МІНІСТЕРСТВО ОСІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна

(повне найменування вищого навчального закладу)

ФІЗИКО-ЕНЕРГЕТИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ
(повне найменування інституту, назва факультету (відділення))

Теплофізики молекулярної фізики та енергоефективності
(повна назва кафедри (предметної, циклової комісії))

Пояснювальна записка
до дипломної роботи
за освітньо-професійним рівнем «магістр»

«ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ОДНОЧАСНОГО ЗБУДЖЕННЯ КОЛИВАНЬ ТИСКУ, ТЕМПЕРАТУРИ І КОНЦЕНТРАЦІЇ ПРИ КОЛИВАННІ КВАРЦОВОГО КАМЕРТОНА В КОНЦЕНТРОВАНИХ РОЗЧИНАХ ^{3}He - ^{4}He»

Виконав студент 2 курсу, групи НФ-62
Маркович А. С.
(прізвище та ініціали)

Спеціальність
105 Прикладна фізика та наноматеріали
Освітня програма : Прикладна фізика енергетичних систем.
Керівник д-р фіз.-мат. наук Чаговець В.К.
Консультант _____
(ступінь, прізвище та ініціали)
Рецензент _____
(ступінь, прізвище та ініціали)

Харків - 2018 року

Зміст

ВСТУП……....7
РОЗДІЛ 1. ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД……..9
1.1 Надплинний гелій……..9
1.2 Розчини ^{3}He – ^{4}He……..…11
1.3 Розповсюдження звуку в надплинному розчині ^{3}He – ^{4}He……...….15
1.4 Метод кварцового камертона……....24
РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ОБЛАДНАННЯ ТА МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕННЯ……....26
2.1 Рефрижератор випаровування для отримання наднизьких температур……....26
2.2 Методи вимірювання низьких температур……..29
2.3 Методика дослідження……..31
РОЗДІЛ 3. ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ АНАЛІЗ……34
3.1 В’язкісна дисипація……34
3.2 Вклади випромінювання акустичних хвиль ……....37
3.3 Вклад дисипативної теплової хвилі……...43
ВИСНОВКИ……47
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ……...49

Реферат

Маркович Андрій Сергійович “Експериментальне дослідження одночасного збудження коливань тиску, температури і концентрації при коливанні кварцового камертона в концентрованих розчинах ^{3}He – ^{4}He” (випускна робота магістра). – Харків: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2018. – 50с.

Робота складається з вступу, трьох розділів, висновків; містить 16 рисунків, список використаних джерел з 21 найменувань.

Робота присвячена дослідженню особливостей процесів дисипації в концентрованих надплинних розчинах ^{3}He – ^{4}He, які виникають при коливанні кварцового камертона. На відміну від звичайних рідин, ці коливання супроводжуються одночасними коливаннями тиску, температури і концентрації надплинного розчину, а також дисипативною тепловою хвилею. Отримані експериментальні дані згасання коливань камертона були зіставлені з сумою вкладів дисипативних процесів та випромінювання першого та другого звуків. Результат порівняння показав збіг даних експерименту і розрахункових значень тільки при температурах вище 1,7 К де вони збігаються з вкладом в’язкості розчину. Для більш детального кількісного аналізу необхідні аналітичні вирази, що описують внесок випромінювання другого звуку і теплової хвилі в згасання коливань камертона. Дані досліди мають фундаментальне значення та практичне застосування в областях фізики і техніки, пов’язаних з акустичними та тепловими властивостями як однорідних, так і сумішей рідин.

Ключові слова: *гелій, перший звук, другий звук, дисипація, розчин, камертон, рефрижератор, резонанс, експеримент.*

Abstract

Markovych Andriy Serhiyovych “Experimental study of simultaneous excitation of fluctuations of pressure, temperature and concentration at oscillation of a quartz tuning fork in concentrated solutions ^{3}He – ^{4}He ” (master graduation work). – Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University, 2018. – 50p.

The work consists of an introduction, three chapters, conclusions; contains 16 drawings, list of sources of 21 items.

The work is devoted to the study of the features of dissipation processes in concentrated superfluid solutions of ^{3}He - ^{4}He, arising from the oscillation of a quartz tuning fork. Unlike conventional liquids, these oscillations are accompanied by simultaneous fluctuations in pressure, temperature, and concentration of the superfluid solution, as well as a dissipative thermal wave. The experimental data obtained for the damping of the tuning fork oscillations were compared with the sum of the contributions of dissipative processes and the radiation of the first and second sounds. The result of the comparison showed the coincidence of experimental data and calculated values only at temperatures above 1.7 K, where they coincide with the contribution of the solution viscosity. For a more detailed quantitative analysis, analytical expressions are needed that describe the contribution of the second sound radiation and the heat wave to the damping of the tuning fork oscillations. These experiments are of fundamental importance and practical application in the fields of physics and technology associated with the acoustic and thermal properties of both homogeneous and mixtures of liquids.

Keywords:*, helium, first sound, second sound, dissipation, solution, tuning fork, refrigerator, resonance, experiment.*

ВСТУП

Особливістю об’ємного надплинного гелію є можливість підтримки двох різних звукових режимів. В той час як перший звук – звичайні коливання тиску (або густини), другий звук – це режим коливання температури, можливий тільки в надплинних системах. В ненадплинних системах флуктуації температури настільки сильно затухають, що температурна хвиля не може існувати. Однак надплинна рідина може протікати без будь-якого тертя, роблячи другий звук можливим. В хвилі першого звуку нормальна та надплинна компоненти коливаються так, що їх швидкості дорівнюють одна одній за величиною та напрямком, тобто $v_n = v_s$. В хвилі другого звуку між величинами швидкостей нормальної і надплинної компонент має місце співвідношення $v_n = -\frac{\rho_s}{\rho_n} v_s$, де ρ_s і ρ_n – відповідно щільності надплинної та нормальної компонент і вони коливаються в різних напрямках. Завдяки цьому виявилося, що перший звук в ^{4}He найбільш вигідно порушувати механічним способом, а другий тепловим.

Ці два звукових режими не існують повністю незалежно один від одного, бо коливання тиску супроводжується коливанням температури і навпаки. Зв'язок між першим і другим звуком вивчався в надплинному ^{4}He і було показано, що в цей зв'язок обумовлено тепловим розширенням рідини, яке пов'язує зміни температури зі змінами тиску і навпаки. Оскільки коефіцієнт теплового розширення надплинного ^{4}He надзвичайно малий, зв'язок між звуковими режимами дуже слабкий [1].

У надплинних розчинах ^{3}He - ^{4}He через те, що коливання тиску і температури викликають, в міру діаграми станів, коливання концентрації, ситуація ускладняється, і тому виникають особливості при порушенні і поширенні звуків. В роботах [2-4] проведені розрахунки і отримані вираження для відносин інтенсивностей другого та першого звуків в надплинних розчинах ^{3}He - ^{4}He випромінюваних нагрівачем і плоскою

платівкою. Додавання легшого ізотопу ^{3}He модифікує зв'язок між акустичними модами, так що при малих концентраціях він стає навіть слабкіше ніж в чистому ^{4}He. В певній області температури і концентрації зв’язок зникає, і дві звукові моди стають повністю незалежними [5]. При подальшому збільшенні концентрації внесок ^{3}He починає домінувати в системі і зв'язок посилюється. В наступних дослідженнях збудження коливань концентрації і температури в хвилях першого і другого звуків було встановлено, що теплопередача в надплинних розчинах ^{3}He - ^{4}He має ряд особливостей і збудження в них релаксують як в хвилі другого звука, так і в дисипативній дифузійній хвилі [6].

Мета цієї роботи: з'ясувати, за яких умов осциляції твердої стінки збуджують перший та другий звуки і генерують дисипативну хвилю в надплинних концентрованих розчинах ^{3}He - ^{4}He, а також визначити вклади цих процесів в загасання коливань камертону.

Об'єкт дослідження: акустичні та теплові процеси в надплинних квантових рідинах.

Предмет дослідження: вплив концентрації домішок ^{3}He на співвідношення вкладів першого та другого звуків і дисипативної хвилі в загасання коливань камертону в концентрованих надплинних розчинах ^{3}He - ^{4}He.

Експериментальний метод дослідження, використаний у даній роботі: збудження першого та другого звуків в кріогенних рідинах за допомогою кварцового камертона з наступною обробкою його амплітудно-частотних характеристик. Також був проведений аналіз отриманих експериментальних даних та визначено вплив домішок ^{3}He на співвідношення вкладів першого та другого звуків і дисипативної хвилі в загасання коливань камертону в надплинних розчинах ^{3}He - ^{4}He.

РОЗДІЛ 1

ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД

1.1 Надплинний гелій

Епоха сучасної фізики низьких температур почалась в 1908 році, коли Heike Kamerlingh Onnes вдалось зрідити гелій при 4,2 К або при -268,95 С [7], відкривши діапазон температур Кельвіна науці. В наступні роки були зроблені видатні відкриття. По перше, коли ртуть охолоджується до температури рідкого гелію, її електричний опір раптово падав до нуля. Це явище відоме як надпровідність. Потім, після цього, було зазначено, що рідкий гелій сам почав вести себе несподівано при охолодженні до 2,2 К. гелій став надтекучим, що може протікати без тертя.

При кімнатній температурі гелій є одним з найпростіших речовин, оскільки він являє собою хімічно інертний благородний газ. Але при низьких температурах він стає най інтригуючим предметом дослідження, оскільки він дозволяє нам вивчити фундаментальні властивості квантовомеханічних частинок. Дійсно, своєрідну поведінку рідкого гелію при низьких температурах можна пояснити тільки квантовою механікою, аналогії з класичною механікою не існує. Гелій є єдиною квантовою рідиною за якою можна спостерігати, оскільки являється єдиною речовиною яка не переходить в тверду фазу під тиском насиченої пари при абсолютному екстремумі температури. Для затвердіння рідкого гелію тиск повинен бути більше ніж в 25 разів більше нормального тиску повітря.

Гелій має два стабільних ізотопи. Більш поширений ^{4}He, котрий Kamerlingh Onnes зміг зрідити, і надзвичайно рідкісний ^{3}He, котрий утворюється при розпаді тритію ^{3}H в ядерних реакціях. При кімнатній температурі обидва ізотопи поводяться майже однаково, тому що єдина різниця в їх масі. Проте при низьких температурах їхня поведінка суттєво відрізняється, оскільки вони представляють два основних типи частинок: бозони та ферміони. До якої групи відноситься частинка залежить від її

спіна. ^{4}He складається з пари протонів, електронів і нейтронів кожен, і оскільки кожна пара складається з частинок спіна ½ з протилежним напрямом спіна, повний спін ^{4}He дорівнює нулю, що робить його бозоном. ^{3}He є ферміоном, тому що його повний спін дорівнює ½ із-за непарного нейтрона в ядрі.

Різниця між цими двома типами частинок стає очевидною, коли ми обговорюємо температуру надплинного переходу. ^{4}He стає надплинним при 2,2 К. А потрібна температура для надплинності 3He близько 1 мК. Коли температура опускається нижче 2,2 К, все більше й більше бозонів ^{4}He починають займати найнижчий квантовомеханічний енергетичний стан в бозе-ейнштейнівському конденсатоподібному середовищі. Однак, всупереч звичайній конденсації Бозе-Ейнштейна, де при достатньо низькій температурі практично всі частинки знаходяться в найнижчому енергетичному стані, в ^{4}He тільки 10% атомів можуть зайняти такий стан через більш сильну взаємодію між атомами ^{4}He, ніж між ідеальними бозе-частинками. Ферміонний ^{3}He навпаки повинен дотримуватися принципу Паулі, який дозволяє тільки двом частинкам з протилежним спіном займати один і той же енергетичний стан.

^{3}He не може утворити конденсат так як ^{4}He. Замість цього він веде себе як електрони провідності в надпровідниках: вони утворюють так звані куперівські пари, які відповідно теорії БКШ, можуть утворювати конденсат. Оскільки пара ферміонів має спін, що дорівнює цілому числу, пара веде себе як бозон. Достатньою умовою утворення куперівських пар є взаємодія між складовими частинками; якщо є взаємодія між ферміонами, вони утворюють пари Купера при достатньо низькій температурі. Для чистого ^{3}He ця температура складає близько 1мК [8].

Суміші двох ізотопів гелію також є цікавими предметами дослідження. Чудовою властивістю цих сумішей являється кінцева розчинність ^{3}He в ^{4}He навіть при абсолютній границі температури, що, наприклад, дозволяє охолодити рідкий гелій до мілікельвінового діапазону. Крім того, в

розбавлених сумішах температура надплинного переходу ^{4}He зменшується до нижчої температури і очікується, що надплинний перехід ^{3}He пройде тільки при таких низьких температурах, які не були досягнуті за допомогою сучасних методів охолодження [9].

