

О. Ю. Розіна*, О. М. Тіструга**

*Одеська державна академія холоду

**Одеський національний університет ім. І. І. Мечникова

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛОВИХ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ В ЗВУКОКАПІЛЯРНОМУ ЕФЕКТІ

Рекомендовано до друку науковим семінаром
з проблем теплофізики та молекулярної фізики ОНУ 27.09.2001 р.

Експериментально досліджено локальний розігрів рідини в капілярі під дією ультразвуку у рідинах з різною в'язкістю. Показано, що температурний пік зміщено відносно максимальної густини кавітаційних порожнин, і характер температурної кривої залежить від характеру процесу, який збуджено під каналом капіляра. Обговорено причини і наслідки ефекту.

Експериментально исследован локальный разогрев жидкостей с различными вязкостями в капилляре при ультразвуковом воздействии. Показано, что пик температур пространственно разделен с областью максимальной плотности кавитационных полостей, а распределение температуры зависит от характера процесса, возбужденного под каналом капилляра. Обсуждаются причины и следствия обнаруженного эффекта.

The local heating of liquid in capillary has been experimentally investigated. It has been shown, that the character of the temperature distribution caused by the ultrasonic cavitation or precavitation processes, locate under the capillary channel. The gradient of temperature connect with the translation motion of the cavities near the capillary cut.

Вступ. Розповсюдження ультразвукових коливань в однорідному середовищі супроводжується його розігрівом по всьому об'єму внаслідок поглинання ультразвукової енергії. Цей тривіальний тепловий ефект характерно проявляє себе на високих частотах (вище 1 МГц), а у низькочастотному діапазоні розігрів рідини практично не спостерігається. Але при розповсюдженні ультразвукових коливань в обмеженому середовищі (труби, канали капілярів), та при наявності границі розділу рідина–газ виникають досить специфічні теплові ефекти [1–4]. Одним з характерних проявів звукокапілярного ефекту є строга локалізація кавітаційного процесу під каналом капіляра. Особливості цього процесу зумовлені ростом та швидким змиканням порожнин, що очевидно супроводжується інтенсивною дисипацією енергії в зоні кавітації. Отже, є підстави очікувати локального розігріву рідини в області біля перерізу капіляра. Попередні дослідження показали, що такий ефект дійсно має місце [5], і подальша робота спрямована на виявлення його характерних закономірностей.

Прикладний аспект проведеної роботи стосується розробки малорозходних іасосних пристроїв, які можуть стабільно працювати в екстремальних умовах. На рішення цієї задачі спрямовані дослідження акустичних ефектів, які можуть забезпечити перекачку рідини [2,6,7]. Строга локалізація кавітаційних порожнин під каналом капіляра та дія на них постійного звукокапілярного тиску зумовлюють формування стаціонарного, досить потужного потоку рідини [8]. Отже, установка, яка реалізує ЗКЕ, є своєрідним кавітаційним насосом. Зрозуміло, що параметри потоку значною мірою визначаються фізичними властивостями рідини, які, в свою чергу, суттєво залежать від її температури.

1. Експериментальна установка та методика вимірювань

Кавітаційний процес збуджували під перерізом капіляра на установці, схематично зображеній на рис.1. Робоча рідина заповнювала ультразвукову ванну 1, у дно якої було вмонтовано ультразвуковий перетворювач 2 з резонансною частотою f по-

рядка 20 кГц. Перпендикулярно до поверхні перетворювача було розташовано капіляр 3, переріз якого знаходився на відстані близько 15 мм до поверхні. Капіляр було закріплено у скляній трубці 4, яка через трійник була поєднана з компресором 5 та манометром 6. Температуру в капілярі та навколо кавітаційного середовища вимірювали спеціально виготовленою ніхром-константановою термопарою 7-8 з чутливістю $\alpha=35$ мкВ/град та діаметром чутливого елемента не більше ніж 0,20 мм. Дослідження проводили на капілярах з внутрішніми діаметрами 0,7-2,4 мм, отже термопара не перешкоджала вільному протіканню рідини через капіляр. Крім того, малий розмір термопари зумовлював її малу теплоємність, тобто вона практично не змінювала температури рідини в капілярі. Термопару вводили до капіляра через втулку 9, яка забезпечувала герметичність капілярної системи та дозволяла переміщати термопару уздовж вісі капіляра. Сигнал з термопари виводили на електронний мікровольтметр 10. Для виключення гальванічних ефектів холодний спай термопари розміщали в окремому стакані 11.

