

Л.А. БУЛАВІН,^{1,2} О.І. БІЛОУС,¹ О.С. СВЕЧНИКОВА¹

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка
(Вул. Володимирська, 64/13, Київ 01601)

² Інститут проблем безпеки АЕС НАН України

(Вул. Кірова, 36а, Чорнобиль 07270; e-mail: bulavin221@gmail.com, o_bilous@ua.fm, oksana.svechnikova@gmail.com)

ЧАС РЕЛАКСАЦІЇ ФЛУКТУАЦІЙ КОНЦЕНТРАЦІЙ ПОБЛИЗУ КРИТИЧНОЇ ТОЧКИ РОЗШАРУВАННЯ БІНАРНОГО РОЗЧИНУ n-ПЕНТАНОЛ-НІТРОМЕТАН

УДК 534-14; 534-8:538.951

Проведені дослідження швидкості поширення та коефіцієнта поглинання звуку в розчині n-пентанол-нітродметан в інтервалі частот 5–2800 МГц, при підході до його критичної точки розшарування з боку гомогенного стану дозволили визначити вплив флуктуацій концентрації на акустичні параметри. В термінах динамічних параметрів досліджено три області: середнього поля $\omega\tau_{FL} \ll 1$, флуктуаційна $\omega\tau_{FL} \gg 1$, та перехідна – кросверна $\omega\tau_{FL} = 1$. На основі експериментальних даних в роботі досліджено температурну залежність часу релаксації флуктуацій концентрації $\tau(T)$, визначено його амплітудне значення τ_0 . На високих частотах ($\omega > 300$ МГц) оцінено внесок у флуктуаційну частину коефіцієнта поглинання звуку, який пов'язаний із розсіянням звуку на флуктуаціях концентрацій поблизу критичної точки розшарування.

Ключові слова: швидкість, поглинання ультразвуку, критична точка розшарування, бінарний розчин, час релаксації флуктуацій концентрацій.

1. Вступ

Незвично унікальна та водночас універсальна поведінка різних за своєю природою бінарних розчинів, що перебувають поблизу критичних точок розшарування, вже не одне десятиліття продовжує лишатися темою наукової дискусії. Зазвичай спостережувані аномалії різних кінетичних величин поблизу критичної точки пов'язують із флуктуаціями параметра порядку та пояснюють у рамках динамічних теорій критичних явищ [1–8]. При цьому у досліджуваній речовині окрім характерного радіуса кореляції R_c існує також характерний часовий масштаб – час релаксації флуктуацій поблизу критичної точки τ_{FL} , який може бути визна-

чений за допомогою, зокрема, акустичних методів [9]. Характерною відмінністю та безсумнівною перевагою акустичної спектроскопії є можливість досліджувати як статичні характеристики системи – швидкість поширення звуку, так і її динамічні властивості – коефіцієнт поглинання звуку, який дозволяє визначити часи релаксації в системі. Значення відповідних часів релаксації флуктуацій параметра порядку τ_{FL} можуть бути отримані за допомогою різних експериментальних методів (ЯМР, діелектрична спектроскопія, розсіяння нейтронів, розсіяння світла тощо), при цьому отримані результати можуть відрізнитись на декілька порядків. Так, за допомогою методу квазіпружного розсіяння нейтронів час релаксації флуктуацій концентрацій в близькому околі критичної точки розшарування ($\Delta T = 0,5$) становить $\tau_{FL} \sim 10^{-7}$ с

© Л.А. БУЛАВІН, О.І. БІЛОУС,
О.С. СВЕЧНИКОВА, 2016

[10], що збігається із даними ГЧ-спектроскопії [11], але такі результати на порядки відрізняються від результатів, отриманих за допомогою розсіяння світла [12]. Навіть результати акустичного експерименту часу релаксації відрізняються між собою [9, 13]. Це на сьогодні пов'язано із тим, що більшість експериментальних досліджень саме критичної області [14] проведено у вузькому частотному діапазоні і лише для розчинів із критичними концентраціями [15], що зменшує достовірність отриманих результатів. Усунути зазначені недоліки можна завдяки комплексним акустичним дослідженням швидкості поширення c_s та коефіцієнта поглинання (αf^{-2}) звуку, які мають бути проведені у широкому діапазоні частот у різних областях змін параметра $\omega\tau_{FL}$ ($\omega = 2\pi f$), а саме: в області, далекій від критичної точки $\omega\tau_{FL} \ll 1$, де діє теорія середнього поля, в критичній області $\omega\tau_{FL} \gg 1$, де діє флуктуаційна теорія, та в кросоверній області, де $\omega\tau_{FL} \approx 1$.

