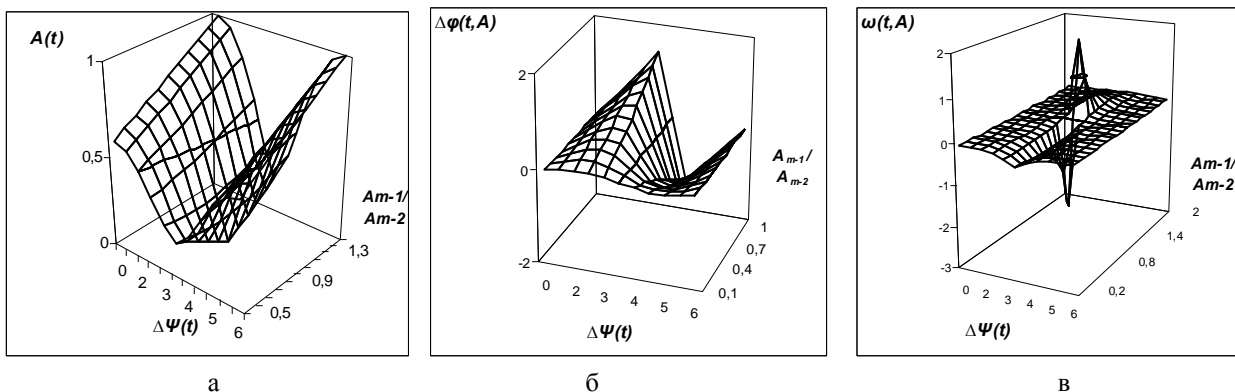


Рис. 1. Динаміка зміни обвідної (а), фази (б) та миттєвої частоти (в) суми двох елементарних луно-сигналів

З рис. 1 а видно, що в результаті додавання двох елементарних луно-сигналів сумарне коливання характеризується амплітудною модуляцією із значною глибиною. Його обвідна змінюється за квазігармонійним законом і є повільною функцією часу. Якщо різниця фаз елементарних луно-сигналів дорівнює 0 або  $2\pi$ , то обвідна сумарного коливання набуває максимального значення, якщо різниця фаз дорівнює  $\pi$  – обвідна мінімальна.

Аналіз рис. 1 б показує, що фаза сумарного коливання, при відношенні амплітуд елементарних луно-сигналів меншому за одиницю, є повільною функцією часу, а при відношенні амплітуд луно-сигналів близькому до одиниці і різниці їх фаз рівній  $\pi$ , фаза сумарного коливання швидко (стрибоподібно) змінює своє значення на  $\pi$ , тобто відбувається фазова маніпуляція. При цьому миттєва частота, яка є похідною фази, також не може бути повільною функцією часу, в характері її зміни спостерігаються позитивні та негативні викиди, які представлені на просторовому графіку (рис. 1, в).

Отже, сумарне від двох елементарних луно-сигналів коливання характеризується амплітудними та кутовими змінами, а також містить маніпуляцію фази та викиди миттєвої частоти. Необхідно зазначити, що фазова маніпуляція, викиди миттєвої частоти та зменшення амплітуди обвідної до мінімуму відбуваються одночасно, коли значення різниці фаз елементарних луно-сигналів близьке або дорівнює  $\pi$ . І навпаки, якщо значення різниці фаз елементарних луно-сигналів не дорівнює  $\pi$ , то відбувається стабілізація миттєвої частоти, обвідна приймає максимальні значення, а фаза сумарного коливання змінюється за гармонійним законом і є повільною функцією часу.

Такий статистичний зв'язок між основними параметрами досліджуваного сигналу має важливе практичне значення для визначення умов щодо збільшення точності вимірювання доплерівських зсувів частоти.