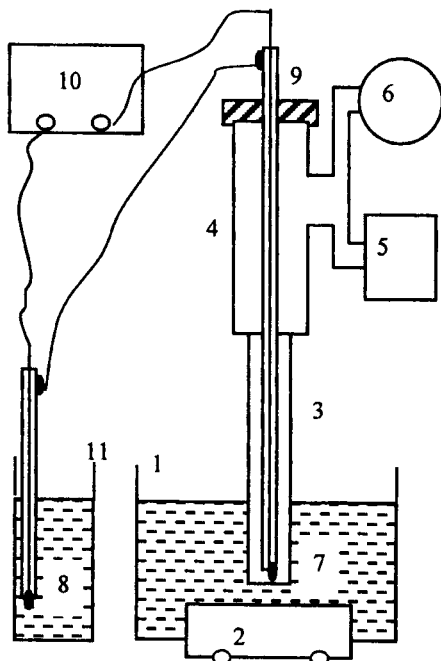


Рис.1. Схема експериментальної установки

Методика вимірювань була такою. У відсутності кавітації чутливий кінець термопари встановлювали в капілярі на висоті порядку 50 мм від його перерізу. Підвищували напругу на перетворювачі, щоб встановити в рідині ультразвуковий тиск P_m . Підвищували тиск в капілярній системі, щоб збудити кавітаційний процес. В умовах стаціонарної кавітації та незмінної швидкості під'йому рідини термопару переміщали уздовж вісі капіляра і реєстрували температуру в капілярі та в зовнішній області. Враховуючи, що кавітаційний процес за відносно короткий час руйнує чутливий кінець термопари, було виготовлено велику кількість ідентичних термопар, щоб їх заміна у разі необхідності не впливала на результати вимірювань.

Збудження кавітаційного процесу супроводжується формуванням потоку рідини в капілярі. Припускаючи, що швидкість потоку рідини в капілярі може впливати на характер температурних кривих, розподіл температур знімали у стані компенсації, або для досить малих швидкостей потоку.

2. Основні експериментальні результати

2.1. За описаною методикою було проведено експерименти у дистильованій воді, тобто у рідині, яка найчастіше використовується для досліджень звукокапілярного ефекту і закономірностей кавітаційного процесу. На рис.2а, крива 1, наведено результати, які було отримано для капіляра з внутрішнім діаметром 0,7 мм. На вертикальній вісі відкладено різницю температур $\Delta T = T - T_0$, тобто перевищення температури в даній точці над температурою навколишньої рідини T_0 . Як видно, з наближенням термопари до області кавітації температура рідини підвищується, та в деякій точці в каналі капіляра набуває максимального значення. При переміщенні датчика від області кавітації в об'ємі ванни також спостерігається зменшення температури, і вона

наближається до значення T_0 . Як видно з наведеної кривої, абсолютне збільшення температури в області максимуму складає 2° , але враховуючи, що це має місце на довжині порядку міліметра, зформований градієнт температур досягає величини порядку 10^3 град/м.

Проведені експерименти показали, що виникнення цього градієнта температури однозначно обумовлено формуванням стаціонарної кавітаційної хмари під каналом капіляра. Отже доцільно у першу чергу сопоставити параметри кавітаційної хмари під каналом капіляра з розподілом температури у навколишній області.

