

ЗАСТОСУВАННЯ ТРЬОХВИЛЬОВОГО ФОТОЗМІШУВАННЯ ДЛЯ ПІДВИЩЕННЯ ЧУТЛИВОСТІ ЛАЗЕРНОГО ДОПЛЕРІВСЬКОГО ВІБРОМЕТРА В СУБНАНОМЕТРОВОМУ ДІАПАЗОНІ

Л. К. ЯРОВОЙ

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
механіко-математичний факультет, 044-259-0542, 066-228-2414,
yarovoi@univ.kiev.ua*

Досліджується можливість значного підвищення чутливості до слабких акустичних сигналів в лазерному доплерівському віброметрі (ЛДВ) шляхом залучення в процес фотодетектування третьої когерентної хвилі, в доданок до опорної та зондувальної хвиль. Встановлено, що це призводить до численних інтерференційних ефектів в частотній області, в тому числі до значного підвищення амплітуди вихідного сигналу ЛДВ для коливань з амплітудою меншою за половину довжини лазерної хвилі. Умовами аномального підвищення чутливості є наближеність фазової різниці $\Delta\phi$ другої та третьої хвиль до π та близькість їх амплітуд. В демонстраційному експерименті з спеціально доопрацьованим ЛДВ отримано восьмикратне підвищення чутливості віброметра до миттєвої швидкості коливання малої амплітуди.

Лазерні доплерівські віброметри (ЛДВ) вимірюють частоту доплерівського зсуву зондувального лазерного променя, яка свідчить про миттєву швидкість об'єкту, що коливається. Якщо в ЛДВ в додаток до зондувального та опорного лазерних променів в фотодетектуванні приймає участь третя когерентна хвиля, то це призводить до появи хвилястості або гребінки піків на сигналі миттєвої частоти при умові, що амплітуда коливань досліджуваного об'єкту перевищує половину довжини хвилі лазера.[1].

Поява додаткової хвилі викликана відбиттям зондувального променя від перешкод, таких як скляні вікна, елементи конструкції віброметра або досліджуваного об'єкту, пил або краплі вологи в повітрі. Оскільки явище трьохвильового фотозмішування в загальному випадку, спотворює сигнал віброметра [2] та призводить до значної похибки, приймаються спеціальні засоби для уникнення зайвої хвилі, або використовуються методи компенсації завад [3, 4].

У випадку, коли амплітуда коливання менша за довжину хвилі специфічна хвилястість зникає у вихідному сигналі, але форма та, головне, амплітуда сигналу віброметра набувають значної залежності від співвідношення між фазами та амплітудами оптичних хвиль, що інтерферують на фотодетекторі віброметра [6].

Нами розроблений метод, який дозволяє використати, при певних умовах, негативний вплив трьохвильового фотозмішування (ТХФ) на користь для суттєвого підвищення апаратної чутливості до слабких акустичних коливань. Це стосується в тому числі і диференційних вимірювань, коли необхідно дослідити різницю в переміщенні, або швидкості в двох точках об'єкту.

АНАЛІЗ СИГНАЛІВ ЛАЗЕРНОГО ВІБРОМЕТРА ПРИ ТРЬОХВИЛЬОВОМУ ФОТОЗМІШУВАННІ

Проведемо стислий аналіз сигналів ЛДВ. Нехай досліджується об'єкт, що коливається за гармонічним законом $x_1(t) = X_1 \cos(\Omega t)$, де X_1 - амплітуда, Ω - частота

акустичних коливань. Будемо вважати, що коливання направлене вздовж лазерного променя ЛДВ, тоді доплерівський зсув, що вимірюється класичним ЛДВ вібротроном дорівнює:

$$\omega_1(t) = -2kX_1\Omega \sin(\Omega t) \quad (1)$$

k – хвилевий вектор зондувального лазерного випромінювання.