Особливістю об’ємного надплинного гелію є можливість підтримки двох різних звукових режимів. В той час як перший звук – звичайна хвиля тиску (або густини), другий звук – це режим, унікальний для надплинних систем, розповсюдження температурної (чи ентропійної) хвилі. В не надплинних системах флуктуації температури настільки сильно затухають, що не може існувати температурна хвиля. Однак надплинна рідина може протікати без будь якого тертя, що робить можливим існування другого звука. Ці два звукових режими не існують повністю незалежно один від одного, але варіації тиску супроводжуються зміною температури і навпаки. Але все ж в деякій області температур і концентрації зв’язок зникає і дві звукові моди стають повністю незалежними.

1.2 Розчини ^{3}He – ^{4}He

Властивості ^{4}He суттєво змінюються з додаванням ^{3}He. Можливо найважливішою властивістю цих сумішей двох ізотопів гелію є повна розчинність ^{3}He в ^{4}He навіть при абсолютному нулю температури, що, наприклад, дозволяє охолодити суміші до температури мілікельвіна. Це в свою чергу дозволяє досягти ще більш низьких температур з використанням адіабатичного ядерного розмагнічування [9]. Однак, в нашому експерименті ми зберігаємо відносно високу температуру і важливу властивість, що додавання 3He змінює температуру надплинного переходу ^{4}He.

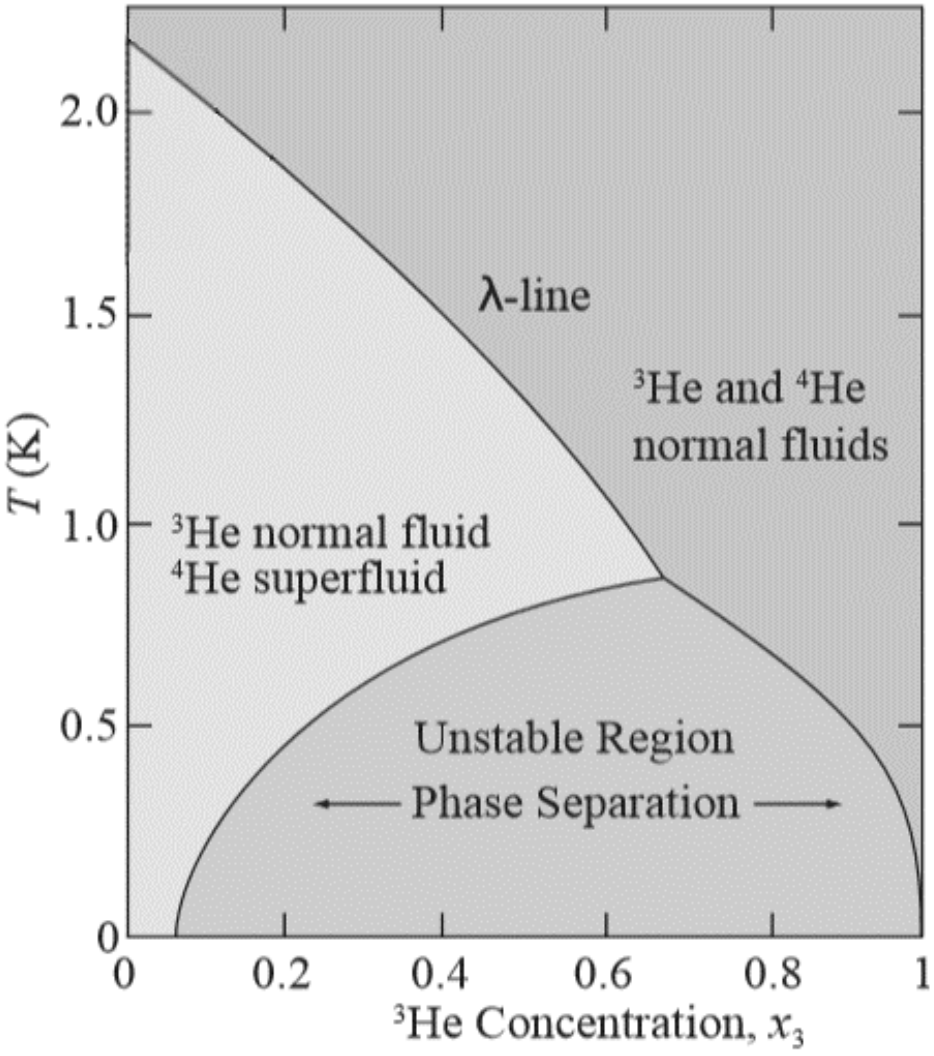


Рис. 1.1 Низькотемпературна фазова діаграма рідких сумішей ^{3}He – ^{4}He при тиску насиченої пари

Фазова діаграма рідкої суміші ^{3}He – ^{4}He показана на рис. 1, де молярна концентрація ^{3}He виражається як:

$$x_3 = \frac{N_3}{N_3 + N_4}, \tag{1.1}$$

де N3 та N4 – число атомів ^{3}He та ^{4}He відповідно. Чистий ^{4}He стає надплинним при 2,1768К, а надплинний перехід в чистому 3He не вказаний на рисунку, так як він з’являється в мілікельвіному діапазоні. Додавання ^{3}He зменшує загальну густину рідини і утримує атоми ^{4}He далі один від

одного, зміщуючи перехід надплинного ^{4}He в більш низьку температуру. Температура надплинного переходу ^{4}He в розчині відповідає λ – лінії на рис. (1.1), яка практично лінійна в області температур і концентрацій нашого експерименту.

При x_3 = 67,5% при температурі T = 0,78 K λ - лінія закінчується і нижче цієї точки рідина буде розділятись на фазу збагачену ^{3}He і фазу збагачену ^{4}He. У збагаченій ^{3}He фазі ^{4}He більше не стає надтекучим. Коли температура знижується, збагачена ^{3}He фаза в підсумку стає чистим ^{3}He, але в фазі багатій ^{4}He завжди є скінченна кількість ^{3}He, навіть при нульовій температурі. ^{3}He легший за ^{4}He і тому він також має більшу енергію в нульовій точці. Це означає, що атом ^{3}He займає більший об'єм ніж ^{4}He. Тепер, коли ми змішуємо атоми ^{3}He з атомами ^{4}He, атом ^{3}He відчуває більш сильну взаємодію з сусідніми атомами ^{4}He, так як вони, з їх більш низькою енергією нульової точки, можуть наблизитись до нього ближче, ніж інші атоми ^{3}He. Отже, атом ^{3}He сильніше зв'язаний в суміші, ніж в чистому ^{3}He, що веде до кінцевої розчинності. Тоді ми повинні пам'ятати, що ^{3}He є ферміоном і повинен наслідувати принципу виключення Паулі, а кожен атом ^{3}He, доданий в суміш, повинен перейти в стан з більш високою енергією і в кінці кінців енергія зв'язку буде однаковою в чистому ^{3}He і в суміші. Цей Фермі характер обмежує розчинність до 6,6% в межі нульової температури [9].

Кінцева розчинність є основою холодильної технології розчину, в котрій ^{3}He з збагаченої ^{3}He фази безперервно змішують з фазою, збагаченою ^{4}He. Різниця ентальпії між цими фазами використовується для створення потужності охолодження. Це єдиний доступний метод безперервного охолодження до 10 мК.

Сила тяжіння між атомами ^{3}He в суміші складається з двох ефектів: по-перше, існує магнітна взаємодія між 1/2 повного спіна атомів ^{3}He, які також присутні в чистому ^{3}He, а по-друге, існує ефект густини, який розглянутий вище. Оскільки в суміші існує сила тяжіння між атомами ^{3}He, то вони

можуть утворювати куперівські пари також в суміші, а це означає, що при деякій наднизькій температурі можна найти фазу в якій ^{3}He і ^{4}He знаходяться в надтвердому стані. Він представляє нову систему з сумішшю бозонних і ферміонних надплинних рідин. Однак він ще не спостерігався, бо точка надплинного переходу ^{3}He в суміші має бути при температурі нижче 100 мкК, що не було досягнуто за допомогою поточних методів охолодження.

1.3 Розповсюдження звуку в надплинному розчині ^{3}He – ^{4}He

Акустичні властивості надплинних розчинів ^{3}He – ^{4}He, як і чистого ^{4}He, є дуже своєрідні. Наявність нормальної і надплинної компонент приводить до можливості розповсюдження мікро-коливань різної фізичної природи – першого і другого звуків.

Якщо знехтувати коефіцієнтом теплового розширення, то хвилі першого звуку в ^{4}He являються звичайними коливаннями густини рідини, а хвилі другого звуку зводяться до температурних коливань. В розчинах ситуація ускладняється через те, що коливання тиску і температури викликають коливання концентрацій домішкових частинок. Ця обставина приводить до того, що при розповсюдженні як першого так і другого звуків в розчинах будуть одночасно коливатися одночасно коливатися обидві величини – і тиск, і температура. При цьому зв'язок між першим і другим звуком стає більш сильним ніж в чистому ^{4}He, де він обумовлений лиш коефіцієнтом теплового розширення.

На цьому не закінчується унікальність надплинного гелію. Виявляється, що можна реалізувати такі специфічні умови, щоб коливання розповсюджувались лиш в надплинній компоненті рідини, а нормальна компонента була сповільнена. По-друге, це здійснюється в достатньо тонкій плівці гелію, тоді можна порушити коливання товщини плівки, що називається третім звуком. Друга можливість – це вузькі канали заповнені гелієм. При цьому можуть розповсюджуватися коливання температури і тиску, названі четвертим звуком. В розчинах ці явища ускладняються внаслідок коливань концентрації. Таким чином, розчини, як і ^{4}He, представляють рідкісний випадок наявності такої великої кількості незатухаючих хвильових процесів.

Для дослідження фізичної природи коливань, їх взаємозв'язок та умови випромінення будем виходити з гідродинамічних рівнянь (1.2) – (1.6) отриманих для надплинних рівнянь будь-якої концентрації. Оскільки в звуковій хвилі швидкості руху v_n та v_s передбачаються малими,

термодинамічні величини мало відрізняються від своїх постійних рівноважних значень, то систему гідравлічних рівнянь можна записати в вигляді:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_s \operatorname{div} \mathbf{v}_s + \rho_n \operatorname{div} \mathbf{v}_n = 0, \tag{1.2}$$

$$\rho_s \frac{\partial \mathbf{v}_s}{\partial t} + \rho_n \frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} + \nabla P = 0\,, \tag{1.3}$$

$$\sigma \frac{\partial p}{\partial t} + \rho \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \rho\sigma \operatorname{div} \mathbf{v}_n = 0\,, \tag{1.4}$$

$$c \frac{\partial p}{\partial t} + \rho \frac{\partial c}{\partial t} + \rho c \operatorname{div} \mathbf{v}_n = 0\,, \tag{1.5}$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_s}{\partial t} + \nabla\left(\mu - \frac{Z}{\rho} c \right) = 0\,, \tag{1.6}$$

За незалежні змінні зручно вибрати тиск P та ентропію σ. при цьому всі термодинамічні величини представимо у вигляді суми рівнозначних значень $P_0,\ \sigma_0, T_0, c_0,\ (Z/\rho)_0, \rho_0$, та невеликих добавок $P',\ \sigma',\ T',\ c',\ (Z/\rho)', \rho'$, що викликані звуковою хвилею і змінюються по закону $\exp[-i\omega(t - x/u)$. Це означає, що розв'язок системи (1.2) – (1.6) знаходиться в виді плоскої хвилі, що біжить в напрямку x зі швидкістю u. Тоді легко знайти зв'язок між $T',\ c',\ \rho'$ та $(Z/\rho)'$ і коливаннями величин P' та σ'. З рівнянь (1.4) – (1.5):

$$c' = \frac{c}{\sigma}\sigma', \tag{1.7}$$

Оскільки

$$\sigma' = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial P}\right)_{T,c} P' + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_{P,c} T' + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial c}\right)_{P,T} c',$$

то з урахуванням (7)

$$T' = \left(\frac{\partial T}{\partial \sigma}\right)_{P,c} \left[\frac{\bar{\sigma}}{\sigma}\sigma' + \frac{\alpha}{\rho}P'\right], \tag{1.8}$$

де α - коефіцієнт теплового розширення $\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_{P,c}$,

$$\bar{\sigma} = \sigma - c\left(\frac{\partial \sigma}{\partial c}\right)_{P,T},$$

c – вагова концентрація ^{3}He в розчині.