Тому метою даної роботи є встановлення часу релаксації флуктуацій концентрацій поблизу критичної точки розшарування на прикладі бінарного розчину *n*-пентанол-нітродетан із його критичною концентрацією шляхом досліджень швидкості поширення c_s та коефіцієнта поглинання (αf^{-2}) звуку, проведених у широкому частотному діапазоні 5–2800 МГц у гомогенному стані розчину вище за його критичну температуру розшарування T_c .

2. Об'єкти дослідження та методика проведення експерименту

Для експериментальних досліджень був вибраний бінарний розчин *n*-пентанол-нітродетан, який має верхню критичну температуру розшарування T_c , величина якої належить до кімнатних температур, що спрощує проведення експерименту. Для приготування розчинів із різними концентраціями в інтервалі (0,1–0,8) мольних часток *n*-пентанолу використовували *n*-пентанол та нітродетан марки ХЧ. Дослідження швидкості поширення та поглинання звуку в розчинах поблизу критичної температури розшарування проводили на термостатованих зразках із похибкою термостатування $\pm 10^{-3}$ К.

Експериментальні дослідження коефіцієнта поглинання та швидкості поширення звуку проводили за допомогою імпульсного методу, який детально описаний в роботі [16]. У діапазоні частот 5–

150 МГц використовували імпульсний метод змінної відстані та метод резонансного збудження п'єзокристала кварцу, а у діапазоні високих частот 300–2800 МГц – метод нерезонансного збудження монокристала ніобата літію. В залежності від умов експерименту відносні похибки вимірювань швидкості та коефіцієнта поглинання звуку становили 2–5%.

3. Оцінка часу релаксації флуктуацій за даними про швидкість поширення звуку

У теорії динамічного скейлінгу [1, 2] зміна часу релаксації флуктуацій при наближенні до критичної точки по температурі, де $t = (T - T_c)/T_c$, T_c – критична температура розшарування, задається формулою:

$$\tau_{FL} = \tau_0 t^{-Z_\nu}, \quad (1)$$

де τ_0 – амплітуда температурної залежності часу релаксації флуктуацій концентрацій, $Z = D + X_\eta = 3,065$ [2, 3, 15] – динамічний критичний показник, який визначається розмірністю простору D та показником температурної залежності динамічної в'язкості $X_\eta = 0,065$ [13]; ν – критичний показник температурної залежності радіуса кореляції R_c :

$$R_c = R_0 t^{-\nu}, \quad (2)$$

де R_0 – амплітуда температурної залежності радіуса кореляції флуктуацій концентрацій, яка для досліджуваного розчину становить $R_0 = 0,14 \pm 0,8$ нм [14]; $\nu = 0,630$ [1–3].

Згідно з динамічною теорією критичних явищ [1–3] можна записати вираз, який пов'язує час релаксації флуктуацій концентрацій з їхнім радіусом кореляції:

$$\tau_{FL} = \frac{6\pi\eta_s}{k_B T} R_c^3, \quad (3)$$

де $\eta_s = \eta_0(T)(r_0q)^{Z_\eta} t^{-\nu Z_\eta}$ – динамічна в'язкість, η_0 – амплітуда температурної залежності динамічної в'язкості, яка для досліджуваного розчину була визначена нами за допомогою віскозиметричних досліджень [19] і значення якої становить $\eta_0 = 0,98 \pm 0,05$ мПа.

З рівнянь (1)–(3) отримуємо вираз для знаходження амплітуди τ_0 температурної залежності

часу релаксації флуктуації концентрацій:

$$\tau_0 = \frac{3\pi\eta_0 R_0^3}{k_B T}. \quad (4)$$

За формулою (4) може бути розрахована амплітуда температурної залежності часу релаксації флуктуацій поблизу критичної точки розшарування. Розрахунок τ_0 за виразом (4) із підстановкою знайдених в експерименті значень R_0 та η_0 [15] для дослідженого розчину н-пентанол-нітрометан дає $\tau_0 = 0,56 \cdot 10^{-11}$ с, що узгоджується із даними [9, 13, 15].