У випадку, коли існує трьоххвильове фотомішування, на поверхні фотодетектору інтерферують три когерентні хвилі: $e_0 = E_0 \exp(-i \cdot (\omega_{opt} t + \Phi_0))$ – опорна хвиля, $e_1 = E_1 \exp(-i \cdot (\omega_{opt} t + \Phi_1))$ – зондувальна хвиля, а також, третя хвиля $e_2 = E_2 \exp(-i \cdot (\omega_{opt} t + \Phi_2))$, Φ_0, Φ_1, Φ_2 – початкові фази, ω_{opt} – кругова оптична частота. Лазерні вібротроми побудовані за гетеродинною схемою. Це означає, що опорна хвиля має зсув по частоті гетеродина f_0 , а фаза Φ_0 додатковий член $2\pi f_0 t$.

Струм i_{det} фотоприймача вібротрому пропорційний сумарній інтенсивності лазерного випромінювання E^2 :

$$E^2 = (e_0 + e_1 + e_2) \cdot (e_0 + e_1 + e_2)^* \quad (2)$$

Елементарні перетворення дозволяють отримати з (2) амплітуду та фазу складової фотоструму на частоті гетеродина [1]. $i = I \cdot \cos(\Phi_0 - \phi)$, де

$$I = 2E_0 \cdot \sqrt{2E_2E_1 \cos(\Phi_2 - \Phi_1) + E_1^2 + E_2^2} \quad \text{- амплітуда}$$

$$\phi = \arctan \left[\frac{E_1 \sin(\Phi_1) + E_2 \sin(\Phi_2)}{E_1 \cos(\Phi_1) + E_2 \cos(\Phi_2)} \right] \quad \text{- фаза.} \quad (3)$$

Нехай зондувальний промінь вібротрому спрямований в точки об'єкту, що досліджується. В нашому випадку фаза зондувальної становить $\Phi_1 = 2kX_1 \cos(\Omega t)$, а фаза третьої хвилі (назвемо її другою зондувальною) нехай становить $\Phi_2 = \Delta\phi$, $\Delta\phi$ – стала величина, що залежить від різниці початкових оптичних шляхів.

Доплерівська частота визначається, як похідна від фази ϕ : $\omega_{Dop} = \frac{d}{dt}\phi$, і у випадку, коли існують тільки дві інтерферуючі хвилі, тобто E_2 дорівнює нулю, з формул (3), тривіально отримуємо доплерівську частоту (1) для класичної схеми вібротрому. А для ЛДВ з ТХФ "доплерівська" частота ω' , тобто сигнал вібротрому, має вигляд:

$$\omega'(t) = -kX_1\Omega \cdot \left[1 + \frac{(\eta^2 - 1)}{2\eta \cdot \cos(2k \cdot X_1 \cdot \cos(\Omega t) + \Delta\phi) + \eta^2 + 1} \right] \sin(\Omega t), \quad (4)$$

де через $\eta = E_1 / E_2$ – позначено відношення амплітуд зондувальної та другої опорної хвилі.

Формула (4) свідчить, що на відміну від класичного ЛДВ, сигнал якого пропорційний миттєвій швидкості (1) в точці вимірювання, сигнал вібротрому з ТХФ (4) має додатковий член, що нелінійно залежить від амплітуди коливання X_1 , різниці фаз $\Delta\phi$ та параметра η . У випадку $X_1 > \lambda/2$ у вихідному сигналі вібротрому присутня хвилястість (рис.1, $X_1 = 1.26 \mu$), амплітуда якої при наближенні η до одиниці зростає, і в результаті утворюються гігантські сплески [2], що суттєво спотворюють сигнал (рис.1, $\eta = 1.1, X_1 = 1.26 \mu$). Для порівняння на малюнку також зображений неспотворений сигнал, коли відсутня третя хвиля $E_2 = 0$.

При $X_1 < \lambda/2$ сплески відсутні, але амплітуда та форма сигналу також залежать від η та $\Delta\phi$. На рис.2 наведений розрахунок вихідного сигналу ЛДВ з ТХФ для коливань з амплітудою $X_1 = 6.2 \text{ nm}$ для $\eta = 1.1$ та двох різних значень фази $\Delta\phi$.