Коливання густини

$$\rho' = \left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right)_{T,c} P' + \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_{P,c} T' + \left(\frac{\partial \rho}{\partial c}\right)_{P,T} c',$$

з урахуванням (1.3) та (1.4), а також зі знехтуванням членами, пропорційними α^2, виражається формулою:

$$\rho' = \frac{1}{c_1^2}P' + \frac{\rho}{\sigma}\beta\sigma', \tag{1.9}$$

де

$$c_1^2 = \left(\frac{\partial T}{\partial \rho}\right)_{\sigma,c}, \quad \beta = \alpha\bar{\sigma}\left(\frac{\partial T}{\partial \sigma}\right)_{P,c} - \bar{c}, \quad \bar{c} = \frac{c}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial c}\right)_{P,\mathrm{T}}.$$

Аналогічно запишемо:

$$(Z/\rho)' = \frac{\partial(Z/\rho)}{\partial P}P' + \frac{\partial(Z/\rho)}{\partial T}T' + \frac{\partial(Z/\rho)}{\partial c}c', \tag{1.10}$$

при

$$Z = \rho(\mu_3 - \mu_4).$$

Використаємо термодинамічну тотожність

$$d\mu = \frac{1}{\rho} dP - \sigma dT + \frac{Z}{\rho} dc, \tag{1.11}$$

звідки

$$\frac{\partial}{\partial P}(Z/\rho) = -\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial \rho}{\partial c}, \qquad \frac{\partial}{\partial T}(Z/\rho) = -\frac{\partial \sigma}{\partial c}. \tag{1.12}$$

Підставляючи вирази (1.7), (1.8) і (1.12) в (1.10), маємо

$$\left(\frac{Z}{\rho}\right)' = \left[-\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial \rho}{\partial c} - \frac{\alpha}{\rho}\frac{\partial T}{\partial \sigma}\frac{\partial \sigma}{\partial c}\right] P' + \left[\frac{c}{\sigma}\frac{\partial (Z/\rho)}{\partial c} - \frac{\partial T}{\partial \sigma}\frac{\partial \sigma}{\partial c}\frac{\bar{\sigma}}{\sigma}\right]\sigma'. \tag{1.13}$$

Отримані вирази (1.7) – (1.9) та (1.13) використаємо для того, щоб звести початкову систему до двох хвильових рівнянь. Рівняння (1.2) та (1.3) з урахуванням (1.9) дають

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - c_1^2 \Delta P = \frac{c_1^2 \rho \beta}{\sigma}\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2}. \tag{1.14}$$

Для виведення другого хвильового рівняння запишемо (1.6) в більш зручному вигляді, враховуючи вирази (1.8), (1.10), та (1.13):

$$\frac{\partial v_s}{\partial t} + \frac{1-\beta}{\rho}\nabla P - \frac{\rho_n}{\rho_s}\frac{c_2^2}{\sigma}\nabla \sigma = 0, \tag{1.15}$$

де $c_2^2 = \dfrac{\rho_s}{\rho_n}\left[\bar{\sigma}^2\left(\dfrac{\partial T}{\partial \sigma}\right)_{P,c} + c^2\dfrac{\partial (Z/\rho)}{\partial c}\right]$.

за допомогою (1.3) та (1.4) виключимо з (1.15) v_S:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} - c_2^2 \Delta \sigma = \frac{\rho_s}{\rho_n}\frac{\beta \sigma}{\rho}\Delta P. \tag{1.16}$$

Отже вихідна система рівнянь еквівалентна двом рівнянням (1.14) та (1.16). За умови їх сумісності отримаємо дисперсійне рівняння

$$u^4 - u^2\left(c_1^2 + c_2^2 + c_1^2\frac{\rho_s}{\rho_n}\beta^2\right) + c_1^2 c_2^2 = 0, \tag{1.17}$$

яке відносно u^2 має два корні, що відповідають швидкості першого звука u^1 та u^2:

$$u_1^2 = c_1^2\left[1 + \frac{\rho_s}{\rho_n}\frac{c_1^2}{c_1^2 - c_2^2}\beta^2\right], \tag{1.18}$$

$$u_2^2 = c_2^2\left[1 + \frac{\rho_s}{\rho_n}\frac{c_1^2}{c_1^2 - c_2^2}\beta^2\right]^{-1}. \tag{1.19}$$

Тепер підрахуємо відносні амплітуди коливань тиску, температури та концентрації, а також поля швидкостей в звуковій хвилі першого і другого звуків. Записуючи v_n, P', T' та c' через їх малість як

$$v_n = av_{s,} \qquad P' = bv_s, \qquad \mathrm{T}' = \mathrm{d}v_s, \qquad c' = fv_s, \tag{1.20}$$

і підставляючи (1.20) в початкові рівняння, легко вирахувати коефіцієнти пропорційності a, b, d і f.

Для першого звука маємо

$$a_1 = 1 = \frac{\beta\rho}{\rho_n(1-\beta)}, \qquad \mathrm{b}_1 = \frac{u_1\rho}{1-\beta}, \tag{1.21}$$

$$d_1 = \frac{\rho_s}{\rho_n}\frac{T}{C_p}\frac{\bar{\sigma}}{u_1}\frac{\beta + (\rho_n/\rho_s)(\alpha u_1^2/\bar{\sigma})}{1-\beta}, \qquad f_1 = \frac{\rho_s}{\rho_n}\frac{c}{u_1}\frac{\beta}{1-\beta}.$$

(C_P – теплоємність розчину при постійному тиску).

А в хвилі другого звука маємо

$$a_2 = -\frac{\rho_s}{\rho_n}\frac{1-\beta}{1+(\rho_s/\rho_n)\beta}, \qquad b_2 = \frac{\rho_s}{\rho_n}\frac{\rho u_2\beta}{1+(\rho_s/\rho_n)\beta},$$

$$d_2 = -\frac{\rho_s}{\rho_n}\frac{T}{C_p}\frac{\bar{\sigma}}{u_2}\frac{1}{1+(\rho_s/\rho_n)\beta}, \tag{1.22}$$

$$f_2 = -\frac{\rho_s}{\rho_n}\frac{c}{u_2}\frac{1}{1+(\rho_s/\rho_n)\beta}.$$

Співвідношення (1.21) – (1.22) показують суттєву різницю при розповсюдженні звуку в розчинах і в чистому ^{4}He. В ^{4}He, якщо знехтувати тепловим розширенням, в хвилі першого звука $v_n = v_s$, тобто вся рідина коливається як одне ціле. В хвилі другого звуку $v_n = -(\rho_s/\rho_n)v_s$, тобто нормальна і надплинна компоненти коливаються в протилежній фазі без переносу маси речовини.

В розчинах за рахунок коливань концентрації такі співвідношення між v_n та v_s не використовуються. Наприклад, для $c = 0,2$ $v_n = (1,2 \div 1,5)v_s$ (в хвилі першого звука) і $v_n = (0,6 \div 0,8) \times (\rho_s/\rho_n)v_s$ (в хвилі другого звука), тобто при розповсюдженні першого звука порушується сувора софазність в русі нормальної і надплинної компонент, а в хвилі другого звука

$$j = \rho_s v_s + \rho_n v_n \neq 0.$$

На додаток до цього в розчинах в хвилі першого звука мають місце коливання температури, а в хвилі другого звука – коливання тиску, набагато перебільшуючи відповідні значення, обумовлені тепловим розширенням.

Зв'язок між першим і другим звуками в розчинах ^{3}He – ^{4}He проявляється ще сильніше при розгляді умов збудження цих коливань. Розглянемо, наприклад, випромінювання звука нерухомою твердою поверхнею з температурою, що періодично змінюється. Із граничних умов на поверхні випливає рівність нулю перпендикулярної до площини складової потоку речовини

$$\rho_s v_s + \rho_n v_n = 0. \qquad (1.23)$$

З урахуванням (1.21) та (1.23) відношення інтенсивностей другого і першого звуків, що випромінюються нагрівачем, запишеться

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\rho_n}{\rho_s}\frac{u_2}{u_1}\frac{1}{\beta^2}. \qquad (1.24)$$

Як показують оцінки, із формули (23) випливає, що періодичний нагрівач випромінює в розчинах одночасно перший і другий звуки, інтенсивності яких можуть мати однаковий порядок величини. Цей ефект одночасного збудження першого і другого звуків в надплинних розчинах ^{3}He – ^{4}He був виявлений експериментально в роботі [10]. В експериментах використовувалась циліндрична звукова комірка, ну одному кінці якої розміщувався випромінювач звуку у вигляді нанесеної на підкладку тонкої вуглецевої плівки, а на другому кінці розміщувався приймач або першого або другого звука. Перший звук детектувався звичайним конденсаторним мікрофоном, а в якості детектора другого звука використовувався термометр опору із фосфатної бронзи.

Експерименти проводились з розчинами вагової концентрації ^{3}He 4,56% та 8,52%, а також з чистим гелій ^{4}He в інтервалі температур 1,4 К - T_λ. Виявилось, що нагрівач зі змінною температурою випромінює в розчинах, окрім другого звуку, помітний за інтенсивністю перший звук. На рис. (1.2) показані температурні залежності амплітуди тиску P_1 в хвилі першого звуку випроміненого імпульсом тепла, для розчинів і ^{4}He. Із графіків видно, що величина $P_1^{'}$ зменшується при зменшенні концентрації ^{3}He, а для ^{4}He стає дуже малою.

Для порівняння експериментально дослідженої залежності $P_1^{'}$ з теоретичними розрахунками необхідно нарівні з граничною умовою (1.23) врахувати також неперервність потоку тепла на границі, тобто

$$q = (\rho\sigma T + Zc)(v_{n1} + v_{n2}), \qquad (1.25)$$

де q – потік тепла, виділений нагрівачем.

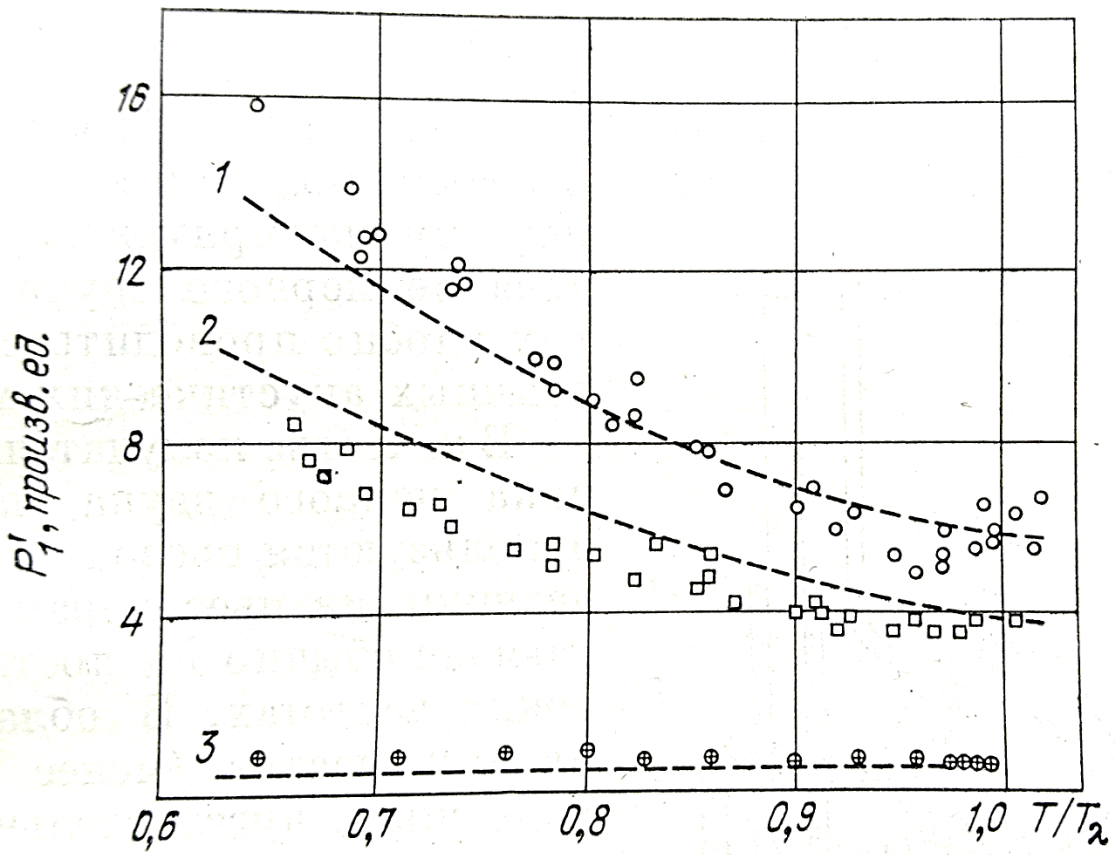


Рис 1.2 Температурна залежність амплітуди коливань тиску в хвилі першого звука збудженого імпульсом тепла [10]: *1 – 8,52% 3He, 2 – 4,56% 3He, 3 – 4He; штриховані криві – розрахунок по формулі (1.26)*

Умова (1.23) та (1.25) разом з рівняннями гідродинаміки (1.2) – (1.6) дає в наближенні малих концентрацій

$$P_1' = \beta \frac{q u_1}{T\sigma}. \qquad (1.26)$$

Значення P_1', вирахувані по формулі (1.26), показані на рис (7.1) пунктиром. «Прив'язка» до експериментальних даних проведена для 8,52% розчина при температурі 1,8 К. Такий спосіб порівняння дозволяє судити про температурну та концентраційну залежність P_1', які задовільно узгоджується з експериментом.