### Комп'ютерне моделювання й аналіз доплерівського сигналу

Коректність підходу вимагає зазначити, що сума лише двох парціальних луно-сигналів не може повною мірою відтворювати структуру досліджуваного сигналу. Як зазначалось раніше, теоретичний розрахунок коливання у вигляді суми багатьох елементарних луно-сигналів є складними і трудомістким. У зв'язку з цим виникає необхідність залучення сучасних високошвидкісних ЕОМ для комп'ютерного моделювання сигналу відповідно до математичної моделі (1) з метою подальшого дослідження доплерівського сигналу у вигляді суми великої кількості елементарних луно-сигналів.

Оскільки в межах цієї статті йдеться про структуру доплерівських сигналів і якомога точнішого відтворення законів зміни їх обвідної та високочастотного заповнення, то перш, ніж перейти до моделювання сигналів згідно з моделлю (1), належить встановити певні обмеження:

- об'єкт плавання рухається рівномірно та прямолінійно;
- розсіювальна ділянка дна однорідна та незмінна;
- хитавиця, інші дестабілізуючі фактори та шуми середовища відсутні;
- моделювання обмежується розповсюдженням сигналу з моменту випромінювання до моменту прийому його антеною лага.

Моделювання виконаємо для різних швидкостей носія, глибин акваторії та тривалостей випроміненого сигналу. Наведені вище умови комп'ютерного моделювання дають можливість розглянути структуру досліджуваного сигналу без впливу на неї спотворюючих і дестабілізуючих факторів середовища формування, розповсюдження та обробки даних сигналів. Таким чином, можна вести мову про безпосередню природу доплерівських сигналів: закони поведінки їх обвідної та високочастотного заповнення.

Зазначимо вихідні параметри моделювання. Нехай випромінювання та прийом радіоімпульсів виконується по першому променю діаметрально-траверзної антенної системи лага, кут нахилу якого відносно горизонту  $\alpha = 60^\circ$ , ширина характеристики спрямованості

$\gamma = 3^\circ$ . Частота заповнення випроміненого сигналу  $f_0 = 250000 \text{ Гц}$ . Будемо здійснювати моделювання для діапазонів швидкостей  $1, 5$  та  $7 \text{ м/с}$  та глибин  $10, 30, 200 \text{ м}$ . Тривалість імпульсу випромінювання встановлюється відповідно до рекомендацій [5]. Під час моделювання імітувалося декілька десятків розсіювальних елементів, які знаходились в межах озвученої ділянки дна.

Результати моделювання структури доплерівських сигналів представлені на рис. 3, а на рис. 4 та рис. 5 наведені, відповідно, графіки миттєвих частот та спектрів змодельованих сигналів. Зазначимо, що рис. 3а, рис. 4а та рис. 5а відносяться до сигналу, змодельованого при  $V_1=1 \text{ м/с}$ ,  $H_1=10 \text{ м}$ ,  $\tau_1=10 \text{ мс}$ . Рис. 3б, рис.4б та рис.5б наведені для сигналу, змодельованого при  $V_2=5 \text{ м/с}$ ,  $H_2=30 \text{ м}$ ,  $\tau_2=30 \text{ мс}$ , і, нарешті, рис. 3в, рис. 4в та рис. 5в характеризують сигнал, змодельований при  $V_3=7 \text{ м/с}$ ,  $H_3=150 \text{ м}$ ,  $\tau_3=100 \text{ мс}$ . Крім цього для порівняння на рис. 2 а, б і в наведені осцилограми реальних доплерівських сигналів, отримані в натурних умовах плавання при швидкості носія відповідно  $1 \text{ м/с}$ ,  $5 \text{ м/с}$  та  $7 \text{ м/с}$ .

