



УДК.621.317

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ЗМІН РІДИН ПРИ ВИКОРИСТАННІ ЕНЕРГІЇ ПРУЖНИХ ХВИЛЬ

Федюшко Ю. М., д.т.н.

Таврійський державний агротехнологічний університет

Тел.: (0619) 42-11-52

Анотація – теоретично досліджений тепловий режим ультразвукової генерації звуку в рідині, що встановлюється при тривалому впливі випромінювання. Виконано розрахунки й оцінки встановлення теплового режиму в умовах поверхневого збурювання.

Ключові слова – ультразвукова генерація звуку, рідина, ультразвукова хвиля, термооптичні джерела.

Постановка проблеми. Створення звуку акустичним випромінюванням [1, 3], у тому числі й в умовах поверхневого збурювання, було досліджено в різних середовищах. Серед різних аспектів обговорюваного явища практично не вивченим залишається питання встановлення теплового режиму термооптичного джерела звуку.

Аналіз останніх досліджень. При значних енерговиділеннях в середовищі стає істотним зміна параметрів рідини (зокрема, коефіцієнта теплового об'ємного розширення) через її нагрівання за час дії ультразвукового імпульсу. При цьому не враховувалися процеси переносу тепла в рідині і вважалося, що нагрівання повністю визначається тепловиділенням [1, 3].

Такий підхід справедливий тільки при порівняно за короткий час впливу випромінювання, тому вивчення випадків тривалого впливу ультразвукового випромінювання [4], коли встановлюється тепловий режим, що визначається процесами теплопровідності й конвекції з врахуванням поверхневого збурювання є істотним.

Формування цілей статті (постановка завдання). Термооптична генерація звуку в рідині в умовах двовимірного випадкового збурювання поверхні в залежності середнього звукового тиску, середній інтенсивності й дисперсії флуктуації, генеруючих у рідині акустичних полів залежить від таких характеристик як середньоквадратична висота нерівностей, функція розподілу і радіус кореляції нерівностей на

поверхні рідини. Теплофізичні параметри, які характеризують рідину, у процесі генерації звуку вважалися незмінними.

Досить очевидно, що в умовах, коли у встановленні теплового режиму стають істотними процеси теплопереносу, збурювання рідини буде одним з основних факторів у визначенні ефективності термооптичної генерації звуку. Оцінки доводять, що ці ефекти будуть помітні навіть при помірних потужностях ультразвукового випромінювання.

Основна частина. Для більшості рідин, коли час впливу великий, нагрів області поглинання збільшує ефективність генерації звуку. Для води, яка досліджувалася в експериментах, при температурах $T > 4 \text{ }^\circ\text{C}$, ріст ефективності генерації пов'язаний зі зростанням, внаслідок нагрівання, коефіцієнту теплового об'ємного розширення, який серед інших параметрів значно залежить від температури.

При температурі води $20 \text{ }^\circ\text{C}$ відносна зміна теплоємності рідини з ростом температури становить величину $8 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$, зміна швидкості звуку становить $10^{-3} \text{ град}^{-1}$, а зміна коефіцієнту об'ємного теплового розширення становить $4,9 \cdot 10^{-2} \text{ град}^{-1}$ [1].

Якщо поверхня рідини збурена, то в результаті викликаних збурюванням коливань області тепловиділення, а також кругових переміщень часток рідини об'єм області нагрівання збільшується. Це приводить до спаду температури рідини в місці дії ультразвукового випромінювання, а відповідно, зменшенню ефективності генерації звуку.

Розрахунки й оцінки встановлення теплового режиму генерації звуку виконані з урахуванням теплопровідності й конвекції, у тому числі в умовах поверхневого збурювання, причому сам процес встановлення температури вважався повільним, так що впливом теплової нелінійності за час порядку періоду звукової хвилі можна зневажити.

Розглядається наступна постановка завдання: ультразвуковий пучок з характерним радіусом a , падає нормально до незбуреної поверхні рідини й поглинається в ній на характерній довжині μ^{-1} , де μ – коефіцієнт поглинання ультразвукового випромінювання в рідині. Передбачається, що випромінювач працює в імпульсно-періодичному режимі, причому імпульси проходять із періодом τ_0 , і кожний описується залежністю $f(t)$ з характерною тривалістю $\tau_{\text{имп}} < \tau_0$. Генерація звуку з урахуванням тимчасових змін параметрів рідини описується наступним рівнянням [2] для амплітуди тиску p

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} \right) - \Delta p = \left(\alpha \rho \frac{\partial T}{\partial t} \right), \quad (1)$$

де c - швидкість звуку,

α - коефіцієнт теплового об'ємного розширення,

ρ - густина,

T - температура рідини.

Тут і далі передбачається, що зміни ентропії пов'язані тільки зі зміною температури. В даному випадку це справедливо при виконанні умови $\alpha^2 c^2 T (C_p)^{-1} \ll 1$, де C_p - питома теплоємність рідини.