Відомо, що у кавітаційній хмарі, яка збуджена під каналом капіляра, кавітаційні порожнини розподілені нерівномірно: існує область їх максимальної концентрації [9]. Тому хід температурної кривої $\Delta T(h)$ порівнювали з кривою розподілення концентрації кавітаційних порожнин. Для цього стаціонарну кавітаційну хмару, зформовану під каналом капіляра, фотографували і негатив фотометрували уздовж вісі капіляра. На рис.2 б наведено фотографічне зображення кавітаційної хмари, а на рис.2 а, крива 2, розподілення концентрації кавітаційних порожнин $\sigma(h)$ (у відносних одиницях) в області біля перерізу капіляра. З порівняння кривих 1 і 2, рис.2, випливає, що положення максимумів густини кавітаційних порожнин σ_{\max}

та температури ΔT_{\max} біля перерізу капіляра не співпадають. Більше того, максимальний розігрів рідини спостерігається в каналі капіляра на глибині приблизно 0,5мм, тобто у тій області, де кавітаційні порожнини практично відсутні. На відстані (0,4–0,7) мм під перерізом капіляра, саме там, де концентрація порожнин максимальна, розігрів рідини виявляється значно меншим, ніж пікове значення. Отже, питання полягає не тільки в тому, що є причиною розігріву рідини, але й з якої причини області максимальної концентрації та максимального розігріву зміщено відносно одна одної.

Як свідчать проведені експерименти, причини локального розігріву рідини, безумовно, зв'язані з фізичними проявами кавітаційного процесу. З нашої точки зору, найважливішою особливістю цього процесу, яка могла б спричинити розігрів рідини, є формування мікропотоків навколо пульсуючих порожнин [10] і як наслідок інтенсивна дисипація акустичної енергії в зоні кавітації. Але, традиційно, практично всі прояви кавітаційного процесу розглядають з точки зору швидкісного змикання кавітаційних порожнин, яке супроводжується генерацією ударних хвиль та розігрівом газу в кавітаційній порожнині на заключних стадіях її замикання до температур порядку тисяч градусів [11]. Обидва фактори суттєво визначаються динамікою кожної

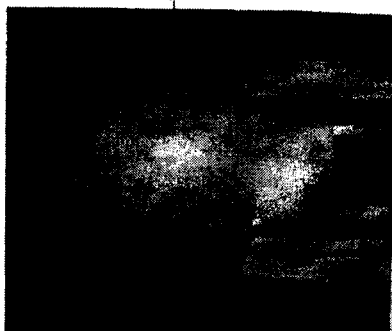
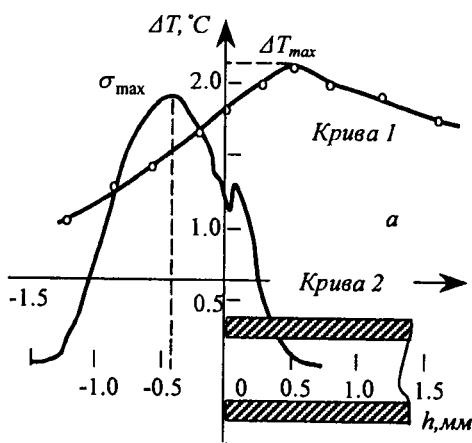


Рис.2: а– розподіл температури (крива 1), та густини кавітаційних порожнин (крива 2) уздовж вісі капіляра; б– кавітаційна хмара у дистильованій воді. Внутрішній діаметр капіляра 0,7 мм

кавітаційної порожнини, зокрема швидкістю руху її поверхні, яка, в свою чергу, значною мірою визначається в'язкістю рідини. Але роль в'язкості у цих ефектах протилежна: її збільшення веде до зростання дисипації енергії, і як наслідок, локальний розігрів повинен зростати; у той же час у рідинах з великою в'язкістю змкнення мікропорожнин не відбувається, тож і розігріву газу в порожнинах до вказаних вище значних температур відбуватися не може. Тому перша експериментальна задача – провести дослідження звукокапілярного градієнта температур у рідинах з в'язкістю, яка суттєво перевищує в'язкість води.