Розглянемо інший випадок, коли звук збуджується пластинкою, що здійснює механічні коливання в напрямку, перпендикулярному своїй

площині, наприклад вздовж осі *x*. В цьому випадку *x*-ві складові v_n та v_s на поверхні рівні швидкості коливань пластинки v_0, а для відношення інтенсивностей отримуємо наступне співвідношення:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\rho_s}{\rho_n}\frac{u_2}{u_1}\beta^2 . \qquad (1.27)$$

В цьому випадку, як показують оцінки виразу (1.27), інтенсивність випроміненого другого звука в розчина набагато більша, ніж у відповідних умовах в ^{4}He, але все ще дуже мала по відношенню до інтенсивності випроміненого при цьому першого звука.

1.4 Метод кварцового камертона

Кварцові камертони стали популярними для вивчення надплинного гелію. Вони були використані для знаходження температури, тиску, концентрації, густини, в'язкості і турбулентності. Значною мірою вони замінили інші механічні резонатори, такі як вібраційні проводи. Основною перевагою камертонів є доступність завдяки масовому виробництві, простому використанні і високій якості. Недоліком слід вважати складну геометрію, яка обмежує аналітичні досліди резонансної поведінки в рідинних середовищах. Всі кварцові камертони мають однакову двосторонню форму, але мають різні розміри і резонансні частоти. Найбільш розповсюджена резонансна частота камертона за кімнатної температури в вакуумі складає $2^{15} = 32768$ Гц, але наявність камертонів з іншими частотами дозволяє проводити експерименти в широкому діапазоні акустичних довжин хвиль. Камертони управляються п'єзоелектричним ефектом на кварці, котрий створює електричний струм, коли електроди періодично коливаються в механічному резонансі.

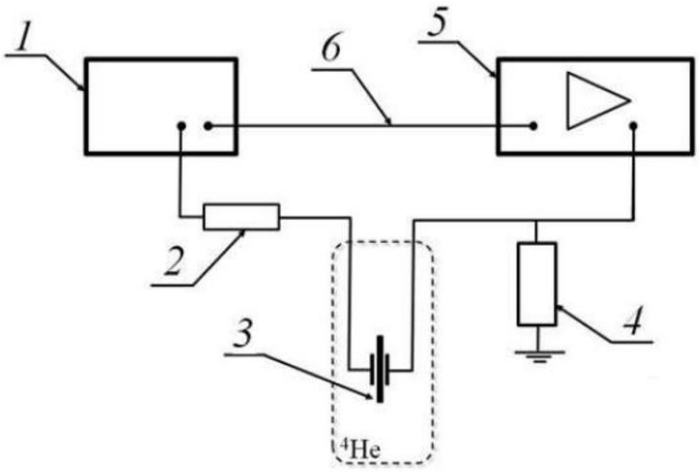


Рис. 1.4 Схема підключення кварцових камертонів для проведення експериментів: 1 – генератор, 2 – атенюатор, 3 – камертон, 4 – еталонний опір 1 кОм, 5 – фазочуттєвий підсилювач, 6 – опорний сигнал.

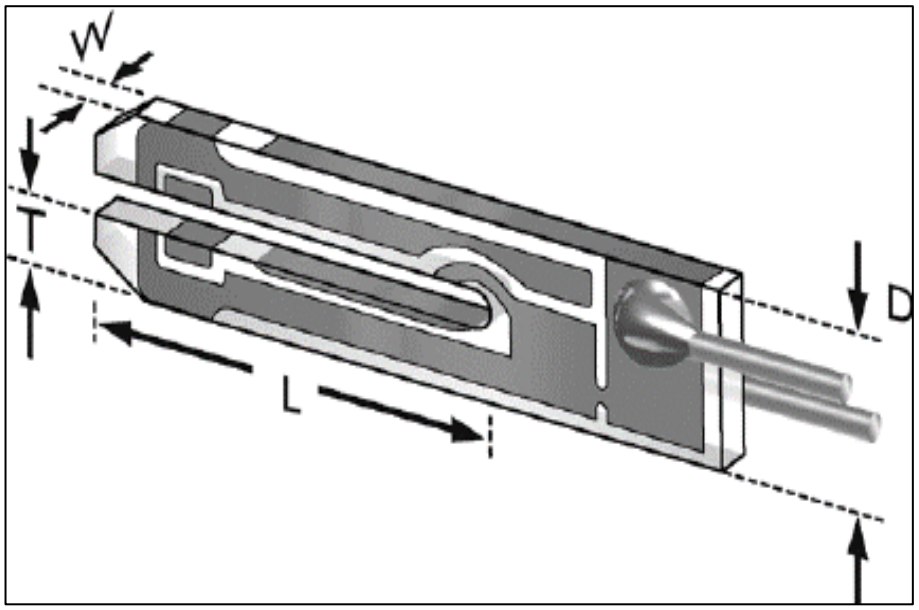


Рис. 1.5 Схема кварцового камертона.

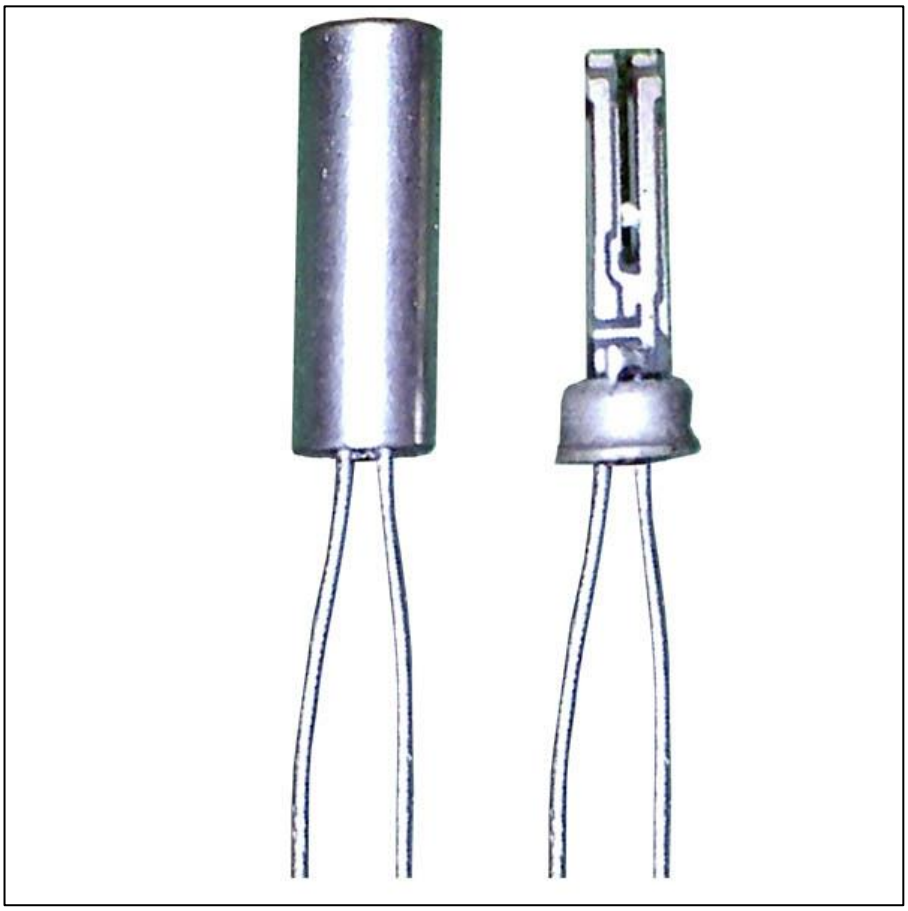


Рис 1.6 Закритий і відкритий камертони

РОЗДІЛ 2

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ОБЛАДНАННЯ ТА МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕННЯ

2.1. Рефрижератор випаровування та експериментальна установа

Рефрижератор випаровування створений для проведення експериментів та фізичних досліджень в області температур від 0,4 К до 4,2 К. В якості холодоагента в рефрижераторі використовується рідкий ^{3}He або ^{4}He. Охолодження в рефрижераторі здійснюється за рахунок відкачування парів над рідким гелієм з допомогою вакуумних насосів. Рефрижератор забезпечує безперервне охолодження на весь час експерименту за умови періодичного додавання гелію в гелієву ванну. Гранична температура охолодження визначається швидкістю відкачування вакуумним насосом та зовнішніми тепловими надходженнями.

Робота проводилась в інтервалі температур 0,5 К – 2,5 К.

Рефрижератор складається з наступних основних вузлів :

- кріостату з ванною ^{4}He та низькотемпературної частини у вакуумній сорочці (Рис. 2.2);
- двох форвакуумних насосів і комунікацій, які забезпечують вакуум для вузлів рефрижератора;
- системи комунікацій відкачування камери випаровування ^{4}He;
- системи комунікацій циркуляції ^{3}He, що містить два герметичних насоса НВГ-2 і 2НВР-5ДМ;
- система вимірювання температури за допомогою конденсаційних термометрів ^{3}He та ^{4}He;
- лінії вимірювання високих тисків за допомогою манометра МП-60;
- двох систем зберігання і збору залишків досліджуваних розчинів ^{3}He-^{4}He.

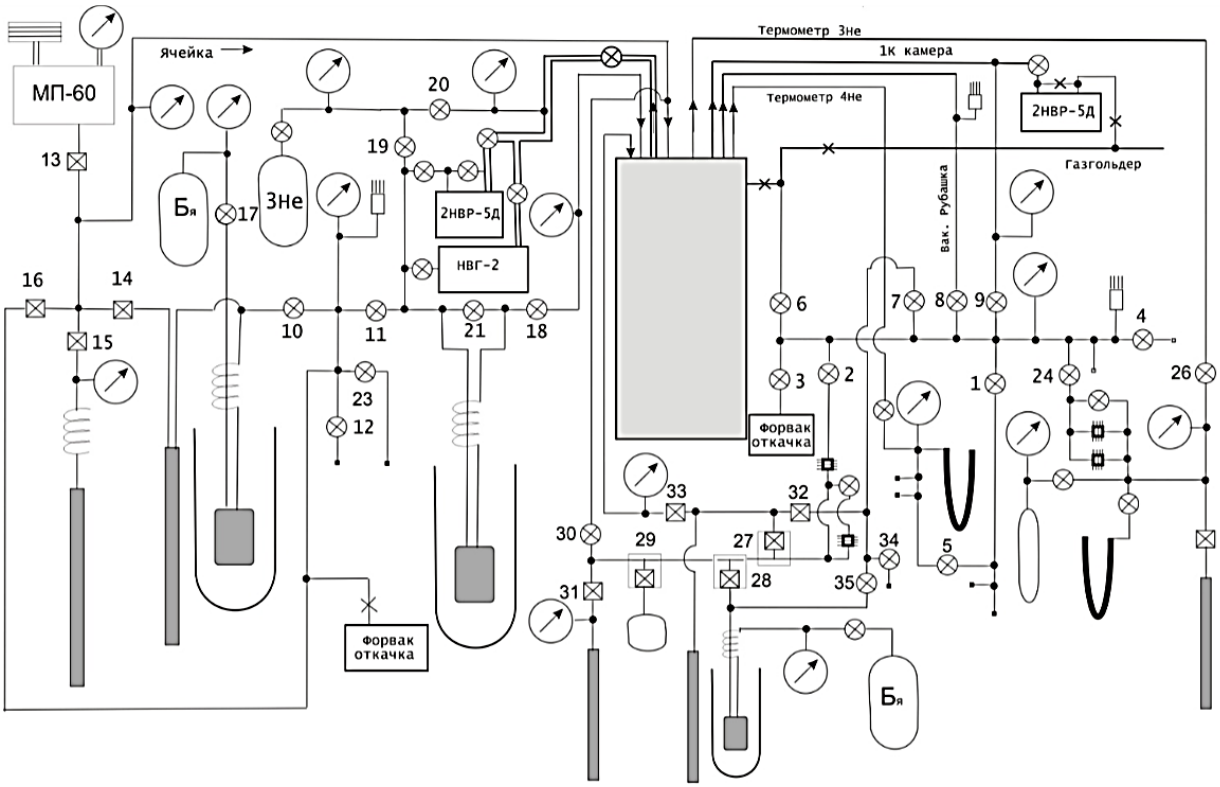


Рис. 2.1. Схема комунікацій експериментальної установки.

Блок управління рефрижератора випаровування розташований на окремій панелі та призначений для керування і контролю за установкою під час роботи. Блок управління включає в себе систему зовнішніх комунікацій, набір вентилів, електричні роз'єми та манометричний перетворювач для вимірювання тиску в вакуумній сорочці. Система зберігання і збору залишків робочої речовини зібрана в вигляді окремого вузла і приєднується до системи комунікацій рефрижератора за допомогою гнучкого металевого рукава. Для зберігання більшості робочої речовини використовується балон ємності.