При коливаннях малої амплітуди $X_2 \ll \lambda$ та $\Delta\phi = \pi$ формула (4) спрощується:

$$\omega'(t) = -kX_1\Omega \cdot \left[1 + \frac{(\eta^2 - 1)}{4\eta \cdot (kX_1 \cos(\Omega t))^2 + (\eta - 1)^2} \right] \sin(\Omega t), \quad (5)$$

Результати моделювання сигналів вібрметра з ТХФ для амплітуди $X_1 = 0.62 \text{ nm}$, $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$, $\Omega = 2 \text{ кГц} \cdot 2\pi$ та $\Delta\phi = \pi$ наведені на рис.3 для двох значень $\eta = 1.1$ та $\eta = 1.2$. Як можна бачити при малих амплітудах коливань форма сигналу ЛДВ втрачає асиметрію та стає подібною до форми досліджуваного коливання, як його відтворює класичний ЛДВ при $E_2 = 0$. При цьому амплітуда сигналу ЛДВ з ТХФ значно більша, ніж амплітуда сигналу класичного вібрметра за інших рівних умов. Конкретно, при $\eta = 1.1$ сигнал вібрметра з ТХФ більш ніж в десять разів перевищує сигнал класичного ЛДВ. Таким чином, з'являється можливість апаратного підсилення слабких сигналів при належному виборі параметрів оптичної схеми.

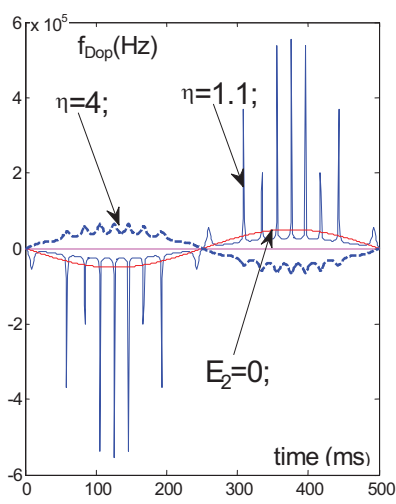


Рис. 1.

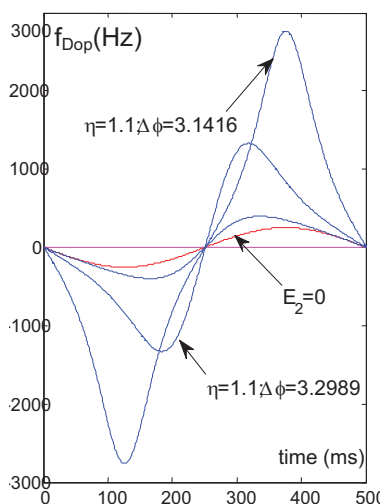


Рис.2.

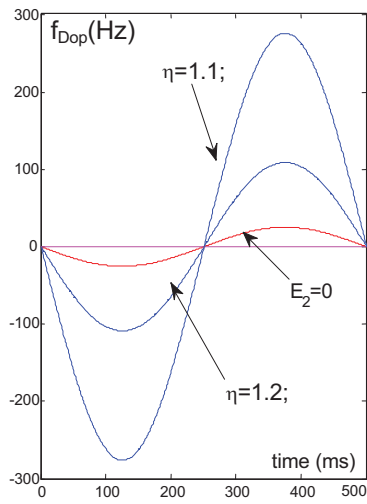


Рис.3.

Це "підсилення" виникає завдяки другому нелінійному члену в (5). Одною з умов появи додаткового "підсилення" є наближеність фазової різниці $\Delta\phi$ оптичних зондувальних каналів до π . Інша – це близькість амплітуд зондувальних променів.

Залежність амплітуди сигналу вібрметра з ТХФ від співвідношення амплітуд променів η в (5) може бути записана, як:

$$\omega'_{amp} = kX_1\Omega \cdot \left[1 + \frac{(\eta + 1)}{(\eta - 1)} \right], \quad (6)$$

Визначимо апаратну чутливість ЛДВ до вимірювань амплітуди коливання як похідну $\frac{d(\omega'_{amp}(X_1))}{dX_1}$. Тоді за допомогою співвідношення $\alpha(\eta) = d(\omega'_{amp})/d(\omega_{amp})$ можна

порівняти чутливість інструментів віброметра з ТХФ та класичного віброметра. В результаті отримаємо: $\alpha(\eta) = 2\eta/(\eta - 1)$.

Рис.5 зображує залежність функції $\alpha(\eta)$ від аргументу $\eta = [1.01...1.1]$. Наприклад, при $\eta = 1.1$ відношення чутливостей дорівнює $\alpha = 22$, при $\eta = 1.05$ $\alpha = 42$, а при $\eta = 1.01$ чутливість віброметра з ТХФ зростає в 202 рази!