2.2. Серед достатньо поширених речовин найбільшу в'язкість має гліцерин (12Па·с). У попередніх експериментах з водним розчином гліцерину з в'язкістю $48 \cdot 10^{-3}$ Па·с було отримано пікове значення $\Delta T = 16^\circ\text{C}$. Отже, локальний розігрів в'язкої рідини дійсно значно перевищує локальний розігрів водн.

Але від подальшої роботи з розчинами гліцерину відмовилися внаслідок їх малої кавітаційної стійкості: під дією ультразвуку, навіть у відсутності кавітації, відбувається руйнування молекул, це зумовлює ініціювання звукохімічних реакцій, серед продуктів яких є газообразні. Отже, під час роботи швидко змінюється газомісткість рідини, зменшується її кавітаційна стійкість, тому кавітаційний процес неконтрольованим образом виникає на поверхні випромінювача або в об'ємі ультразвукової ванни. Це зумовлює неконтрольовану зміну акустичного навантаження на випромінювач, кавітаційний процес під каналом капіляра стає нестабільним, що перешкоджає проведенню вмірів.

Основні експерименти було проведено у відносно стійких у кавітаційному відношенні рідинах – розчинах касторового масла у дібутилфталаті (ДФБ) з різною концентрацією і відповідно з різною в'язкістю. На рис.3 наведено характерні криві, які було отримано у розчині в'язкістю $52 \cdot 10^{-3}$ Па·с. Для порівняння на цьому ж графіку наведено криву 1, яка характеризує розподіл температур у воді. Як видно, максимальний розігрів у в'язкому розчині значно більший, ніж у дистильованій воді, і перевищення температури над навколишньою не-збудженою рідиною у піку складає $\Delta T = 14-16^\circ\text{C}$. Звернемо увагу на характерну особливість: значення температурного піку визначається в'язкістю рідин і не залежить від її молекулярних властивостей. Збудження кавітації у водному розчині гліцерину та ДФБ-розчину близької в'язкості зумовлює практично однаковий розігрів рідин, який суттєво перевищує розігрів дистильованої водн за тих самих умов.

Наведені на рис.3 криві 2-4 відрізняються внутрішнім діаметром капіляра. Діапазон робочих капілярів визначався з таких міркувань: верхня межа – 2,4 мм – це граничне значення, для якого кавітаційна хмара ще строго локалізована під каналом капіляра; нижня межа – 0,7 мм – це мінімальне припустиме значення капіляра, при якому термопара не перешкоджає току рідини по капіляру. Характерно, що зміна внутрішнього діаметра більше, ніж в три рази практично не впливає на висоту температурного піку.

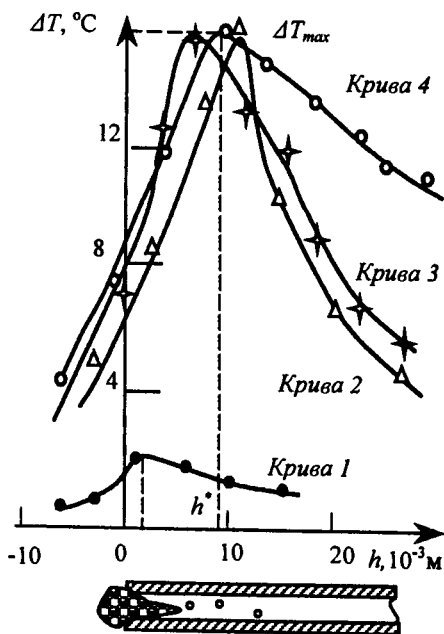


Рис.3. Розподіл температури для води (крива 1) та ДФБ-розчину (криві 2,3,4), у капілярах з діаметрами 0,7 мм (криві 1, 4), 1,3 мм (крива 2), 2,4 мм (крива 3)

Другою особливістю у в'язких розчинах є переміщення положення температурного піку значно глибше до каналу капіляра, ніж у дистильованій воді. Для досліджених ДБФ-розчинів касторового масла величина зміщення піку від перерізу капіляра може приймати значення $h^* = 10-12$ мм; у той же час для всіх рідин розмір кавітаційної хмари, збудженої під каналом капіляра не перевищує 1,5 мм. Необхідно зазначити, що для рідини з даною в'язкістю явної залежності параметру h^* від діаметру капіляра виявити не вдалося.