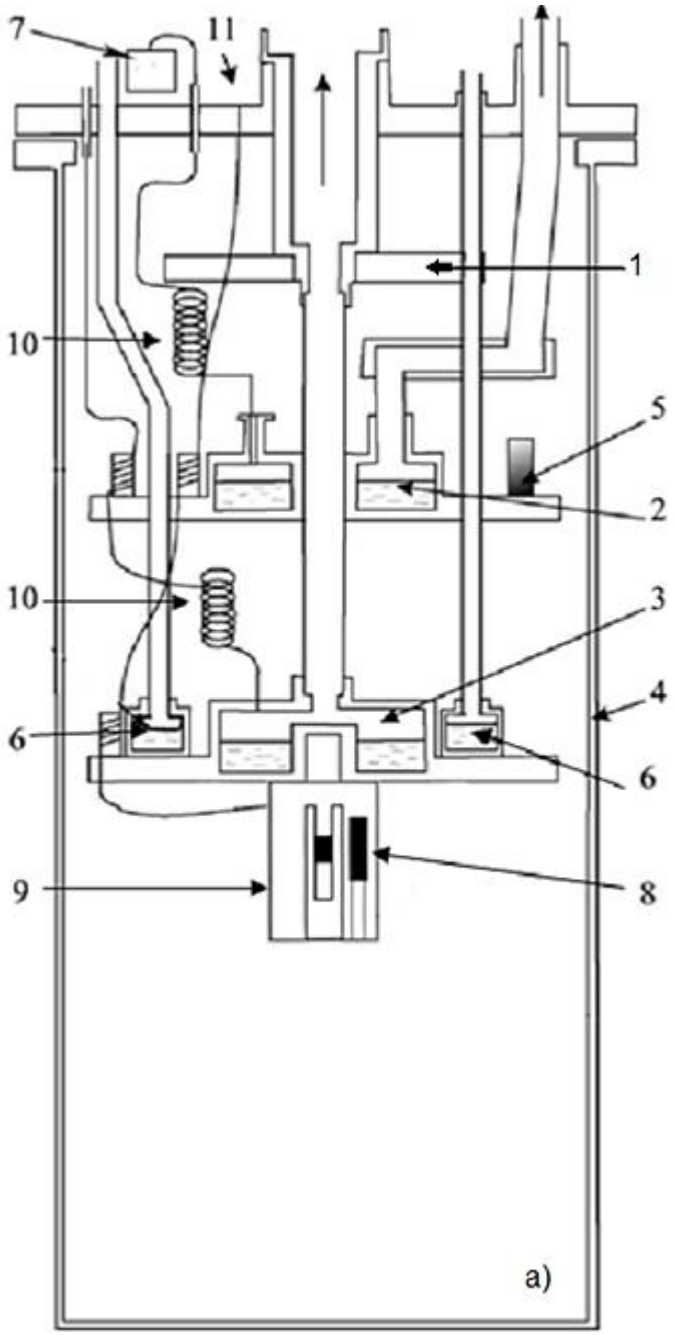


Рис. 2.2. Схема низькотемпературної частини рефрижератора випаровування: *1 – теплова плита; 2 – камера випаровування ^{4}He; 3 – камера випаровування ^{3}He; 4 – вакуумна сорочка; 5 – вугільний адсорбент; 6 – конденсаційний термометр ^{3}He та конденсаційній термометр ^{4}He; 7 – фільтр ^{4}He; 8 – термометр опору; 9 – експериментальна комірка; 10 – дросель камери ^{4}He; 11 – дросель камери ^{3}He; 12 – лінія конденсації досліджуваної рідини; 13 – лінія відкачування ^{3}He.*

2.2. Методи вимірювання низьких температур

Для аналізу отриманих даних з експерименту потрібно вимірювати температуру в різних вузлах рефрижератора. Через невеликі розміри низькотемпературної частини рефрижератора та комірки, то термометри повинні бути компактні. У даному досліді було застосовано два види термометрів опору: термометр RuO2 та вугільний термометр. Опір за кімнатної температури вони мали 5 кОм та 160 Ом [11].

Так як ми безпосередньо вимірюємо опір, то потрібно було прокалібрувати термометри, тобто знайти залежність опору від температури. Завдяки залежності 2.1 був побудований графік (рис. 2.3) залежності опору від температури. Також був побудований графік для вугільного термометра (рис. 2.4).

$$R(T) = R_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^{0,345}, \qquad (2.1)$$

де R_0 – опір при кімнатній температурі T_0 = 290 К.

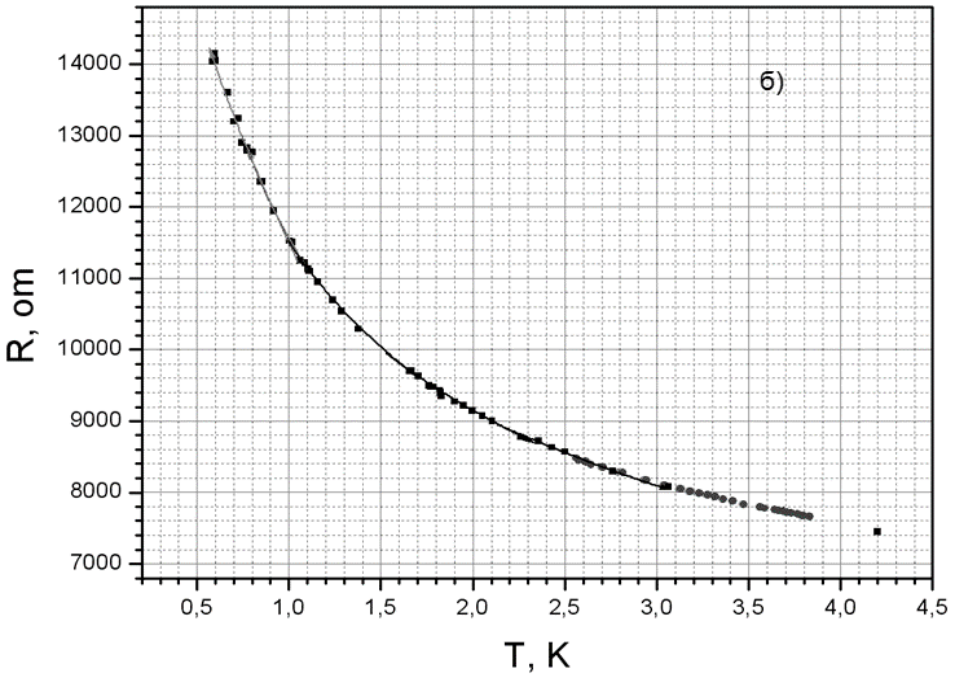


Рис. 2.3. Залежність опору від температури для термометру RuO2

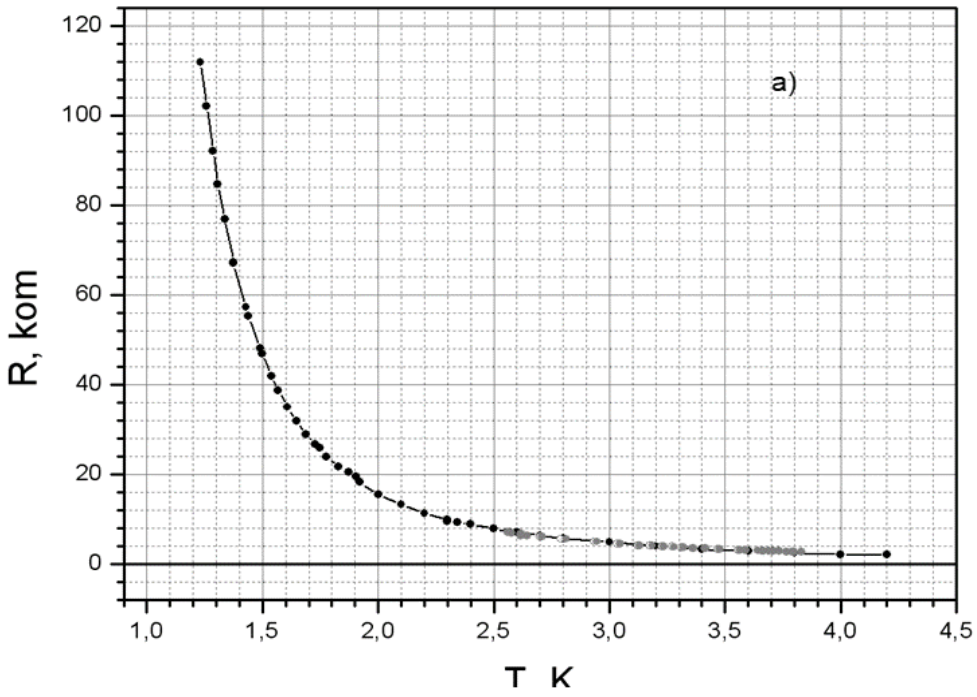


Рис. 2.4.Залежність опору від температури для вугільного термометру.

Ступінь залежить від термометра та визначається експериментально, для однакових термометрів такі залежності однакові, але можуть бути невеликі відхилення. Це зумовлено тим, що неможливо створити два однакових елементи, вони завжди відрізнятимуться. Але всеж вторинні термометри мають недолік. Їхні характеристики можуть з часом змінюватись під впливом багатократних циклів охолодження – нагрівання, тому їх треба з часом перекалібрувати. Вимірювання опорів вимірювались за двома схемами: чотирьох-провідної за допомогою кріогенного мосту AVS-47B, та трьох-провідної – міст моделі R3310. Найточнішою є чотирьох-провідна, так як не має впливу з боку провідних дротів, але трьох-провідна – більш поширена у використанні. Похибка вимірювання моста R3310 з використанням опору 1 кОм і напруги 1 мВ становить 1 Ом, для AVS-47B при опорі 1 кОм і напрузі 1 мВ похибка вимірювання становить 0,1 Ом. Потужність, що виділяється термометром номіналом 1 кОм при напрузі 1 мВ, становить не більше 10-9 Вт і не впливає на досліджувану речовину та роботу рефрижератора.

2.3. Методика експерименту

В роботі проведені експериментальні дослідження особливостей коливань камертонів в розчині ^{3}He в ^{4}He, що містить 15% ^{3}He в інтервалі температур 0,5-2,3 К. Використано три промислово виготовлених камертона, основні характеристики яких наведені в табл. 1.

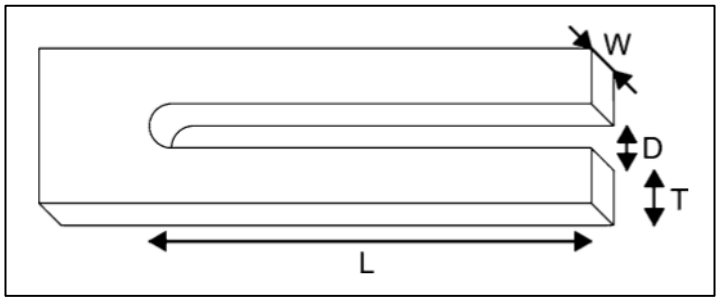


Рис. 2.5 Коливальний камертон

Всі камертони мали однакові геометричні розміри: висота ніжок L = 3,79 мм, товщина H = 0,59 мм, ширина W = 0,3 мм і відстань між ніжками D = 0,3 мм.