Амплітудне значення часу релаксації флуктуацій концентрацій τ_0 може бути визначено експериментально за допомогою акустичної спектроскопії. Для цього нами було проведено дослідження частотної та температурної залежності швидкості поширення звуку у розчині н-пентанол-нітрометан в інтервалі частот 5–2800 МГц та інтервалі температур 300,9–320 К для розчинів із різною концентрацією в інтервалі 0,1–0,9 мольних часток н-пентанолу, включно з розчином із критичною концентрацією, яка згідно з [15] дорівнює $X_c = 0,385$.

На рис. 1 наведено експериментальні дані температурної залежності швидкості поширення звуку в розчині на трьох частотах: $f_1 = 5$ МГц; $f_2 = 150$ МГц; $f_3 = 2800$ МГц. Як бачимо, для частоти $f_1 = 5$ МГц швидкість звуку в розчині н-пентанол-нітрометан із його критичною концентрацією $X_c = 0,385$ при збільшенні температури зменшується майже лінійно. На відміну від цього, при частоті $f_2 = 150$ МГц у тому самому розчині при наближенні до критичної температури розшарування спостерігається відхилення від вказаної лінійної залежності. Аналіз отриманих експериментальних даних свідчить про збільшення спостереженого відхилення від вказаної лінійної температурної залежності при збільшенні частоти. Так, при частоті $f_3 = 2800$ МГц у проведеному експерименті зафіксовано максимальне відхилення від такої лінійної залежності (див. рис. 1).

На нашу думку, лінійна залежність $c = c(T)$ для певної частоти свідчить про те, що за такої частоти поширення звуку в досліджуваному розчині “не відчуває” наближення його до критичного стану, тобто відповідно до теорії динамічного скейлінгу $\omega\tau_0 \ll 1$. Іншими словами, отримана лінійна залежність $c = c(T)$ підтверджує, що в дослідженій області параметрів $\omega - T - X$ працює

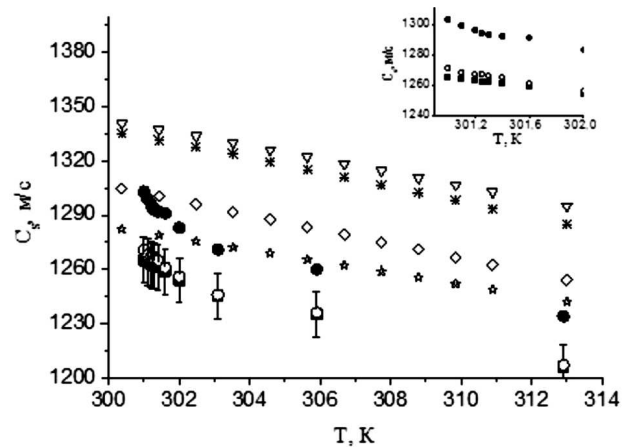


Рис. 1. Температурна залежність швидкості поширення звуку в розчині н-пентанол-нітрометан з концентрацією $X_c = 0,385$ для частот: $f_1 = 5$ МГц – ■; $f_2 = 150$ МГц – ○; $f_3 = 2800$ МГц – ●; а також температурні залежності швидкості поширення звуку в компонентах розчину: в пентані при частотах $f_1 = 5$ МГц – ★; $f_3 = 2800$ МГц – * та у нітрометані при частотах $f_1 = 5$ МГц – ◇; $f_3 = 2800$ МГц – ▽

теорія середнього поля. Відхилення від прямолінійної залежності $c = c(T)$, яке спостерігається при $f_2 = 150$ МГц свідчить про перехід умов проведення експерименту в кросоверну область, де $\omega\tau_{FL} \sim 1$. Суттєве відхилення від вказаної лінійної залежності при підході до критичної температури в нашому експерименті спостерігається на частоті $f_3 = 2800$ МГц, що свідчить про те, що умови експерименту відповідають флуктуаційній області теорії динамічного скейлінгу. Такий аналіз температурної залежності швидкості поширення звуку дозволяє оцінити значення амплітуди часу релаксації флуктуацій концентрацій у розчині н-пентанол-нітрометан при підході його до критичної точки розшарування на відстань 0,1 К. За нашими оцінками амплітудне значення часу релаксації флуктуацій концентрацій у розчині н-пентанол-нітрометан за 0,1 К вище критичної точки розшарування, яке оцінюємо згідно з співвідношенням $\omega\tau_0 \approx 1$, становить $\tau_0 \approx 10^{-11}$ с.