2.3. Характерне зростання висоти температурного піку h^* із зростанням в'язкості рідини є свідомством того, що розігрів пари в порожнинах не має суттєвого значення для теплового ефекту, який обговорюється. Отже, винайдений локальний розігрів рідини є наслідком дисипативних ефектів, які інтенсифіковані стабільним кавітаційним процесом, локалізованим під каналом капіляра. Але суттєве зміщення температурного піку відносно піку кривої розподілення порожнин ставлять під сумнів також і роль мікропотоків, зформованих навколо кавітуючих порожнин. Якби у кавітуючому середовищі під каналом капіляра порожнини знаходились на достатній відстані, так що їхні пульсації не впливали одна на одну, максимумами ΔT і $\sigma(x)$ мали б співпадати у просторі. Для порожнин, сконцентрованих під каналом капіляра така умова не виконується: в роботі [8] було показано, що порожнини, які виникають під капіляром, переміщуються поступально до каналу, перестають проявляти свою індивідуальність і формують загальний конгломерат, який рухається відносно повільно на перерізі капіляра, а на заключній стадії перед повним замиканням у каналі капіляра швидкість нижньої стінки може становити 25–30 м/с. Але це означає, що саме з такою швидкістю рухається рідина, яка заповнює порожнину у каналі капіляра. Отже саме у тій області, де зникають кавітаційні порожнини, швидкість рідини максимальна.

Така інтерпретація не протирічить зміщенню температурного піку для ДБФ-розчинів глибше у канал капіляра. Замикання порожнин відбувається у каналі капіляра, де поле експоненційно зменшено, отже цей процес відбувається не завдяки ультразвуковому тиску, а завдяки поверхневому натягу рідини. Поверхневий натяг застосованих розчинів у декілька разів менше, ніж поверхневий натяг дистильованої води. У той же час в'язкість збільшилась майже у 50 разів, що спричиняє повільне змикання порожнин, тобто під час замикання вони переміщуються глибше у канал капіляра. Кавітаційна хмара, яка спостерігається у масляних розчинах ДБФ, значно подовжена у каналі.

2.4. Звернемо увагу на те, що максимум розігріву відбувається у тій області, де індивідуальні порожнини не існують, отже можна припустити, що для цього теплового ефекту збудження істинно кавітаційного процесу під каналом капіляра не має принципового значення. Це означає, що такий тепловий ефект можна спостерігати у рідинах з досить великою в'язкістю, для яких стимулювання істинно кавітаційного процесу є принципово неможливим. Підкреслимо, що серія експериментів, спрямована на перевірку цього припущення, потребує дуже ретельного вибору робочої рідини. Проблема полягає у такому. Згідно з [12, с.137] замикання порожнини не відбувається у випадку, якщо в'язкість рідини на 2–3 порядки перевищує в'язкість дистильованої води. Отже, гліцерин та його концентровані розчини задовольняють такій вимозі. Але в'язкість гліцерину має дуже сильну залежність від температури, тобто локальний розігрів може спричинити таке зменшення в'язкості, що вказана умова буде порушена. Це стосується практично будь-якої органічної рідини. Але серед рідких речовин є особливий клас, так звані силіконові рідини, які мають самий низький температурний коефіцієнт. У діапазоні температур (20–30) °C в'язкість гліцерину падає більше ніж у 20 разів [13, с.231], в'язкість силіконового масла у тому ж діапазоні практично не змінюється [14]. Тому саме ця рідина з в'язкістю 0,250 Па·с була використана для експериментів.