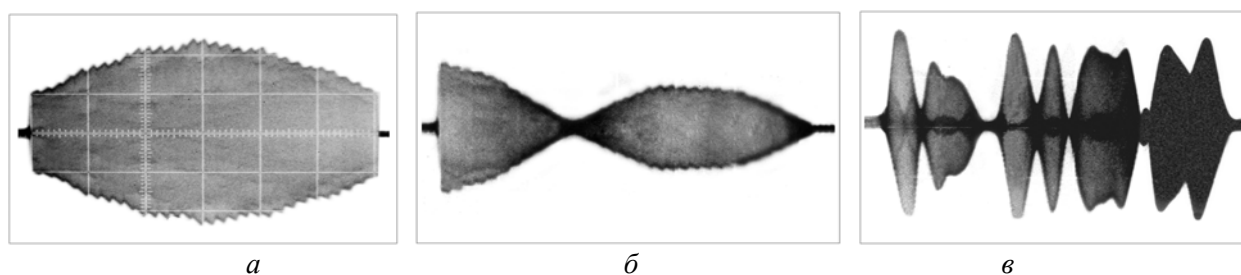


Рис. 2. Осцилограми реальних доплерівських сигналів:  
а -  $V_1=1 \text{ м/с}$ ; б -  $V_2=5 \text{ м/с}$ ; в -  $V_3=7 \text{ м/с}$

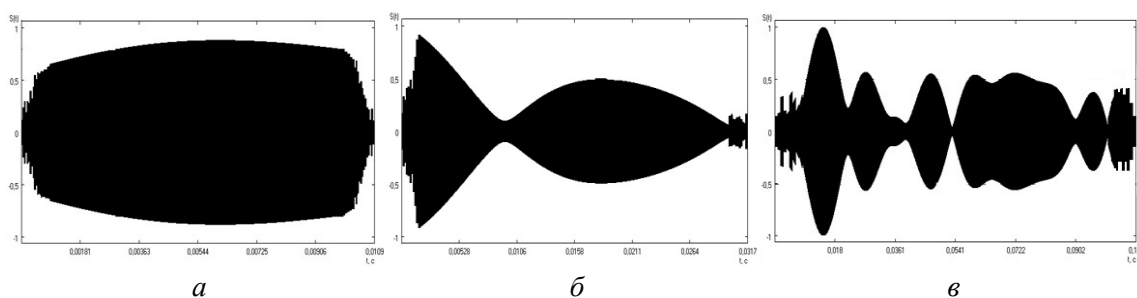


Рис. 3. Структура доплерівських сигналів, змодельованих при:  
а -  $V_1=1 \text{ м/с}$ ,  $\tau_1=10 \text{ мс}$ ; б -  $V_2=5 \text{ м/с}$ ,  $\tau_2=30 \text{ мс}$ ; в -  $V_3=7 \text{ м/с}$ ,  $\tau_3=100 \text{ мс}$

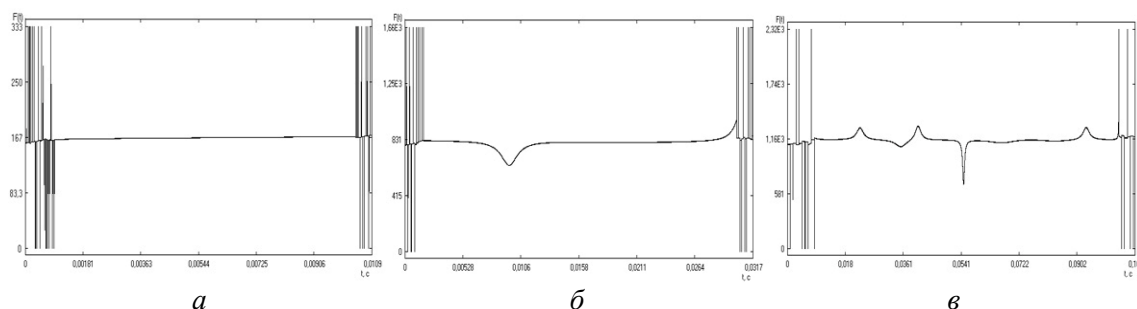


Рис. 4. Графіки миттєвих частот доплерівських сигналів, змодельованих для:  
а -  $V_1=1 \text{ м/с}$ ,  $\tau_1=10 \text{ мс}$ ; б -  $V_2=5 \text{ м/с}$ ,  $\tau_2=30 \text{ мс}$ ; в -  $V_3=7 \text{ м/с}$ ,  $\tau_3=100 \text{ мс}$