4. Оцінка часу релаксації флуктуацій за даними по поглинанню звуку

Для розрахунку часу релаксації флуктуацій концентрації за даними про коефіцієнт поглинання звуку у бінарному розчині н-пентанол-нітрометан

із критичною концентрацією $X_c = 0,385$ (мольних часток *n*-пентанолу) необхідно спочатку визначити флуктуаційну частину коефіцієнта поглинання, яка пов'язана із флуктуаціями концентрації і яка є частиною загального, нормованого на квадрат частоти коефіцієнта поглинання звуку [20]:

$$(\alpha f^{-2})_{\text{FL}} = (\alpha_{\text{EF}} f^{-2}) - (\alpha f^{-2})_{\text{REG}}, \quad (5)$$

де $(\alpha_{\text{EF}} f^{-2})$ – повний ефективний коефіцієнт поглинання звуку вздовж ізоконцентрат, який є функцією частоти та температури; $(\alpha f^{-2})_{\text{REG}}$ – його регулярна частина, що пов'язана з структурними особливостями досліджуваних розчинів при незначних флуктуаціях; $(\alpha f^{-2})_{\text{FL}}$ – флуктуаційна частина поглинання, яка пов'язана з процесами, що відбуваються при наближенні до критичної температури розшарування.

Зазначимо, що флуктуаційна частина ефективного коефіцієнта поглинання звуку $(\alpha_{\text{EF}} f^{-2})$ включає в себе як дійсно поглинання звуку, так і його розсіяння на флуктуаціях концентрації в області частот, для яких довжина звукової хвилі, за зміни умов експерименту, стає співрозмірною із радіусом кореляції флуктуацій, тобто для частот $f \geq 300$ МГц.

Як бачимо з формули (5), для знаходження флуктуаційної частини поглинання необхідно виокремити його регулярну складову, яка є домінуючою для розчинів далеко від критичної точки, тобто у гідродинамічній області. Саме тому ми проводили експериментальні дослідження розчинів із різними концентраціями при температурах, які перевищували T_c на 20–30 К. Значення регулярної частини, яку ми знайшли на значній відстані від критичної точки, екстраполювали у критичну область, а потім за формулою (5) знаходили $(\alpha f^{-2})_{\text{FL}}$.

Виділена у такий спосіб флуктуаційна частина коефіцієнта поглинання аналізувалась у рамках феноменологічної теорії релаксуючої теплоємності [20, 21]:

$$(\alpha_{\text{EF}} f^{-2})_{\text{FL}} = A f^{-[1 + \frac{\alpha_t}{z\nu}]} F(\Omega), \quad (6)$$

де $F(\Omega)$ – масштабна кросоверна функція відносної частоти $\Omega = 2\pi f \tau_{\text{FL}}$, де τ_{FL} – час релаксації флуктуацій концентрації, α_t – критичний показник ізохорної теплоємності, визначений в роботі ($\alpha_t = 0,091$) [19]; A – величина, що визначає-

ться індивідуальними особливостями досліджуваного розчину, яку можна розрахувати за формулою [15, 20]:

$$A = \frac{\pi^2 \alpha_t C_{pc}}{2Z\nu T_c} \left(\frac{\Omega_{1/2}}{2\pi\tau_0} \right)^{\frac{\alpha_t}{z\nu}} \frac{c_s g^2}{C_{pr}^2}, \quad (7)$$

де g – адіабатична константа зв'язку, яка для досліджуваного розчину становить $g = 0,106$ [15]; $\Omega_{1/2} = 2,1$ – константа, яка визначається з аналізу вигляду масштабної кросоверної функції для дослідженого розчину; $c_{s,c}$ – швидкість звуку при $T = T_c$, яка з теорії релаксуючої теплоємності Феррела–Бхатачарджи [20] для бінарних розчинів набуває скінченного значення, а для досліджуваного розчину $c_s = 982$ м/с [15]; C_{pr} – регулярна частина питомої теплоємності за сталого тиску, яка згідно [22] дорівнює $C_{pr} = 2,61 \cdot 10^3$ Дж/кг·К; $C_{pc} = 8,2 \cdot 10^5$ Дж/кг·К [22] – питома теплоємність при $T = T_c$.