Перед роботою силіконове масло фільтрували, дегазували під вакуумом під дією ультразвуку і охолоджували до кімнатної температури. Це дозволяло запобігти неконтрольованому збудженню кавітаційних або передкавітаційних процесів по об'єму ванни. Збільшення амплітуди ультразвукових коливань до граничного значення веде до збудження передкавітаційного процесу під перерізом капіляра. Там виникає крупна деформована газова порожнина, її верхня стінка сильно втягнута в канал капіляра, і від її купола відриваються мікропузири з діаметром порядку 0,1 мм, які поступально рухаються уздовж вісі капіляра. За таких умов знімали розподіл температур у капілярі та під його перерізом, і на рис.4 наведена одна з характерних кривих $\Delta T(h)$. Як видно, незважаючи на відсутність кавітаційних порожнин, локальний розігрів рідини відбувається, але зміна характеру процесу під каналом капіляра зумовлює зміну характеру кривої $\Delta T(h)$. Температурна крива має два характерні максимуми. Перший знаходиться зовні капіляра безпосередньо під стінкою порожнини, яка пульсує, тобто в тій області, де швидкість поверхні рідини максимальна. Величина цього температурного піку приймає значення 60–80°C. Другий температурний максимум зафіксовано в каналі капіляра, його величина значно менша (20–30)°C, і розташовано його, як і у попередніх експериментах, на значному віддаленні від сформованої порожнини. Виникнення цього максимуму зумовлено рухом мікропузирів, які, можливо, слабо пульсують під час переміщення внаслідок поперечних коливань стінки капіляра. Отже наявність збудженого істинно кавітаційного процесу не є обов'язковою умовою розігріву рідини в ультразвуковому полі. Для цього процесу необхідно, щоб відбувався інтенсивний рух рідини, зумовлений або стаціонарними пульсаціями зафіксованої порожнини, або спрямованим рухом кавітаційних порожнин до каналу капіляра.

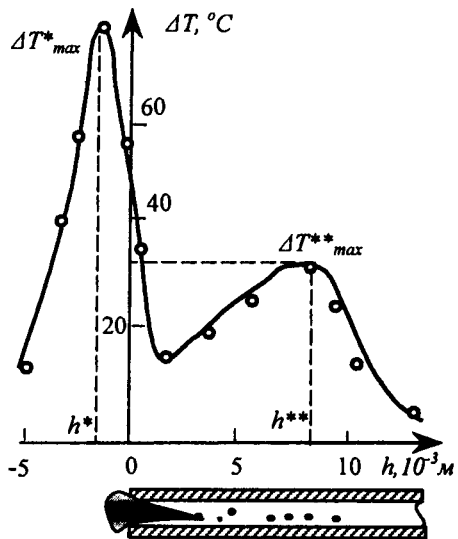


Рис.4. Розподіл температури у силіконовому маслі уздовж вісі капіляра ($d_{\text{кан}} = 0,7$ мм)

3. Висновки та перспективи. Проведені експерименти дозволяють стверджувати, що явище локального розігріву рідини в капілярі не є суто кавітаційним ефектом. Воно зумовлено поступальним рухом кавітаційного середовища у канал капіляра і дисипацією енергії у тій області, де відбувається остаточне змикання кавітаційних порожнин і швидкість рідини максимальна. Оскільки тепловий ефект зумовлен спрямованим рухом кавітаційних порожнин до каналу капіляра під дією звукокапілярного тиску, його можна вважати одним з проявів ЗКЕ.

У заключній частині звернемо увагу на таке. У більшості випадків принципове значення мають причини фізичного явища, яке розглядається. З нашої точки зору, для винайденого теплового ефекту більш важливим є аналіз наслідків, до яких він може привести. Як видно, в рідинах з великою в'язкістю в області навколо порожнини виникає значний градієнт температур. В залежності від властивостей рідини такий градієнт температур може зумовити різні фізичні явища. А саме, для гліцерину суттєвою виявляється температурна залежність його в'язкості. Для винайдених перепадів температур на довжині ~ 1 – 2 мм величина в'язкості змінюється більше ніж на порядок. Отже на відміну від тривіального випадку у капілярі під дією ЗКТ рухається рідина із змінною в'язкістю, що, безумовно, впливає на параметри потоку. У випадку

силіконового масла, незважаючи на слабу температурну залежність його в'язкості, ситуація виявляється не менш драматичною. Винайдений локальний розігрів може бути причиною локальної зміни електричного опору на 2–3 порядки [14]. Отже, є підстави очікувати при такому значному градієнті температури проявів електричних явищ, наприклад формування електричного дифузійного струму уздовж поверхні пульсуючої порожнини.