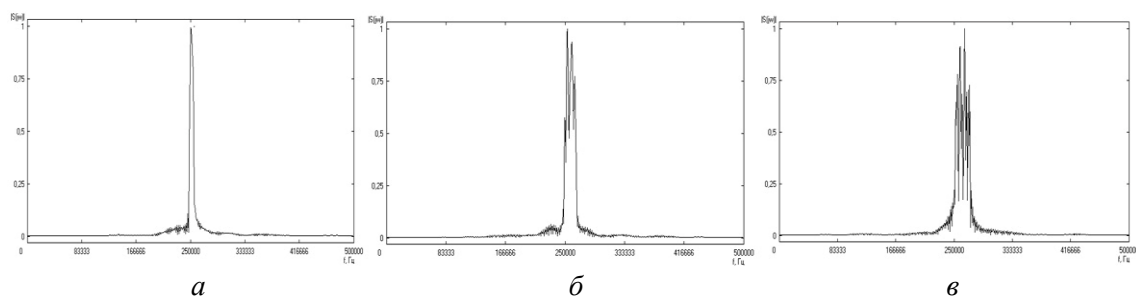


Рис. 5. Графіки спектрів доплерівських сигналів, змодельованих для:  
*a* -  $V_1=1$  м/с,  $\tau_1=10$  мс; *б* -  $V_2=5$  м/с,  $\tau_2=30$  мс; *в* -  $V_3=7$  м/с,  $\tau_3=100$  мс

Розпочнемо з аналізу структури змодельованих та реальних доплерівських сигналів. Змодельовані сигнали (рис. 3) мають форму, схожу з реальними доплерівськими сигналами (рис. 2). Зокрема з малими швидкостями осцилограми реальних (рис. 2 *a* і *б*) і змодельованих (рис. 3 *a* і *б*) доплерівських сигналів мають вигляд амплітудно-модульованих коливань з низькочастотною, близькою за формою до гармонійної, обвідною. З високими швидкостями осцилограма доплерівського сигналу (рис. 2 *в*) демонструє збільшення частоти модуляції амплітуди і добре помітний відхід від гармонійного закону модуляції та прийняття вигляду шумоподібного модулюючого сигналу. Аналогічна поведінка обвідної спостерігається у фізичній моделі доплерівського сигналу, змодельованого при високій швидкості (рис. 3 *в*).

Крім цього, на ділянках фронтів змодельованих сигналів спостерігаються значні високочастотні флуктуації обвідної, зумовлені особливостями формування та розповсюдження доплерівських сигналів з моменту випромінення до моменту прийому їх антеною лага [3]. На осцилограмах реальних сигналів цих флуктуацій не помітно, що, очевидно, пов'язано з впливом смугового фільтра („затягування та згладжування” фронтів сигналів), на виході якого отримані дані осцилограми (рис. 2).

Розглянемо тонку структуру високочастотного заповнення змодельованих сигналів. Для цього скористаємось графіками миттєвої частоти (рис. 4). Ці графіки характеризують значення частоти, які визначалися для кожного періоду високочастотного заповнення змодельованих сигналів за формулою:

$$F_{Di} = 1/T_i - f_0,$$

де  $f_0$  – частота заповнення випроміненого радіоімпульсу,  $i$  – порядковий номер періоду,  $T_i$  – тривалість  $i$ -того періоду високочастотного заповнення змодельованого сигналу.

Отже, на графіку наведені миттєві значення доплерівських зсувів частоти  $F_{Di}$  в межах тривалості змодельованого сигналу (рис. 4).