У результаті проведеного за формулою (7) розрахунку отримуємо $A = (2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-5} \text{ с}^{0,94} \text{ м}^{-1}$, що у межах похибок розрахунку збігається із літературними даними [15].

З урахуванням виразу для масштабної кросоверної функції [3]:

$$F(\Omega) = \frac{1}{\left[1 + 0,414 \left(\frac{\Omega_{1/2}}{\Omega} \right)^n \right]^2} \quad (8)$$

формула (6) має вигляд

$$(\alpha_{\text{EF}} f^{-2})_{\text{FL}} = A f^{-[1 + \frac{\alpha_t}{z\nu}]} \left[1 + 0,414 (2\pi f \Omega_{1/2} \tau_{\text{FL}})^n \right]^{-2}, \quad (9)$$

що дозволяє за експериментальними даними ефективного коефіцієнта поглинання звуку для різних температур поблизу критичної точки розшарування знайти час релаксації флуктуації концентрації в досліджуваному розчині.

Нині існує низка робіт [21, 23, 24], авторами яких було визначено величини, що характеризують поведінку масштабної кросоверної функції. Так, у роботі [21] Феррелом–Бхатачарджи знайдено величину показника степені та константи: $n = 0,50$, $\Omega_{1/2} = 2,1$; Фолк–Мозер у роботі [23] представили значення $n = 0,63$, $\Omega_{1/2} = 3,1$, а Онуки [24] розраховували, що $n = 0,50$, $\Omega_{1/2} = 6,2$. Аналіз отриманих

експериментальних даних показав, що найкраще узгодження із експериментом дає теорія Феррела–Бхатачарджи [21] з $n = 0,52$, $\Omega_{1/2} = 1,9$.

Використовуючи формулу (9) для апроксимації флуктуаційної частини поглинання (5) у розчині н-пентанол-нітрометан із критичною концентрацією, нами було знайдено час релаксації флуктуацій концентрацій τ_{FL} для різних температур поблизу критичної точки розшарування, які наведено в таблиці.

Час релаксації флуктуації концентрації у дослідженому розчині може бути знайдено і в інший спосіб, а саме графічно. Для цього побудуємо залежність флуктуаційної частини коефіцієнта поглинання (5) від $\ln\left(f^{-[1+\frac{\alpha t}{z\nu}]}\right)$ для декількох температур, яка наведена на рис. 2.

Проаналізуємо цю залежність. При збільшенні частоти звуку від 5 МГц до більш високих частот і відповідно зменшення $\ln\left(f^{-[1+\frac{\alpha t}{z\nu}]}\right)$, як бачимо, на рис. 2 спостерігається майже лінійна спадаюча залежність коефіцієнта поглинання звуку від самих низьких частот в експерименті до певної “порогової” частоти f_p у відповідності до формули (9). За подальшого збільшення частоти після порогової характер температурної залежності коефіцієнта поглинання звуку суттєво змінюється, а саме: коефіцієнт поглинання звуку зменшується вже не так стрімко, утворюючи майже прямолінійну залежність ефективного коефіцієнта поглинання від $\ln\left(f^{-[1+\frac{\alpha t}{z\nu}]}\right)$, але вже з іншим кутом нахилу. Таке явище можна пояснити тим, що за певного значення порогової частоти довжина хвилі ультразвуку стає співрозмірною з максимальним значенням радіуса кореляції флуктуації концентрації, які є характерними для даної температури поблизу критичної точки. Подальше збільшення частоти в експерименті приводить до того, що радіус кореляції інших флуктуацій поблизу критичної точки за умови їх певного розподілу за розмірами стають співрозмірними довжині хвилі звуку. Такий підхід дає можливість оцінити максимальне значення флуктуацій в їхньому розподілі за величиною кореляційної довжини. Так, для температури $T = 301,1$ К радіус кореляції $R_c = 25$ нм, маючи ці дані про радіуси кореляції поблизу критичної точки, далі за формулою (3) можемо визначити час релаксації флуктуацій концентрацій.