Винайдений температурний градієнт має суттєве значення і з точки зору термокапілярних явищ, які, зокрема, зумовлюють рух частинок, наприклад крапель рідини [15]. Характерною властивістю кавітаційного середовища, на яку практично не звертають уваги у літературі, є сильно розвинута поверхня розділу рідина–газ. Отже, враховуючи згадані термокапілярні явища, природно припустити, що винайдений температурний градієнт не тільки зумовлене поступальним рухом кавітаційного середовища, але й суттєво впливає на цей рух.

1. **Petculescu G., Wilen L.A.** Thermoacoustics in a single pore with an applied temperature gradient // *Journ. Acoust. Soc. Amer.* –1999. –V.106, №2. –P.688–694.
2. **Chen X.M., Prosperetti A.** Thermal processes in the oscillations of gas bubbles in tubes // *Journ. Acoust. Soc. Amer.* –1998. –V.104, №3. –P.1389–1398.
3. **Doinkov A.A.** Acoustic radiation force on a bubble: viscous and thermal effects // *Journ. Acoust. Soc. Amer.* –1998. –V.103, №1. –P.143–147.
4. **Greenspan H. P., Nadin A.** On sonoluminescence of an oscillating gas bubble // *Phys. Fluids A.* –1993. –V.5, №4. –P.1065–1067.
5. **Rosin Yu.P., Rosina E.Yu., Tistruga O.N.** The local heating of liquid in capillary due to the ultrasonic action // “Special problems in physics of liquids”. International Conference dedicated to the memory of Prof. I.Z. Fisher, May 31–June 4, 1999. Odessa.
6. **Руденко О.В., Сухоруков А.А.** Нестационарные экартовские течения и прокачка жидкости в ультразвуковом поле // *Акуст. журн.* – 1998. –Т.44, №5. – С.653–658.
7. **Луковський І.О., Тимоха О.М.** Про акустичне транспортування рідини в трубі // *Доповіді АН УРСР.* – 1991. – №9. – С.82–84.
8. **Розин Ю.П., Розина Е.Ю.** О направленном смещении кавитационных полостей в канал капилляра // *Вісник Одеськ. держ. ун-та.* – 2000. – Т.5, вип.3. –С.32-38.
9. **Розин Ю.П., Розина Е.Ю.** Влияние структуры и формы кавитационного облака на протекание физико-химических процессов // *ЖФХ* –1986. – Т.60, № 7. – С.1730-1738.
10. **Vergaes T., Lepoint T.** Experimental study of the liquid flow near a single sonoluminescent bubble // *Journ. Acoust. Soc. Amer.* –2000. –V.108, №1. –P.117–125.
11. **Маргулис И.М., Маргулис М.А.** Учет давления неидеальной парогазовой смеси при исследовании динамики кавитационного пузырька // *ЖФХ* –2001. –Т.71, №3. –С.553-561.
12. **Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф.** Кавитация. М.: Мир, 1974. –688 с.
13. *Краткий справочник химика. М.: ГНТИ химической литературы, 1955. – С.556.*
14. **Соболевский М.В., Муховская О.Я., Попелева Г.С.** Свойства и области применения кремнийорганических продуктов. М.: Химия, 1975. – 295 с.
15. **Wilson S.K.** The steady thermocapillary-driven motion of a large droplet in a closed tube // *Phys. Fluids A.* –1993. –V.5, №8. –P.2064–2066.