Насамперед зазначимо, що на всіх наведених графіках миттєвих частот крайні праві та ліві їх частини характеризуються значними флуктуаціями частоти, а середня частина характеризується гладкими лініями, які відносно повільно змінюються за певним законом. Це означає, що в середній частині змодельованого сигналу частота залишається відносно сталою, за винятком тих зон, де обвідна набуває мінімальних значень.

Аналізуючи графіки миттєвих частот (рис. 4) та відповідних обвідних змодельованих сигналів (рис. 3), необхідно зазначити закономірність і зв'язок у характерах поведінки обвідної та миттєвої частоти цих сигналів: на ділянках сигналу, де амплітуда обвідної набуває мінімальних значень, відповідні значення миттєвих частот залишаються незмінними на рівні горизонтальної прямої, яка відповідає значенню частоти Доплера, визначеному для центральної осі характеристики спрямованості антени лага. На ділянках сигналу, де амплітуди обвідної мінімальні, миттєві частоти стрімко зміщуються відносно частоти Доплера за певним законом: набувають вигляду позитивних „піків” або негативних „провалів”, при цьому відхилення від частоти Доплера відбуваються як в більшу, так і в меншу сторони. Таким чином, в межах тривалості змодельованих сигналів можна виділити

фрагменти, які характеризуються як сталими, так і несталими значеннями частоти Доплера.

Нарешті перейдемо до графіків спектрів доплерівських сигналів, зображених на рис. 5. З їх аналізу видно, що із збільшенням швидкості відбувається розширення і зміщення спектра сигналу. При цьому виникає велика кількість додаткових спектральних піків, що ускладнює виділення точного значення частоти Доплера спектральними методами.

Орієнтуючись на характер поведінки миттєвої частоти та обвідної змодельованих сигналів, а також враховуючи зв'язок між ними, з'являється можливість кожен сигнал розділити на три види фрагментів і виконати кількісний аналіз частоти Доплера в межах окремих фрагментів. Фрагменти 1-го виду орієнтуються на ті ділянки сигналу, в межах яких обвідна набуває максимальних значень, а відповідні миттєві частоти сталі та незмінні (мають вигляд горизонтальної прямої). Фрагменти 2-го виду відповідають тим ділянками змодельованого сигналу, в межах яких обвідна набуває мінімальних значень, а відповідні миттєві частоти стрімко зміщуються відносно частоти Доплера (мають вигляд позитивних „максимумів” та негативних „провалів”). І нарешті до фрагментів 3-го виду віднесемо ділянки передніх та задніх фронтів змодельованих сигналів, які за своїми ознаками не подібні до вищевиділених і характеризуються значними флуктуаціями частоти заповнення та амплітуди.

В межах кожного фрагменту визначимо середньоарифметичне значення  $F_{Dj}$ , а також середньоквадратичне відхилення  $\sigma_{Fj}$  частоти Доплера за відомими формулами:

$$\bar{F}_{Dj} = \frac{\sum_{i=1}^{n_j} F_{Di}}{n_j}, \quad \sigma_{Fj} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n_j} (\bar{F}_{Dj} - F_{Di})^2}{n_j}},$$

де  $j$  – порядковий номер фрагменту визначеного виду,  $n_j$  – кількість періодів високочастотного заповнення в  $j$ -ому фрагменті.

Після цього результати розрахунків для фрагментів одного виду об'єднувались за аналогічними формулами. Остаточні результати розрахунків занесені в таблицю 1.

Таблиця 1

Результати дослідження частоти Доплера в різних фрагментах змодельованих сигналів

V, м/с	Фрагменти 1-го виду			Фрагменти 2-го виду			Фрагменти 3-го виду (фронти)		
	$\tau, c$	$\Delta F_D, Гц$	$\sigma_F, Гц$	$\tau, c$	$\Delta F_D, Гц$	$\sigma_F, Гц$	$\tau, c$	$\Delta F_D, кГц$	$\sigma_F, кГц$
1	0,07	3	7	0,002	35	55	0,002	1-15	70-100
5	0,010	2	6	0,010	40	50	0,004	1-10	30-50
7	0,400	4	9	0,400	30	60	0,020	0,2-1	2-10