Проведемо аналіз встановлення теплового режиму вважаючи, що збурювання відсутнє й тепловою конвекцією можна зневажити. Рівняння теплопровідності має вигляд

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \chi \Delta T = Q(x, y) e^{-\mu z} F(t), \tag{2}$$

де розподіл тепловиділення в площині $\{x, y\}$ (χ - коефіцієнт теплопровідності), обумовлений розподілом інтенсивності ультразвукового випромінювання $T\{x, y\}$, заданим у вигляді

$$Q(x, y) = \mu I(x, y) = \mu I_0 \exp(-(x^2 + y^2)/a), \tag{3}$$

де $F(t)$ - тимчасова залежність інтенсивності ультразвукового випромінювання, яку задаємо у формі

$$F(t) = \theta(t) \left(t \sum_{n=0}^{\infty} [f(t - n \tau_0)] \right), \tag{4}$$

де $\theta(t)$ ступінчата функція Хевисайда.

Припустимо, що потоками тепла, пов'язаними з випарюванням рідини й теплопровідністю газу, що перебуває над її поверхнею, можна зневажити. Випарювання може бути досить істотним при $\mu a \gg 1$, таким чином, рішення рівняння при зроблених припущеннях має вигляд

$$T = \frac{I_0}{\mu \chi} \int_0^{(xt)^{1/2}} d\xi \frac{\xi \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{\beta(\xi) a^2} + \xi^2 \right]_z}{\beta(\xi)} \cdot \left\{ e^{-\mu z} \cdot \operatorname{erfc} \left(\xi - \frac{\mu z}{2\xi} \right) + e^{\mu z} \operatorname{erfc} \left(\xi + \frac{\mu z}{2\xi} \right) \right\} F \left(t - \frac{\xi}{\chi \mu^2} \right), \tag{5}$$

$$\text{де } \beta(\xi) = \left[1 + (2\xi / \mu a)^2 \right] \chi = \chi / \rho C_p.$$

У центрі зони опромінення на поверхні рідини для стаціонарного, усередненого по періоду τ_0 , збільшення температури ($t \rightarrow \infty$) знаходимо

$$T_0 = \frac{2I_0}{\mu \chi} \int_0^{\infty} d\xi \xi e^{\xi^2} \operatorname{erfc} \xi / \beta(\xi). \tag{6}$$

При $\mu a \ll 1$ слідує

$$T_0 \approx \frac{2\mu a^2}{4\chi} \left[\gamma_1 + \gamma_2 \ln \frac{1}{\mu a} \right], \tag{7}$$

де γ_1, γ_2 - чисельні коефіцієнти порядку 1.

Якщо $(\mu a/2)^2 \gg 1$, то з (6) неважко знайти

$$T_0 = \sqrt{\pi a I_0 / 2\chi} = \frac{P}{2\sqrt{\pi a \chi}}, \quad (8)$$

де $P_0 = \left[\pi a^2 I_0 \int_0^\infty f(dt) \right] / \tau_0$ - середня потужність ультразвукового випромінювання.

Оцінимо нагрівання рідини з урахуванням теплової конвекції при наявності збурювання. Припустимо, що в області, по якій поширюється тепло з урахуванням кругового руху часток рідини за рахунок поверхневої хвилі, у результаті теплообміну встановлюється деякий усереднений розподіл температури. Причому градієнти температури визначаються відношенням нагрівання до розмірів цієї області. Вважаємо також, що тепло, яке виноситься тепловою конвекцією, зовсім не потрапляє назад у розглянуту область. Збільшення температури в ній визначається балансом поглинаючої потужності ультразвукового випромінювання й вихідного з нього потоку тепла. На підставі цього маємо такі рівняння

$$\rho C_p V \frac{dT}{dt} = P - \chi \left(\mu + \frac{1}{a} \right) (S_0 + S_1 + S_2) \bar{T} - \rho C_p \bar{T} \mathcal{A} S_3, \quad (9)$$

де $V = \pi a^2 \mu^{-1} + (S_1 + S_2) a$ - об'єм області.

Площа поверхні розглянутої області складається із трьох складових, кожна з яких у певних випадках може превалювати:

- $S_0 = \pi a (2\mu^{-1} + a)$ - відповідає відсутності збурювання;
- $S_1 = 2\pi \delta a / \mu$ - відповідає змінам нахилу в області зони опромінення ($\delta = 2(n-1)h / n\mu a$, n - показник переломлення світла в рідині; h й A - відповідно висота й довжина поверхневих хвиль);
- $S_2 = (hA/\pi) / (1 + \mu A / 2\pi)$ - обумовлена круговим рухом рідини в поверхневій хвилі;
- $S_3 = a[\pi a + 2h + 2\pi a \delta]$ - площа горизонтального перерізу розглянутої області, v - характерне значення швидкості теплової конвекції.

Якщо характерний час встановлення конвективного руху

$$\tau_v = \rho V \left[\eta (\mu + a)^{-1} (S_0 + S_1 + S_2) \right] \quad (10)$$

малий у порівнянні із часом встановлення теплового режиму, то можна скористатися стаціонарним рівнянням балансу піднімальної сили й сили в'язкості, що має вигляд

$$\alpha \rho g V \bar{T} - \eta \left(\mu + \frac{1}{a} \right) \mathcal{A} (S_0 + S_1 + S_2) = 0, \quad (11)$$

де η - динамічна в'язкість рідини;

g - прискорення вільного падіння.