В той же час, при зростанні такого апаратного "підсилення" відбувається деформація вихідного сигналу, як це показано на рис.2. Оцінити спотворення сигналу можна розрахувавши відношення $\zeta(\eta)$ третьої та першої гармонік сигналу (оскільки $\omega'(t)$ - функція парна і друга гармоніка дорівнює нулю). Результат розрахунку, який також представлений на рис.4 перервними лініями, показує, що нелінійні спотворення зростають з ростом підсилення. Але в той же час величина нелінійних спотворень зменшується при зменшенні амплітуди коливань. Таким чином, "підсилення" слабких коливань відбувається майже без спотворень в порівнянні з таки ж "підсиленням" сигналів з більшою амплітудою. Наведений розрахунок свідчить, що $\alpha \approx 100$ при $\eta \approx 1.02$, а величина нелінійних спотворень становить $\zeta = 0.7$ для амплітуди $X_1 = 6.2 \text{ nm}$ і тільки $\zeta = 0.08$ для $X_1 = 0.62 \text{ nm}$.

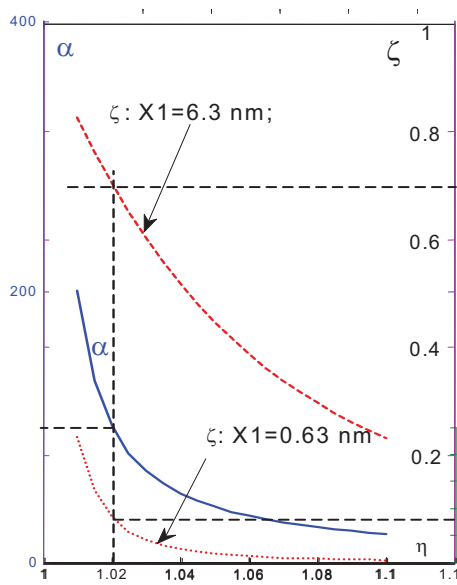


Рис. 4

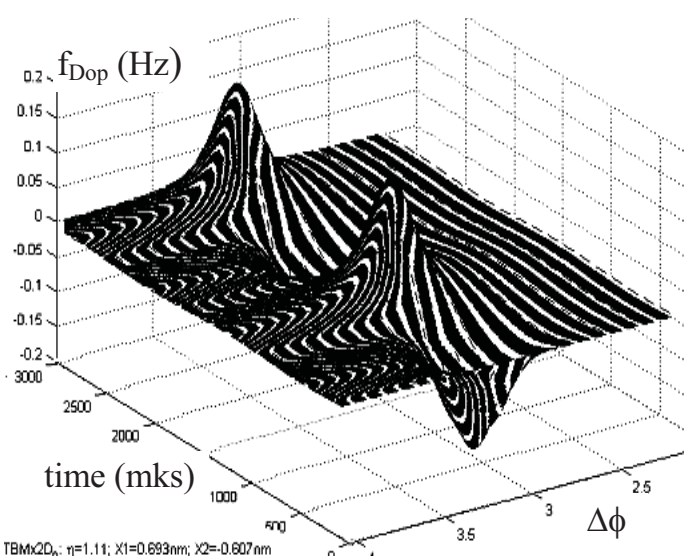


Рис.5

Інша умова ефективного застосування трьохвильового фотозмішування - це додержання різниці фаз між пучками, що інтерферують, рівною π . На рис.5 в тривимірному вигляді зображений один період вихідного сигналу віброметра з ТХФ як функція фазової різниці між каналами. Можна бачити, що при зміщенні $\Delta\phi$ від π ефект підвищення чутливості швидко зменшується, а при значному відхиленні зникає взагалі і сигнал віброметра стає рівним половині сигналу класичного ЛДВ:

$$\omega'(t) = -\Omega k \cdot [(X_1) + 0] \sin(\Omega t), \quad (7)$$

Під кінець доречно додати, що викладені результати однаково стосуються диференціальних вимірювань, коли третій промінь направляють на іншу точку

досліджуваного об'єкту, що коливається з амплітудою X_2 . В цьому випадку амплітуда вихідного сигналу ЛДВ пропорційна різниці $\delta X = X_1 - X_2$, для якої також залишаються вірними основні принципи викладені вище.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

Експериментальна перевірка результатів математичного моделювання трьох хвильового методу виконувалась на установці, блок-схема якої представлена на Рис. 6 В експериментах використовувався серійний лазерний віброметр CLV фірми POLYTEC GmbH [7], котрий був модифікований задля здійснення трьох хвильового фотозмішування. Лазер віброметра генерує червоне випромінювання He-Ne лазера (L), $\lambda=0,63$ мкм.