Аналізуючи результати, представлені в таблиці 1, зазначимо, що тривалості фрагментів 1-го та 2-го видів приблизно однакові, а тривалості фронтів досліджуваних сигналів складають близько десяти відсотків від загальної тривалості сигналу. Різниця по модулю  $\Delta F_D$  між теоретичним значенням частоти Доплера  $F_D^*$  (знайденим за класичною формулою

$$F_D^* = f_0 \frac{2V}{c} \cos \alpha$$

та експериментальним  $F_D$ , а також середньоквадратичні відхилення  $\sigma_F$  частоти Доплера складають: для фрагментів 1-го виду – одиниці герц, для фрагментів 2-го виду – десятки герц, для фрагментів 3-го виду – десятки та сотні кілогерц.

### Узагальнення моделі доплерівського сигналу

Всебічний аналіз математичної моделі (1) та відповідної фізичної моделі доплерівських сигналів, насамперед, відображає відомі особливості цих сигналів, висвітлені в класичній літературі, а також підтверджуються експериментальними дослідженнями, а саме:

1. Доплерівський сигнал є вузькосмуговим квазігармонійним випадковим процесом, котрий загалом описується виразом  $s(t) = A(t) \cos[\Psi(t)]$  [6].

2. Структура доплерівського сигналу ускладнюється і видозмінюється із збільшенням швидкості руху носія [7].

3. Спектр доплерівського сигналу є суцільним, причому він розширюється та зміщується на осі частот із збільшенням швидкості руху носія [8].

4. Крайня ліва та права частини (фронти) доплерівського сигналу характеризуються значними флуктуаціями обвідної та високочастотного заповнення [9].

5. Тривалість прийнятого сигналу більша від тривалості випроміненого радіоімпульсу [8].

Крім цього, в результаті аналізу математичної і фізичної моделей доплерівських сигналів виявлено нові, досі невідомі, властивості цих сигналів, які корелюють між собою:

1. Структура основної частини доплерівського сигналу, на відміну від структури переднього та заднього фронтів цього сигналу, повністю сформована і характеризується плавним квазігармонійним законом зміни обвідної та миттєвої частоти.

2. Досліджувані сигнали містять маніпуляцію фази та викиди миттєвої частоти у тих місцях, де амплітуда обвідної набуває мінімальних значень.

3. Дисперсія миттєвої частоти тих фрагментів, які відповідають мінімальним значенням обвідної змодельованих сигналів, складає десятки та сотні герц, а дисперсія миттєвої частоти фрагментів, які відповідають максимальним значенням обвідної, змінюється на рівні одиниць герц.

4. Частота заповнення на ділянках фронтів змодельованих сигналів на десятки кілогерц відрізняється від значення частоти у межах середньої частини доплерівського сигналу.

5. Зв'язок між обвідною та високочастотним заповненням цих сигналів дозволяє виділити фрагменти, які містять сталі та незмінні значення частоти Доплера.

Спільний аналіз математичної та фізичної моделей доплерівського сигналу дозволяє констатувати бачення доплерівського сигналу з точки зору найбільш оптимальних підходів щодо його обробки (вимірювання). Саме таке бачення найзручніше представити у вигляді графічних залежностей, які інтегровано характеризують поведінку основних параметрів сигналів і зв'язків між ними (рис. 6). Оскільки такі графічні залежності впливають з математичної та фізичної моделей, то логічно їх вважати узагальненою моделлю доплерівських сигналів. Така модель для розробника може нести цінну інформацію для вибору найбільш ефективних алгоритмів і пристроїв вимірювання основних параметрів доплерівських сигналів.