Таблиця 2.1

Параметри використаних камертонів

Камертон	Резонансна частота в вакуумі f_{0vac}, Гц	Ширина резонансної кривої на половині висоти Δf_{0vac}, Гц	П'єзоелектрична постійна $a \cdot 10^{-6}$, Кл/м
F1(«відкритий»)	32713,1	0,056	3,99
F2(«закритий»)	32711,72	0,039	3,79
F3(«відкритий»)	32707,28	0,046	3,67

Камертон *F2* знаходився в оригінальній заводській колбі (радіус колби R = 1,3 мм), в кришці якої була пропилена невелика щілина для доступу рідини («закритий» камертон), у камертонів *F1* і *F3* така колба була

видалена повністю («відкриті» камертон) . Коливання кварцових камертонів порушувалися при частотах, близьких до їх резонансних частот, за допомогою скануючих генераторів Wavetek 29A з мінімальним кроком 0,01 Гц і MCP SPF80 з мінімальним кроком 0,0001 Гц. Вихідний сигнал від камертона разом з опорним сигналом генератора збудження подавався на синхронний аналізатор (5208 Two Phase Lock-in Analyzer) і записувався на комп'ютер. Така система дозволяла реєструвати середньоквадратичну помилку амплітуди вихідного сигналу камертона в залежності від напруги збудження і ширину резонансних кривих при скануванні частоти. Камертони були поміщені в дві мідні циліндричні комірки з внутрішнім діаметром 11,8 мм і об'ємом 1,64 $см^3$ і 1,56 $см^3$. Комірки мали постійний тепловий контакт з плитою камери випаровування ^{3}He, температуру досліджуваного розчину вимірювали за допомогою термометрів опору RuO_2, розташованих в кожній вимірювальній камері і прокалібрована по конденсаційним термометрам ^{3}He і ^{4}He, а також кристалізаційному термометру, заснованому на кривій плавлення ^{3}He. Температуру комірок стабілізували за допомогою термометра, що знаходився на вимірювальної плиті. Точність стабілізації при заданій температурі склала ≈ 1 мК. При вимірюванні температурної залежності було використано спеціально виготовлений пристрій, керований комп'ютером, який дозволяв проводити вимірювання при повільному дрейфі температури з вибором початкової і кінцевої температури і швидкості зміни температури. В середньому швидкість зміни температури становила ≈ 55 мкК / с. На початку експерименту добре відкачані комірки охолоджували до температури приблизно 1,5 К і при невеликих збуджуючих напругах проводили вимірювання амплітудно-частотних характеристик камертонів поблизу резонансної частоти f_{0vac}. При цьому визначали Δf_{vac} - ширину резонансної лінії на половині висоти резонансу в вакуумі. Ці виміри були необхідні для визначення п'єзоелектричної постійної камертонів a. Результати вимірювань для трьох камертонів наведені в табл. 1. Потім комірки

заповнювали досліджуваним надтекучим розчином ^{3}He-^{4}He і при постійній температурі в усій області робочих температур 0,5-2,3 К вимірювали амплітудно-частотні залежності при збуджуючих напругах *U* (peak to peak) в інтервалі 10^{-3}-20 В. Ці вимірювання були використані для знаходження області лінійної залежності струму від напруги збудження *I* (*U*) при роботі камертонів. Подальші вимірювання температурної залежності резонансів камертонів проводили при двох збуджуючих напругах: 0,1 і 1 В, відповідних лінійному режиму роботи камертонів.

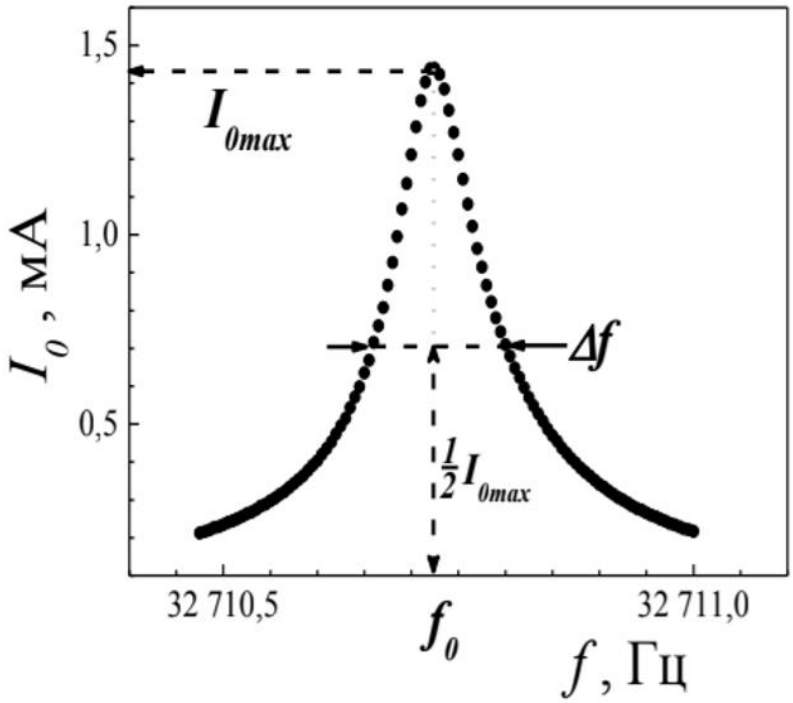


Рис. 2.6 Залежність сили струму від частоти. *I_{0max} – амплітуда резонансної кривої, f_0 – частота резонансу, Δf – ширина лінії на середині висоти амплітуди.*

Отримані в експерименті значення резонансних частот і ширини на половині висоти резонансу камертонів були використані для аналізу дисипативних процесів в розчинах ^{3}He в ^{4}He.

РОЗДІЛ 3

ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ АНАЛІЗ

Оскільки ми повністю прописували всі резонансні криві камертона, тобто його АЧХ при заданій температурі та концентрації розчину, в нас був спосіб визначення його затухання, вимірюючи ширину резонансу на половині висоти Δf. Ця недавно визначена ширина включає вклади всіх процесів, що призводять до затухання камертона, що коливається в надплинній рідині, а саме: розсіювання енергії коливань в самому камертоні Δf_q і навколишньому середовищі за рахунок в'язкості Δf_η, а також випромінювання першого Δf_1 і другого Δf_2 звуків.

$$\Delta f = \Delta f_q + \Delta f_\eta + \Delta f_1 + \Delta f_2$$

3.1 В'язкісна дисипація.

Основним дисипативним процесом, що визначає ширину резонансної лінії камертона, що коливається в надплинному гелії при низьких збуджуючих напругах в області низьких температур, являться в'язкість.

Вираз для вкладу в'язкості в ширину резонансної лінії камертона в гідродинамічному режимі для He II було отримано раніше в [12, 13] і має вигляд:

$$\Delta f_\eta = \Delta f_{vac}\left(\frac{f_0}{f_{0vac}}\right)^2 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\rho_n \eta_n f_0}{\pi}}\frac{CS}{m_{vac}}\left(\frac{f_0}{f_{0vac}}\right)^2, \qquad (3.1)$$

де Δf_{vac} та f_{0vac} – ширина резонансної кривої на половині висоти і резонансна частота в вакуумі, відповідно,

m_{vac} – маса однієї ніжки камертона,

$S = 2L(W + H)$ - площа поверхні камертона,

ρ_n та η_n – густина та в'язкість нормальної компоненти He II,

C – константа, що визначається геометрією тіла, що коливається.

В роботі було використано два камертона: два з видаленими корпусами («відкриті»), і третій – в заводському корпусі («закритий»). В експерименті значення константи C для кожного камертона визначали порівнюючи значення ширини резонансу, розрахованих по формулі (3.1), з урахування літературних даних для в'язкості 15% розчину ^{3}He в ^{4}He та експериментальних значеннях Δf. При цьому температура для цієї процедури вибиралась такою, щоб можна було знехтувати вкладом акустичного випромінювання першого і другого звуків.

Такою температурою завжди обиралась температура вище T_λ, температури переходу розчина в надплинний стан, де є літературні дані по в'язкості, і відсутній другий звук. У випадку «закритого» камертона перший звук, хвилі стиснення і розрідження, також відсутні, оскільки радіус колби камертона (≈ 1,3 мм) менший довжини хвилі першого звуку ($\lambda_1 \approx 7$ мм) і розвинутий хвильовий процес не виникає. Таким чином при температурах порівняних розрахованих і експериментальних значень $T > T_\lambda$ ширина резонансної визначається тільки в'язкісною дисипацією. Отримані в результаті порівняння значення геометричної константи C виявились близько одиниці.

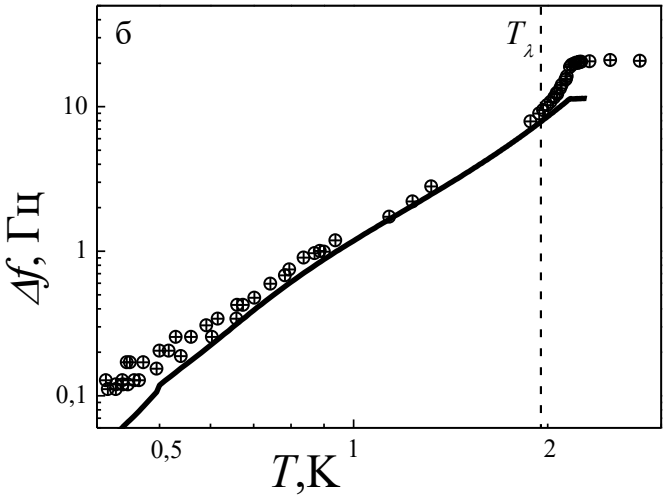


Рис. 3.1 Температурні залежності ширини резонансних кривих «закритого» камертона ^{4}He: *точки – виміряні значення, лінія – розрахункові значення в'язкості*

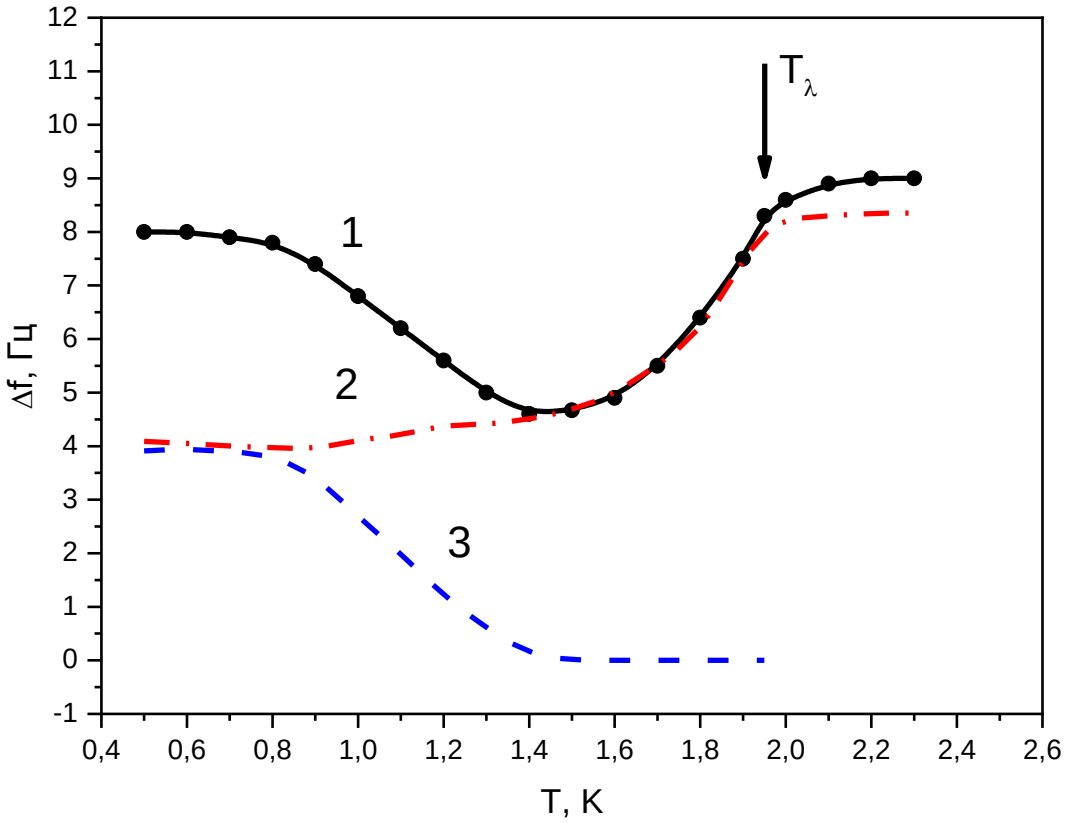


Рис. 3.2 Температурні залежності ширини резонансних кривих «закритого» камертона в 15% розчині ^{3}He в ^{4}He: *1 – виміряні згладжені значення; 2 – вклад в'язкості в затухання камертона; 3 – різниця між 1 та 2*

На Рис. 3.2 показано порівняння температурної залежності згладжених експериментальних значень ширини резонансної лінії Δf «закритого камертона в 15% розчині ^{3}He в ^{4}He (крива 1) та вкладу в'язкісної дисипації Δf_n (крива 2), розрахований для цього камертона по формулі (3.1). На графіку видно, що розрахунковий вклад в'язкості добре співпадає з виміряними значеннями при температурі вище 1,4 К. При більш низьких температурах спостерігається сильна розбіжність виміряних і розрахованих значень. Різниця між експериментальними значеннями Δf і вкладом в'язкості Δf_n показана на графіку кривою 3.

Для порівняння аналогічна процедура була проведена для «закритого» камертона, зануреного в ^{4}He, і в цьому випадку вклад в'язкісної дисипації добре описує температурну залежність ширини резонансної лінії аж до температур ≈ 0,7 К (Рис. 3.1).

3.2 Вклади випромінювання акустичних хвиль

Аналітичний вираз для вкладу акустичного випромінювання першого звука в затухання кварцового камертона було отримано в роботі [14]. Даний вираз має вигляд:

$$\Delta f_1^{3D} = C_{3D} \frac{64\pi^4 0{,}3915^2}{5} \frac{(H+D)^2}{\rho_q^2} \frac{\rho}{u_1^5} \left(\frac{f_0}{f_{vac}} \right)^2 m_{eff} f_0^5, \qquad (3.2)$$

де C_{3D} – відповідний параметр;

ρ_q – густина кварца;

$m_{eff} = 1/4\ \rho_q\ WHL$;

W, H, L, D – геометричні параметри камертона.