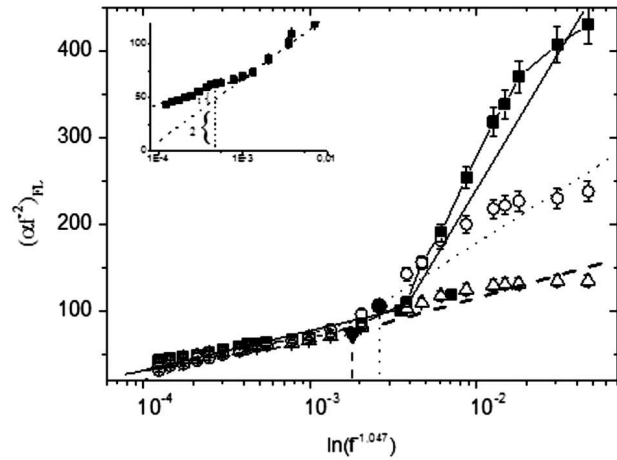


Рис. 2. Залежність флуктуаційної частини ефективного коефіцієнта поглинання звуку розчином н-пентанол-нітрометан із критичною концентрацією від $\ln\left(f^{-1,047}\right)$ для різних температур: ■ – $T = 301,1$ К; ○ – $T = 302$ К; △ – $T = 313$ К. На вставці показані складові ефективного коефіцієнта поглинання звуку: 1 – внесок, пов’язаний із розсіянням ультразвуку на флуктуаціях концентрації; 2 – власне прононормований на квадрат частоти коефіцієнт поглинання звуку

Час релаксації флуктуації концентрації τ_{FL} поблизу критичної точки розшарування розчину н-пентанол-нітрометан

Температура, К	τ_{FL} , нс
301,1	27000
301,2	8000
301,3	3600
301,4	2000
301,5	1300
301,6	800
302	10
303	70
313	3
323	0,5

Таким чином, у спостереженому в експерименті ефективному коефіцієнту поглинання звуку $(\alpha_{EF} f^{-2})_{FL}$, який “віддзеркалює” послаблення звуку при проходженні його крізь досліджуваний розчин від джерела до детектора, окрім власне поглинання звуку $(\alpha f^{-2})_{FL}$ присутній ще один доданок, який пов’язаний із розсіянням звуку на флуктуаціях концентрацій B_p , тобто

$$(\alpha_{EF} f^{-2})_{FL} = (\alpha f^{-2})_{FL} + B_p. \quad (10)$$

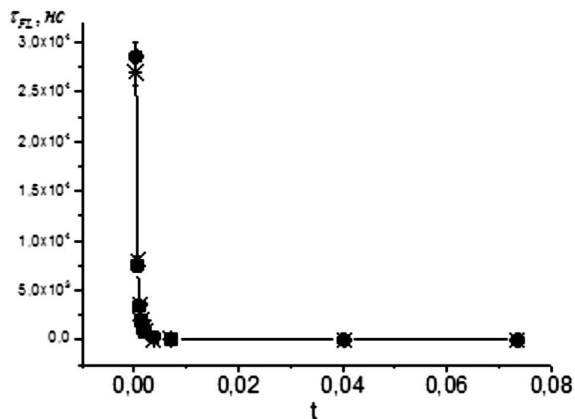


Рис. 3. Температурна залежність часу релаксації флуктуацій концентрацій. Точки \bullet відповідають часам релаксації, знайденим за допомогою формули (9), $*$ – дані, отримані в графічний спосіб, суцільна лінія – апроксимація експериментальних даних за допомогою формули (1)

Співвідношення між доданками формули (10) можна оцінити, аналізуючи вставку на рис. 2. Так, на частоті 150 МГц розсіяння ультразвуку на флуктуаціях концентрації в розчині н-пентанол-нітромаган при температурі $T = 301,1$ К, що перевищує критичну температуру на 0,1 К, дорівнює 8% від ефективного коефіцієнта поглинання звуку, тобто на такій частоті істинне поглинання звуку становить 100–8% ефективного коефіцієнта поглинання. Так, при $f = 2800$ МГц частка розсіяння збільшується і становить 28%, а поглинання 72%.