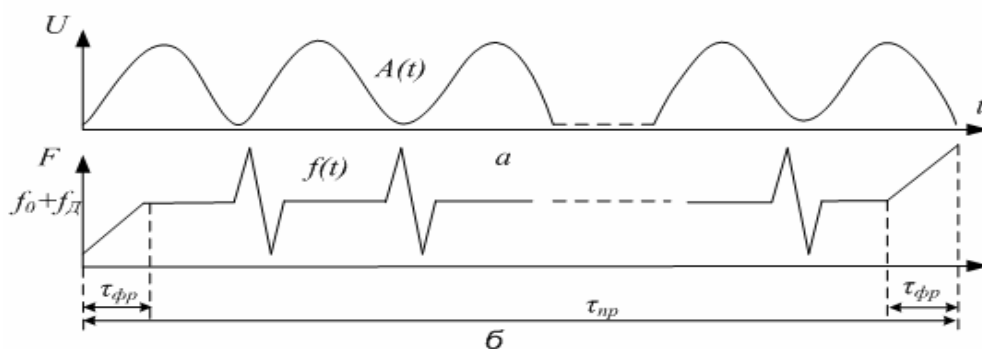


Рис. 6. Узагальнена модель доплерівського сигналу:  
 $a$  – обвідна сигналу  $A(t)$ ;  $b$  – високочастотне заповнення  $f(t)$ .



## Висновки

В цій статті розглянуті основні параметри (обвідна, фаза та високочастотне заповнення) доплерівських сигналів і закони їх поведінки шляхом аналізу математичної моделі (1) та відповідного комп'ютерного моделювання цих сигналів. Результати аналізу та моделювання доплерівських сигналів відповідають існуючим уявленням про ці сигнали [6, 8], підтверджуються експериментальними дослідженнями реальних доплерівських сигналів [2, 7, 9] та відтворюють нові властивості цих сигналів. На основі отриманих результатів була узагальнена модель доплерівського сигналу гідроакустичного лага, яка визначає умови підвищення точності вимірювання доплерівських зсувів частоти, а отже, і швидкості руху носія.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Барась С. Т. Аналіз джерел похибок вимірювання складових вектора швидкості судна // Вісник ВПІ. – 2000. – № 2. – С. 81 – 85.
2. Барась С. Т. Аналіз результатів експериментальних досліджень флуктуацій частоти доплерівського сигналу гідроакустичного лага в реальних умовах плавання // Вісник ВПІ. – 2003. – № 5. – С. 81 – 85.
3. Онищук О. В., Барась С. Т. Моделювання доплерівського сигналу // Вісник ВПІ. – 2007. – № 5. – С.143–147.
4. Баскаков С. И. Радиотехнические цепи и сигналы. – М.: Высшая школа, 1988. – 448 с.
5. Барась С. Т., Костюк О. А., Лободзінська Р. Ф. Оптимізація часової діаграми роботи гідроакустичного доплерівського лага// МНТЖ ВОТГП. – 2000. № 2. – С. 87 – 91.
6. Абсолютные и относительные лаги / К.А. Виноградов, В.Н. Кошкарев, Б.А.Осюхин, А.А. Хребтов: Справочник. – Л.: Судостроение, 1990. – 264 с.
7. Барась С. Т. Спектр обвідної доплерівського ехо-сигналу, розсіяного морським дном // Вісник ВПІ. – 2000. – № 5. – С. 74 – 76.
8. Гидроакустические навигационные средства / В. И. Бородин, Г. Е. Смирнов, Н. А. Толстяков, Г. В. Яковлев. – Л.: Судостроение, 1983. – 262 с.
9. Измеритель частоты гидроакустического доплеровского лага А.с. №1700492. СССР. / С. Т. Барась, В. А. Мельник, А. П. Мартынюк – № 4699484/21; Заявлено 31.05.89; Опубл. 23.12.91, Бюл. № 47. – 5с.: ил.

**Онищук Олег Володимирович** — аспірант кафедри проектування комп'ютерної та телекомунікаційної апаратури;

**Барась Святослав Тадіонович** — доцент кафедри проектування комп'ютерної та телекомунікаційної апаратури.

Вінницький національний технічний університет.