З (9) і (11) знаходимо тимчасову залежність зміни температури

$$\bar{T} = \frac{P \cdot th\left(\frac{t}{\tau}\right)}{\rho C_p V \tau^{-1} + \tau_1^{-1} th\left(\frac{t}{\tau}\right)}, \quad (12)$$

де характерний час встановлення температури τ , визначається співвідношеннями:

- $\tau = (\tau_1^{-2} + \tau_2^{-2})^{-1/2}$;
- $\tau_1 = 2V / [\chi(\mu + \alpha^{-1}) (S_0 + S_1 + S_2)]$;
- $\tau_2 = [2V\eta(\mu + \alpha^{-1}) (S_0 + S_1 + S_2) / P\alpha g_3]$,

де τ_1, τ_2 - час встановлення нагрівів, зумовлених відповідно теплопровідністю й тепловою конвекцією.

Генерацію звуку із частотою Ω , що описується рівнянням (1), при $\tau_1, \tau_2, \tau_3 \gg (2\pi/\Omega)$ можна вважати, що температуропровідність і конвекція не позначаються за період звукової хвилі, тоді на підставі (2) можемо записати

$$\alpha \rho g \partial T / \partial t \approx \alpha(\bar{T}) [Q / C_p(\bar{T})] e^{-\mu z} F(t). \quad (13)$$

При збудженні акустичних полів періодичною послідовністю ультразвукових імпульсів, в рідині виникають звукові коливання, що володіють дискретним спектром зі складовими на частотах, кратними частоті повторення імпульсів [3].

Просторовий розподіл амплітуди збуджених акустичних полів у воді на частотах окремих гармонік акустичного спектра (40, 60, 80 й 100 кГц), був обумовлений частотним діапазоном приймальної апаратури. При поверхневому хвилюванні реєструється падіння амплітуди збудженого звуку для різних гармонік в 1,5-2 рази у порівнянні з випадком гладкої поверхні. Для високочастотного компонента на частоті 100 кГц розрахунок проводився по формулі (6), а для акустичного поля із частотою 40 кГц в області реєстрації достатньо чітко виконувалася умова віддаленої хвильової зони, а розрахунок проводився по відповідному виразу.

Видно, що у випадку схвильованої поверхні акустичний тиск зменшується, для 40 кГц в 1,5 рази, а для 100 кГц - в 2,1 рази, що задовольняє розроблену теоретичну модель.

Спад тиску припиняється, коли температура стабілізується. Вимірний характерний час, за який відбувається спад тиску, становить 4с за рівнем 1/e. Час, що характеризує цей процес становить біля 2 хв., обумовлено це насамперед, повільним загасанням поверхневих хвиль

Висновки. Результати проведених теоретичних досліджень свідчать про значний вплив нагрівання рідини й змін теплового режиму, викликаних збурюванням поверхні, на генеруючі термооптичним методом акустичні поля. Запропонована модель дозволяє оцінити цей вплив у рамках використання розвинених теоретичних розробок.

Література.

1. *Bozhkov A. I.* Thermo-optical Methods of Sound Excitation in a Liquid / *A. I. Bozhkov, F. V. Bunkin, Al. A. Kolomenskii, V. G. Mikhalevich* // Soviet Scientific Reviews, A. Physics Reviews, 1979, - P. 459-553.
2. *Божков А. И.* Генерация звука в жидкости при поглощении в ней лазерного излучения с модулированной интенсивностью / *А. И. Божков, Ф. В. Бункин* // Квантовая электроника, 1976. - Т. 3, № 7. - С. 144-150.
3. *Касоев С. Г.* Генерация звука лазерным излучением в жидком полупространстве с двумя типами неровностей границы / *С. Г. Касоев, М. Г. Лисовская, Л. М. Ляшнев, Л. В. Седов* // Акуст. журн., 1979, Т. 25, № 3. - С. 401-407.
4. *Кикоин И. К.* Таблицы физических величин / Под ред. *И. К. Кикоина* / Справочник. - М.: Атомиздат, 1976. - 269 с.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ
ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ
ЭНЕРГИИ УПРУГИХ ВОЛН**

Федюшко Ю.М.

Аннотация – теоретически исследован тепловой режим ультразвуковой генерации звука в жидкости, который устанавливается при длительном влиянии излучения. Выполнены расчеты и оценки установления теплового режима в условиях поверхностного возмущения.

**RESEARCH OF SUPERFICIAL CHANGES OF LIQUIDS AT
USE OF ENERGY OF RESILIENT WAVES**

Y. Fediushko

Summary

In theory the thermal mode of ultrasonic generation of sound is probed in a liquid which is set at the protracted influencing of radiation. Calculations and estimations of establishment of the thermal mode are executed in the conditions of superficial indignation.