Спрощено оптична система (1) віброметра CLV утворена інтерферометром Маха-Цандера, в якому формуються опорний та первинний зондувальний промені. Опорний промінь зміщується на частоту гетеродина f_0 коміркою Брегга (B). На виході оптичного блоку віброметра розташований вузол формування другого зондувального променя. Світлоподільний елемент (3) розділяє зондувальний промінь на два у відношенні приблизно нарівно за інтенсивністю. Перший зондувальний промінь спрямовується на дифузор (6), що коливається з частотою Ω . Другий зондувальний промінь через фазомодулюючий елемент (4) та керований фільтр нейтральної щільності (5) спрямовується на нерухому мішень, котра вкрита спеціальною відбиваючою фольгою.

Після відбиття мішенями назад випромінювання знов приймається оптичною системою віброметра, зміщується з опорним променем та потрапляє на фотодетектор віброметра (7). Високочастотний сигнал детектора i_{det} потрапляє до контролера системи CLV (9), де виконується обробка доплерівської сигналу. Сигнал (напруга) на виході контролера - пропорційний величині миттєвої швидкості об'єкту, яка пов'язана

співвідношенням $v = \frac{\omega_{Dop}}{2k}$ з доплерівським зсувом.

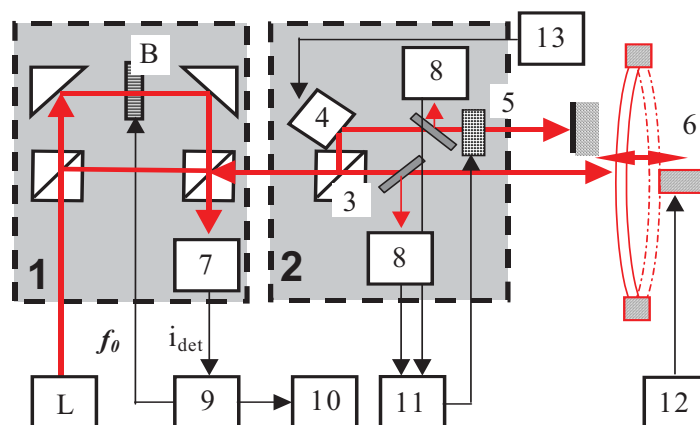


Рис. 6

Для того, щоби стабілізувати параметр η , частина випромінювання, що повертається в обох зондувальних каналах до віброметра відгалужується на фотоприймачі (8), які пов'язані зі схемою керування щільністю фільтра (5). Таким чином під час експерименту вдавалось задавати та стабілізувати відношенням амплітуд зондувальних хвиль η з похибкою до 2%. Генератор (12) збуджує дифузор, а генератор (13) змінює фазу одного з зондувальних променів.

На рис.7 представлений сигнал віброметра з ТХФ при фазовій модуляції в одному з каналів $\Delta\phi = m \cdot \cos(\Omega_\phi t)$ та $X_I=80\text{нм}$ і $\eta \approx 1.2$. Індекс модуляції $m=0.2$ встановлювався таким, щоби напевно вийти за межі області підсилення, і, таким чином, реалізувати умову (7). На тому ж малюнку перервною лінією зображений сигнал без додаткової фазової модуляції. Порівнюючи їх бачимо, що при досягненні фазовою різницею $\Delta\phi = \pi$ спостерігається подвоєння вихідного сигналу, а при значному відхиленні фази від цієї точки амплітуда зменшується вдвічі, як і витікає з (7).