Оскільки довжина хвилі другого звука, в нашому випадку $\lambda_2 = 0{,}6$ мм, то навіть в «закритому» камертоні можливий акустичний процес і звісно надлишкове затухання камертона можна зв’язати з хвилями другого звука. Однак, до сьогодні виразу аналогічного (3.2) для другого звука не знайдено.

Для оцінки вкладу другого звука в затухання камертона можна скористатись відношенням інтенсивностей другого J_2 і першого J_1 звуків, що виникають при коливанні резонатора. Вираз для відношення інтенсивностей цих звуків, що мають швидкості u_2 та u_1 має вигляд [15];

$$\frac{J_2}{J_1} = \beta^2 \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{u_2}{u_1} \qquad (3.3)$$

Специфікою надплинних розчинів являється більш сильний зв’язок випромінювання першого і другого звуків в порівнянні з чистим ^{4}He. Коефіцієнт зв’язку між випромінюванням звуків складається з двох доданків [16]:

$$\beta = \alpha\bar{\sigma} \left(\frac{\partial T}{\partial \sigma} \right)_{P,c} - \frac{c}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial c} \right)_{P,T}, \qquad (3.4)$$

де $\alpha = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_{P,c}$ - коефіцієнт теплового розширення,

ρ, σ і c – густина, ентропія і вагова концентрація ^{3}He в розчині,

$$\bar{\sigma} = \sigma - c\left(\partial\sigma / \partial c\right)_{P,T}.$$

Другий доданок (3.4) є лише в розчинах ^{3}He – ^{4}He і зв’язано з коливаннями концентрації розчину, що викликані коливаннями густини. Для чистого ^{4}He другий доданок дорівнює нулю, а перший дуже малий, так як малий коефіцієнт теплового розширення α, тому в цьому випадку ефектом генерації другого звука при коливанні пластинки можна знехтувати.

Для побудови температурної залежності відношення інтенсивностей другого і першого звуків в 15% розчині ^{3}He – ^{4}He за допомогою літературного джерела [15, 16] були розраховані всі параметри, що входять в рівняння (3.3) і (3.4) та складена таблиця 3.1. Варто зазначити що в нашому інтервалі

Таблиця 3.1

Таблиця змінних рівнянь (3.3) і (3.4)

T, K	P, кг/м^3	dρ/dc, кг/м^3	ρ_s, кг/м^3	ρ_n, кг/м^3	u_1, м/с	u_2, м/с	β	I_2/I_1
0,6000	134,0600	70,2000	93,425	40,635	230,6	27	-0,079	0,0017
0,7000	134,1400	70,8000	94,72	39,42	230,5	29	-0,079	0,0019
0,8000	134,2100	70,8000	94,52	39,69	230,2	30,5	-0,079	0,002
0,9000	134,2750	70,5000	93,37	40,905	229,85	31,4	-0,079	0,0019
1,0000	134,3400	69,8000	89,925	44,415	229,39	32	-0,078	0,0017
1,1000	134,3950	69,1000	88,495	45,9	228,9	32	-0,077	0,0016
1,2000	134,4550	68,3000	85,315	49,14	227,9	31,5	-0,076	0,0014
1,3000	134,5150	67,7000	82,135	52,38	226,8	30,5	-0,075	0,0012
1,4000	134,5800	67,2000	77,205	57,375	225,4	29,4	-0,075	0,001
1,5000	134,6650	67,1000	71,215	63,45	224	28	-0,075	0,0008
1,6000	134,7650	67,1000	63,62	71,145	222	26	-0,075	0,0006
1,7000	134,9050	67,3000	53,365	81,54	220	23,5	-0,075	0,0004
1,8000	135,0850	67,7000	38,83	96,255	218	19,5	-0,075	0,0002

температур для концентрації ^{3}He c = 0,15, похідну $\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)$ можна вважати рівною нулю і в рівнянні (3.4) ми враховували тільки другий доданок.

Графік відношення інтенсивностей другого і першого звуків, J_2/J_1, в розчині і в чистому ^{4}He, розрахований по формулам (3.3) і (3.4) показаний на рис. 3.2.

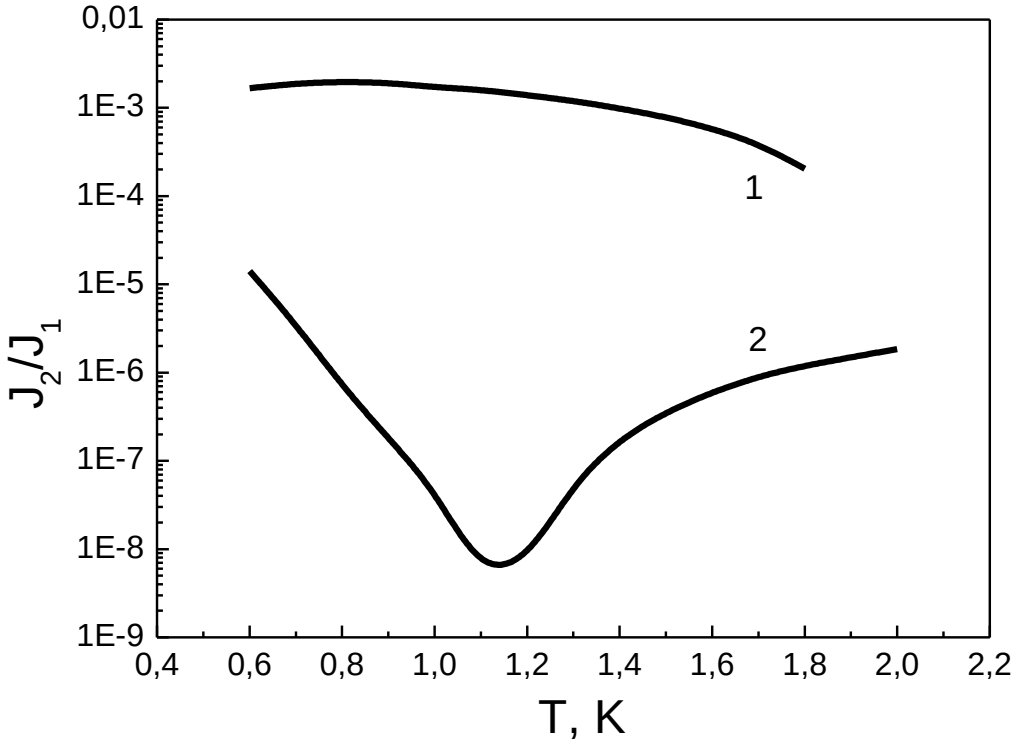


Рис. 3.2 Відношення інтенсивностей другого і першого звуків J_2/J_1: *1 – в 15% розчині ^{3}He – ^{4}He, 2 – в чистому ^{4}He.*

Як видно на рис. 3.2, додавання домішків ^{3}He призводить до зросту інтенсивності випромінюваного другого звука в концентрованому розчині ^{3}He – ^{4}He.

Щоб вирахувати вклад другого звука Δf_2 в затухання камертона, припустимо, що відношення інтенсивностей пропорційне відношенню вкладів першого і другого звуків в ширину лінії резонансу

$$\frac{J_2}{J_1} \approx \frac{\Delta f_2}{\Delta f_1}. \qquad (3.5)$$

Температурна залежність вкладів Δf_η, Δf_1, та Δf_2, розрахована за допомогою співвідношення (3.5), а також їх сума та експериментальне значення Δf показані на рис. 3.3.

Таблиця 3.2

Вклади дисипативних процесів в затухання камертона

T, K	df_{exp} 15% 3He	*df*, Гц, розрахунок 1 звук	*df*, Гц, розрахунок в'язкість	*J2/J1*, 15% ^{3}He	*df*, Гц, розрахунок 2 звук	*df*, сума
0,6	35	1,94	4,09732	0,00166	0,00322	6,04054
0,7	32	1,99	4,06	0,00189	0,00376	6,05376
0,8	30	2,04	4,02	0,00198	0,00404	6,06404
0,9	26,5	2,06	4,08	0,00193	0,00398	6,14398
1	23	2,08	4,14	0,00172	0,00358	6,22358
1,1	20,5	2,1	4,2	0,0016	0,00336	6,30336
1,2	18	2,12	4,28	0,00139	0,00295	6,40295
1,3	17	2,18	4,4	0,0012	0,00262	6,58262
1,4	16	2,24	4,54	9,85E-04	0,00221	6,78221
1,5	14	2,29	4,76	7,84E-04	0,0018	7,0518
1,6	12,5	2,4	5	5,84E-04	0,0014	7,4014
1,7	10,9	2,6	5,47	3,91E-04	0,00102	8,07102
1,8	11,4	2,7	6,26	2,04E-04	5,51E-04	8,96055
1,9	12,5	2,92	7,44			10,36
1,95	13	2,95	7,92			10,87
2	13,2	2,96	8,2			11,16
2,1	14	2,94	8,19			11,13
2,2	14	2,91	8,18			11,09
2,3	14	2,87	8,18			11,05

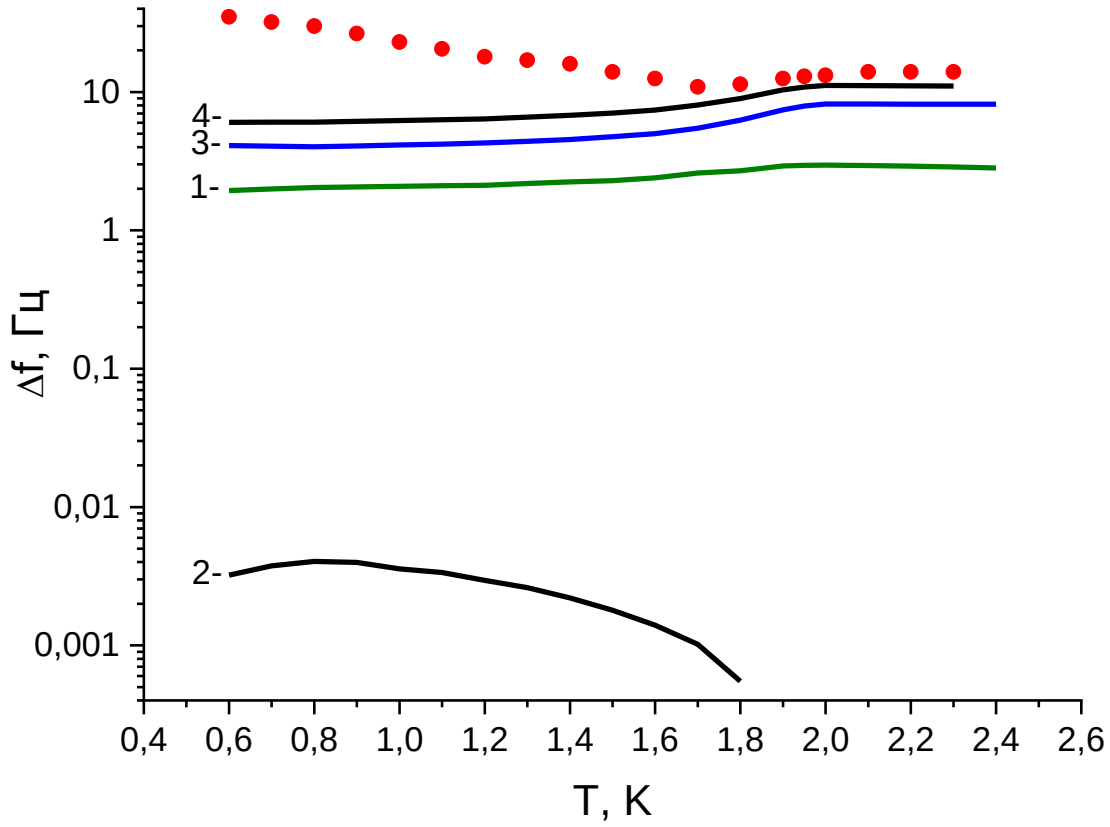


Рис. 3.3 Температурна залежність ширини резонансної кривої «відкритого» камертона Δf_{exp} (показано точками); розраховані значення різних дисипативних процесів в затухання камертона: *1 – вклад першого звука, 2 – вклад другого звука, 3 – вклад в'язкості, 4 – сума всіх вкладів в затухання камертона*

3.3 Вклад дифузійної теплової хвилі

В роботі [6] було показано, що у випадку відносно високих концентрацій 10-15% і низьких температур, що відповідають умовам наших експериментів, осциляції твердої стінки можуть викликати не тільки випромінювання першого і другого звуків, але і випромінювання дифузійної теплової хвилі. Справа в тому, що в надплинних розчинах 3He – 4He збудження концентрації і температури релаксують не тільки в хвилі другого звуку, а й в дисипативній дифузійній хвилі [18 – 20]. Одна з цілей даної роботи полягала в з'ясуванні владу дисипативної дифузійної хвилі в затухання коливань камертона. В роботі [6] також виходили із повної системи гідродинамічних рівнянь для надплинних розчинів (1.2 – 1.6).