На рис. 3 наведено знайдені нами у два способи часи релаксації флуктуації концентрації τ_{FL} у розчині н-пентанол-нітромаган. Знайдені дані апроксимувались за допомогою формули (1).

Як бачимо, температурна залежність часу релаксації флуктуацій концентрацій τ_{FL} описується співвідношенням (1), що підтверджує коректність проведених нами розрахунків.

5. Висновки

1. Проведені дослідження швидкості поширення звуку та його поглинання у розчині н-пентанол-нітромаган в інтервалі частот 5–2800 МГц при наближенні розчину до критичного стану як по концентрації, так і по температурі з боку гомогенного стану.

2. Встановлено вплив флуктуацій концентрації на швидкість поширення звуку. Досліджені три

області у термінах динамічних параметрів розчину, в одній з яких справедлива теорія середнього поля, у другій – флуктуаційна теорія, а третя є перехідною, кросовою областю.

3. За даними по швидкості поширення звуку знайдена амплітуда температурної залежності часу релаксації флуктуацій концентрації поблизу критичної точки розшарування розчину н-пентанол-нітромаган.

4. За даними про коефіцієнт поглинання звуку в досліджуваному розчині знайдено температурну залежність часу релаксації флуктуацій концентрації.

5. Оцінено внесок в ефективний коефіцієнт поглинання звуку, який пов'язаний із розсіянням звуку на флуктуаціях концентрацій поблизу критичної точки розшарування.

1. А.З. Паташинский, В.Л. Покровский, Флуктуационная теория фазовых переходов (Наука, Москва, 1982).
2. М.И. Анисимов, Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах (Наука, Москва, 1987).
3. A. Onuki, Phase Transition Dynamics (Cambridge University Press, Cambridge, 2002).
4. K.A. Chalyy, L.A. Bulavin, and A.V. Chalyi, Dynamic scaling and central component width of critical opalescence spectrum in liquids with restricted geometry, *J. Phys. Studies* **9** (1), 66 (2005).
5. S. Artemenko, T. Lozovsky, and V. Mazur, Multiple critical points and liquid–liquid equilibria from the van der Waals-like equations of state, *J. Phys.: Condens. Matter.* **20**, 244119 (2008) [DOI: 10.1088/0953-8984/20/24/244119].
6. O.V. Chalyi, and O.V. Zaitseva, A kinetic model of synaptic transmission on intercell interaction, *Ukr. J. Phys.* **54** (4), 366 (2009).
7. M.P. Kozlovskii, I.V. Pylyuk, and O.O. Prytula, Critical behaviour of a three-dimensional one-component magnet in strong and weak external fields at $T > T_c$, *Physica A* **369**, 562 (2006) [DOI: 10.1016/j.physa.2006.02.016].
8. M.P. Kozlovskii, The correlation length of 3D Ising systems in the presence of an external field, *Phase Transition* **80** (1-2), 3 (2007) [DOI: 10.1080/01411590701315161].
9. I. Iwanowski, S.Z. Mirzaev, K. Orzechowski *et al.*, Critical dynamics at the col point of the ternary system methanol-*n*-hexane-cyclohexane, *J. Molecular Liquids* **145**, 103 (2009) [DOI: 10.1016/j.molliq.2009.01.001].
10. Н.О. Атамась, Л.А. Булавін, О.А. Василькевич та ін., Квазіпружне розсіяння повільних нейтронів у водно-спиртових розчинах, *Ядерна фізика та енергетика* **11** (2), 159 (2010).
11. Kwang Hun Lim, H.J. Dyson, J.W. Kelly *et al.*, Localized structural fluctuations promote amyloidogenic conformati-