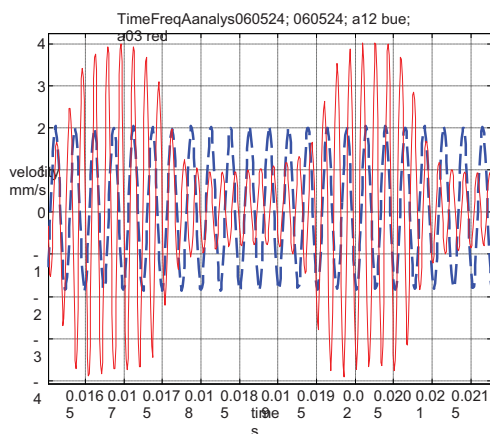


Рис. 7

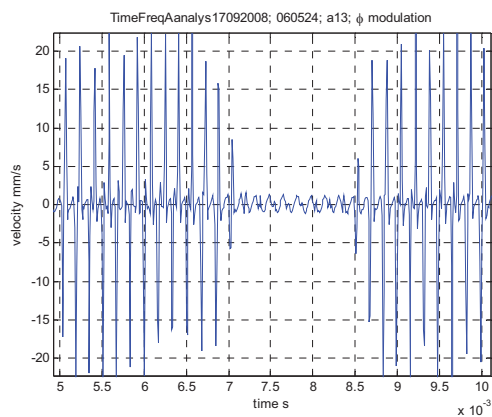


Рис.8

Ще більше підсилення спостерігається в наступному експерименті (рис.8), коли $\eta \approx 1.1$ для коливання такої ж амплітуди. Однак при цьому, як видно, вже проявляються нелінійні спотворення сигналу.

ВИСНОВКИ

Встановлено, що в схемі ЛДВ з двома зондувальними променями і одним опорним при умові, коли амплітуди зондувальних променів майже рівні, а початкові фази протилежні, для сигналів з амплітудою менше ніж половина довжини зондувальної хвилі спостерігається різке зростання амплітуди вихідного сигналу віброметра. Таким чином, тільки оптичними апаратними засобами можна досягти значного "підсилення" амплітуди сигналу ЛДВ і, тим самим, підвищити чутливість до слабких акустичних сигналів.

В демонстраційному експерименті з спеціально доопрацьованим ЛДВ отримано восьмикратне підвищення чутливості віброметра до амплітуди миттєвої швидкості.

При значному підвищенні чутливості спостерігається зріст нелінійних спотворень сигналу. Важливим результатом є те, що вразливість до нелінійних спотворень зменшується зі зменшенням амплітуди вібрації, тому запропонований метод найбільш ефективний саме для діагностики слабких акустичних сигналів.

Застосування підсилюючого ефекту трьоххвильового фотозміщення в ЛДВ може бути доцільним при диференційному вимірюванні коливань в сусідніх точках об'єкту, наприклад, для дослідження параметрів акустичних хвиль в тонких плівках.

ЛІТЕРАТУРА

1. Yarovoi L., Siegmund G. The effect of three-wave interference in laser Doppler vibrometry // Meas. Sci. Technol. – 2004. –**15**. - P. 2150–2156.
2. Яровой Л. Влияние когерентных помех на сигнал доплеровских виброметров // Фізичні методи та засоби контролю середовищ, матеріалів та виробів "Леотест-2004". Київ-Львів. . - 2004. – С.35-39.
3. Olivier J Dussarrat, D F Clark, T J Moir, New demodulation process to reduce cochannel interference for a laser vibrometer sensing system Proc. SPIE. Vibration Measurements by Laser Techniques, - 1998. - **3411**. – P. 2-13,
4. Пат. 84937 Україна МПК G 01 B 9/02.Яровой Л. К. “Спосіб вимірювання вібрації” Яровой № а 200614074 заяв. 29.12.2006. чинній від 10.12.2008, друк. 10.12.2008. Бюл. № 23 -4с.: іл.
5. Яровой Л. К. Метод дискретного вимірювання малих переміщень за допомогою лазерного віброметра.// Вісник Київського університету. Серія: механіка та математика. - 2006. – Випуск. 15-16, - С. 53-57.
6. Ombeline de La Rochefoucauld, Shyam M. Khana S., Olson E.,Recording depth and signal competition in heterodyne interferometry // J. Accoust. Soc.Am. – 2005, - **117** . - № 3.