Із дисипативних процесів ми враховуємо тільки процес переносу тепла за рахунок теплопровідності та відповідний дисипативний потік тепла, що визначається співвідношенням

$$\mathbf{q} = -\kappa \nabla T, \tag{3.6}$$

де κ – коефіцієнт теплопровідності розчину.

В результаті перетворень системи (1.2 – 1.6) отримуємо два рівняння, котрі зв'язують між собою коливання тиску та ентропії:

$$\begin{cases} \left[1 - \dfrac{k^2 c_1^2}{\omega^2}\right] \dfrac{P'}{\rho_0 c_1^2} = -\bar{c} G \dfrac{\sigma'}{\sigma_0} \\ \left[\dfrac{k^2 c_{II}^2}{\omega^2} - 1\right] G \dfrac{\sigma'}{\sigma_0} = \bar{c} \dfrac{\rho_s}{\rho_n} \dfrac{k^2 c_1^2}{\omega^2} \dfrac{P'}{\rho_0 c_1^2} \end{cases} \tag{3.7}$$

Тут введені величини характеризують властивості надплинних розчинів: величина, що характеризує швидкість першого звука

$$c_I^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_{T,c};$$

величина, що визначає параметри другого звука

$$c_{II}^2 = \frac{c_{2\varepsilon}^2}{1+i\Gamma} + c_{2N}^2$$

безрозмірні похідні по концентрації

$$c_{2\varepsilon}^2 = \frac{\rho_s}{\rho_n}\frac{\bar{\sigma}^2 T}{c_P},\ c_{2N}^2 = \frac{\rho_s}{\rho_n} c^2 \left(\frac{\partial(Z/\rho)}{\partial c}\right)_{T,P},\ \bar{\sigma} = \sigma(1-\tilde{\sigma}),\ c_P = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_{P,c}$$

$$\tilde{\sigma} = \frac{c}{\sigma}\left(\frac{\partial \sigma}{\partial c}\right)_{P,T} \text{ та } \bar{c} = \frac{c}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial c}\right)_{P,T}.$$

Множник $G = (1+i\Gamma)/(1+i\Gamma\tilde{\sigma})$, а параметр Γ визначає дисипативну моду, а також вклад теплопровідності в поглинанні звуків:

$$\Gamma = \frac{k^2}{\omega}\frac{\kappa}{c_P}. \tag{3.8}$$

Із умов сумісності системи рівнянь (3.7) отримаємо шукане дисперсійне рівняння:

$$\left[\frac{\omega^2}{k^2} - c_1^2\right]\left[c_{II}^2 - \frac{\omega^2}{k^2}\right] = -\beta\frac{\omega^2}{k^2}c_1^2, \tag{3.9}$$

де

$$\beta = \bar{c}^2\frac{\rho_s}{\rho_n}. \tag{3.10}$$

Це рівняння, як і варто було очікувати із кількості рівнянь в системі (1.2 – 1.6), являється рівнянням п’ятого порядку відносно ω, і відповідно описує п’ять мод. При отриманні співвідношення (3.9) коефіцієнт теплового розширення розчину покладався рівними нулю $(\partial\rho/\partial T) = 0$. Таке

наближення справедливе неслабких ($c > 0{,}1$) розчинів і дозволяє приділити основну увагу генерації другого звука і теплової хвилі тілами, що коливаються за рахунок взаємної залежності густини і концентрації, яка кількісно описується коефіцієнтом $\bar{c} = (c/\rho)\,(\partial\rho/\partial c)$.

Явні аналітичні рішення рівняння (3.9) наведемо для простоти в наближенні малості відношення

$$\frac{c_2^2}{c_1^2} = \frac{c_{2\varepsilon}^2 + c_{2N}^2}{c_1^2} << 1,$$

що визначається квадратом відношення швидкостей другого і першого звуків.

Для акустичних рішень, коли $\omega \sim k$, з співвідношення (3.9) отримаємо дисперсійне співвідношення для першого і другого звуків:

$$\omega^2 = u_{1,2}^2 k^2, \tag{3.11}$$

де квадрат швидкості першого звука:

$$u_1^2 = c_1^2(1+\beta) \tag{3.12}$$

квадрат швидкості другого звука:

$$u_2^2 = \frac{c_2^2}{1+\beta} \tag{3.13}$$

П’ятий корінь рівняння (3.9) відповідаю тепловій дисипативній моді, для котрої характерна квадратична залежність частоти від хвильового вектора:

$$\omega = -i\frac{c_{2N}^2}{c_2^2}\frac{\kappa}{c_P}k^2. \tag{3.14}$$

Рівняння (3.9) переходить в дисперсійне рішення, отримане в [15] тільки для випадку акустичних мод. В загальному випадку, коли необхідно враховувати дисипативні процеси, співвідношення (3.9) відповідає результатам робіт [16, 18, 20 – 21] де досліджувалась повна система гідродинамічних мод в надплинних розчинах.

Втрати енергії W_T стінкою, що коливається за рахунок теплової хвилі визначаються дисипацією за рахунок теплопровідності в пристінковому шарі, товщина якого дорівнює довжині теплової хвилі

$$\lambda_T = \left(\frac{1}{\omega} \frac{\kappa}{c_P} \right)^{1/2} . \tag{3.15}$$

Відношення втрат W_T до потоку енергії в хвилі другого звука вираховується за допомогою дисипативної функції розчину [20] і виявляється рівним

$$\frac{W_T}{I_2} = \left(\frac{c_P}{\bar{\sigma}} \right)^2 \frac{c_{2\varepsilon}^2}{u_2^2} \left(\frac{\omega\kappa}{c_P u_2^2} \right)^{3/2} . \tag{3.16}$$

Оцінки, зроблені за допомогою виразу (3.16) показують, що втрати енергії стінкою, що коливається за рахунок теплової хвилі менше потоку енергії в випромінюваній при цьому хвилі другого звуку. Таким чином, вклад дисипативної хвилі буде суттєвим коли в експерименті буде подавлено випромінювання обох звукових хвиль. Це можливо, якщо кварцовий камертон помістити в жорстку оболонку розміром меншим половини довжини хвилі другого звука.

ВИСНОВКИ

Дана дипломна робота присвячена експериментальному дослідженню одночасного збудження коливань тиску, температури і концентрації в рідких розчинах. Такі одночасні коливання виникають в дуже особливій системі - концентрованих надплинних розчинах ^{3}He - ^{4}He при коливанні в них кварцового камертона. В роботі проведений аналіз особливості дисипативних процесів, що викликають загасання коливань кварцового камертона в 15% розчині ^{3}He в ^{4}He і показано, що в концентрованому надплинному розчині внесок акустичного випромінювання в дисипацію істотно відрізняється від чистого ^{4}He. При коливанні пластинки в розчині одночасно виникають коливання густини, пов’язані з коливанням тиску, температури і концентрації, що суттєво збільшує інтенсивність випромінювання другого звуку.

Оскільки процес випромінювання звуку істотно залежить від співвідношення між довжиною хвилі звуку і розміром вимірювальної комірки, ситуація виявилася різною в «відкритих» і «закритих» камертонах. Проведений аналіз дозволив розділити вклади в загасання, що вносяться різними дисипативними процесами - в'язкістю, випромінюванням першого звуку і випромінюванням другого звуку. Загасання «відкритого» камертона визначається всіма трьома зазначеними процесами, а внесок в загасання «закритого» камертона вносять тільки вклади в'язкісної дисипації і випромінювання другого звуку.

За допомогою наявних аналітичних виразів для в'язкісної дисипації і випромінювання першого звуку були отримані вклади цих процесів в згасання коливань камертона. Оскільки для вкладу в згасання коливань камертона за рахунок випромінювання другого звука аналітичного виразу немає, було зроблено припущення, що відношення інтенсивностей першого і другого звуків J_2/J_1 пропорційне відношенню їх вкладів в ширину лінії

резонансу $\Delta f_2/\Delta f_1$. Таким чином, за допомогою цього співвідношення був розрахований вклад Δf_2 в згасання камертона.

Для оцінки вкладу в згасання коливань камертона за рахунок дисипативної теплової хвилі, було використано співвідношення інтенсивності цієї хвилі до інтенсивності випромінювання другого звука. Розрахунки показали, що втрати енергії стінкою, що коливається, за рахунок теплової хвилі значно менші від потоку енергії в хвилі другого звуку, що випромінюється. Щоб виділити вклад дисипативної хвилі в експерименті потрібно суттєво подавити випромінювання обох звукових хвиль. Це можливо, якщо кварцовий камертон помістити в жорстку оболонку розміром меншим половини довжини хвилі другого звука.

Отримані експериментальні дані ширини резонансної лінії камертона, яка відображає повне згасання енергії його коливання в рідині, були зіставлені з сумою вкладів дисипативних процесів та випромінювання обох звукових хвиль. Результат порівняння показав збіг даних експерименту і розрахункових значень тільки при температурах вище 1,7 К де вони збігаються з вкладом в’язкості розчину.

Для більш детального кількісного аналізу необхідні відповідні аналітичні вирази, що описують внесок випромінювання другого звуку і теплової хвилі в ширину лінії камертона.

Дані досліди мають фундаментальне значення та практичне застосування в різних областях, пов’язаних з акустичними та тепловими властивостями як однорідних, так і сумішей рідин.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. И.М. Халатников, *Теория сверхтекучести*, Наука, Москва (1970).
2. Э.Я. Рудавский, И.А. Сербин, *ЖЭТФ* **51**, 1930 (1966).
3. Б.Н. Есельсон, В.Н. Григорьев, В.Г. Иванцов, Э.Я. Рудавский, Д.Г. Саникидзе, И.А. Сербин, *Растворы квантовых жидкостей* 3He–4He, Наука, Москва (1973).
4. В.А. Бахвалова, И.А. Гриценко, Э.Я. Рудавский, В.К. Чаговец, Г.А. Шешин, ФНТ, 41, 644 (2015)
5. T.S. Riekki, M.S. Manninen, and J.T. Tuoriniemi, *Phys. Rev. B* **94**, **224514**, (2016).
6. Т.Г. Вихтинская, К.Э. Немченко, С.Ю. Рогова, ФНТ, 44, 1358 (2018),
7. H. Kamerlingh Onnes. *The Liquefaction of Helium.* Proc. KNAW., 11, 168-185 (1909).
8. J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. *Theory of Superconductivity*. Phys. Rev., 108, 1175-1204 (1957).
9. F. Pobell. *Matter and Methods at Low Temperatures*, (Springer, 2007), 3 ed.
10. Л. С. Дикина, Э. Я. Рудавский, И. А. Сербин, ЖЕТВ 58, 843 (1970).
11. Anderson A. C. Some observations on resistance thermometry below 1 K / A. C. Anderson, J. H. Anderson and M. P. Zaitlin – Rev. Sci. Instrum. - 1976. - V. 47, No 4. - P. 407-412
12. M. Blazkova, M. Clovesko, E. Gazo, L. Skrbek, P. Skyba, JLTP. **148**, 305 (2007).
13. R. Blaauwgeers, M.Blazkova, M.Clovesko, V.B.Eltsov, R. de Graaf, J. Hosio, M. Krusius, D. Sghmoranzer, W. Schoepe, L. Skrbek, P. Skyba, R. E. Solntsev, D. E. Zmeev, JLTP. **146**, 537, (2007).
14. D. Schmoranzer, M. La Mantia, G. Sheshin, I. Gritsenko, A. Zadorozhko, N. Rotter, L. Skrbek, JLTP. **163**, 317 (2011)

15. Б.Н. Есельсон, В.Г. Иванцов, В.А. Ковальов, Э.Я. Рудавский, И.А. Сербин, *Свойства жидкого и твердого гелия. Растворы ^{3}He – ^{4}He. Справочник,* Наукова думка, Київ, (1982)
16. Radebaugh R. *Thermodynamic properties of ^{3}He – ^{4}He solutions with applications to the 4He – 4He dilution rifrogenerator*. Nat. Bur.Stand. technical note, №362, 137p. (1967)
17. K. Nemchenko and S. Rogova, *J. Low Temp. Phys.* 150, 187 (2008).
18. K. Nemchenko and S. Rogova, *J. Mod. Phys. Lett.* B 26, 1 (2012).
19. K. Nemchenko, S. Rogova, and T. Vikhtinskaya, *J. Low Temp. Phys.* 187, 324 (2017)
20. И.М. Халатников, Теория сверхтекучести, Наука, Москва (1970).
21. A. Griffin, *Can. J. Phys*. 47, 426 (1969)