- ons in transthyretin, *J. Molecular Biology*. **425** (6), 977 (2013) [DOI: 10.1016/j.jmb.2013.01.008].
12. I. Paul, C. Pépin, and M.R. Norman, Equivalence of single-particle and transport lifetimes from hybridization fluctuations, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 066402 (2013) [DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.066402].
 13. S.Z. Mirzaev and U. Kaatz, Scaling function of critical binary mixtures: Nitrobenzene-n-hexane data revisited, *Chem. Phys.* **393**, 129 (2012) [DOI: 10.1016/j.chemphys.2011.11.035].
 14. T. Hornowski and M. Labowski, Absorption and dispersion of ultrasonic waves in n-amyl alcohol-nitromethane critical mixture, *Acta Physica Polonica A* **79** (5), 671 (1991) [DOI: 10.12693/APhysPolA.79.671].
 15. I. Iwanowski, R. Behrends, and U. Kaatz, Critical fluctuations near the consolute point of n-pentanol-nitromethane. An ultrasonic spectrometry, dynamic light scattering, and shear viscosity study, *J. Chem. Phys.* **120** (19), 9192 (2004) [DOI: 10.1063/1.1703524].
 16. V.S. Sperkach, A.D. Alekhin, and O.I. Bilous, Acoustic properties of liquid systems near the critical temperature, *Ukr. J. Phys.* **49** (7), 655 (2004).
 17. R.A. Ferrell, Decoupled-mode dynamical scaling theory of the binary-liquid phase transition, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1169 (1970) [DOI: 10.1103/PhysRevLett.24.1169].
 18. K. Kawasaki, Kinetic equations and time correlation functions of critical fluctuations, *Ann. Phys. (N.Y.)* **61**, 1 (1970) [DOI: 10.1016/0003-4916(70)90375-1].
 19. А.Д. Алехин, О.И. Билоус, Феноменологический подход к оценке величин критических показателей критического флюида, *Теплофизика высоких температур* **53** (2), 204 (2015) [DOI: 10.7868/S0040364415020015].
 20. J.K. Bhattacharjee and R.A. Ferrell, Dynamic scaling theory for the critical ultrasonic attenuation in a binary liquid, *Phys. Rev. A* **24**, 1643 (1981) [DOI: 10.1103/PhysRevA.24.1643].
 21. J.K. Bhattacharjee, S.Z. Mirzaev, and U. Kaatz, Does the viscosity exponent derive from ultrasonic attenuation spectra? *Int. J. Thermophys.* **33** (3), 469 (2012) [DOI: 10.1007/s10765-012-1167-3].
 22. W. Schrader, and U. Kaatz, Zwitterion headgroup orientation correlation and mobility and the domain structure of membranes, *J. Phys. Chem. B* **105**, 6266 (2001) [DOI: 10.1021/jp010525t].
 23. R. Folk and G. Moser, Frequency-dependent shear viscosity, sound velocity, and sound attenuation near the critical point in liquids. II. Comparison with experiment, *Phys. Rev. E* **57**, 705 (1998) [DOI: 10.1103/PhysRevE.57.705].
 24. A. Onuki, Bulk viscosity near the critical point, *J. Phys. Soc. Jpn* **66** (3), 511 (1997) [DOI: 10.1143/JPSJ.66.511].

Одержано 20.03.16

L.A. Bulavin, O.I. Bilous, O.S. Svechnikova

RELAXATION TIME
OF CONCENTRATION FLUCTUATIONS
IN A VICINITY OF THE CRITICAL
STRATIFICATION POINT OF THE BINARY
MIXTURE n-PENTANOL-NITROMETHANE

S u m m a r y

The propagation velocity and the absorption coefficient of ultrasound in a frequency range of 5–2800 MHz in a n-pentanol-nitromethane solution in a vicinity of its critical stratification point from the homogeneous state side have been studied. The research make it possible to reveal the influence of concentration fluctuations on the sound propagation velocity. Three regions of dynamical parameters are analyzed: the mean-field ($\omega\tau_{FL} \ll 1$), fluctuation ($\omega\tau_{FL} \gg 1$), and transition (crossover, $\omega\tau_{FL} = 1$) ones. On the basis of experimental data, the temperature dependence of the concentration fluctuation relaxation time $\tau(T)$ is studied, and its magnitude τ_0 is determined. The contribution to the fluctuation part of the sound absorption coefficient at high frequencies ($\omega > 300$ MHz), which is connected with the sound scattering by concentration fluctuations near the critical stratification point is estimated.