ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 2, № 3 (1998) с. 339–345

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 2, No. 3 (1998) p. 339–345

НУКЛЕАЦІЙНІ ЯВИЩА У ПЛИНІ АТОМІВ В ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ

О. В. Держко[1,2], В. М. Мигаль[2]
[1]*Інститут фізики конденсованих систем НАН України,*
вул. Свенціцького, 1, Львів, 290011, Україна
[2]*Львівський державний університет імені Івана Франка, кафедра теоретичної фізики,*
вул. Драгоманова, 12, Львів, 290005, Україна

(Отримано 3 лютого 1998 р.)

На основі запропонованого раніше функціонала густини великого термодинамічного потенціялу для плину дворівневих атомів у зовнішньому електричному полі (Журн. фіз. досл. **1**, 402 (1997)) досліджено утворення нової фази в метастабільних парі й рідині. Вивчено вплив поля на нуклеаційний бар'єр для цих фазових перетворень.

Ключові слова: метод функціонала густини, нуклеаційний бар'єр, кавітаційний бар'єр.

PACS number(s): 64.70.Fx, 82.65.Dp, 62.60Nh, 64.60.Qb

I. ВСТУПНІ ЗАУВАЖЕННЯ

Останніми роками спостерігається посилення інтересу до вивчення властивостей неоднорідних плинів. Особливо зручним для таких досліджень є метод функціонала густини, який, завдяки наявності відповідної обчислювальної техніки, дає змогу простежити вплив на неоднорідні макроскопічні властивості (коефіцієнт поверхневого натягу, кут змочування, нуклеаційний бар'єр тощо) взаємодій між частинками, з яких складається плин. Застосування апарату методу функціонала густини до нуклеаційних явищ у класичному плині запропоновано в низці робіт Д. Окстобі зі співробітниками [1–3]. У нашій попередній роботі [4] ми використали цю схему для дослідження деяких неоднорідних властивостей плину атомів у зовнішньому електричному полі. При цьому було обґрунтовано вибір вихідного функціонала великого термодинамічного потенціялу, побудовано фазову діяграму газ–рідина, знайдено температурну залежність коефіцієнта поверхневого натягу та залежність нуклеаційного бар'єра для утворення рідини в пересиченій парі від ступеня пересичення. Теперішня робота присвячена дослідженню виникнення як рідини в пересиченій парі так і пари в розтягненій рідині за наявности зовнішнього електричного поля.

Для завершености викладу нагадаємо окремі результати роботи [4], які використовуватимемо надалі. Виходитимемо з такого функціонала густини великого термодинамічного потенціялу:

$$\beta\Omega[\rho(\mathbf{R})] = \int d\mathbf{R}_1\rho(\mathbf{R}_1)\left\{\ln\left[\Lambda^3\rho(\mathbf{R}_1)\right] - \frac{1-6v\rho(\mathbf{R}_1)+4v^2\rho^2(\mathbf{R}_1)}{\left[1-v\rho(\mathbf{R}_1)\right]^2}\right\} - \frac{6\beta\sigma^3 a}{\pi}\int_{|\mathbf{R}_1-\mathbf{R}_2|\geq 2\sigma} d\mathbf{R}_1 d\mathbf{R}_2\frac{\rho(\mathbf{R}_1)\rho(\mathbf{R}_2)}{|\mathbf{R}_1-\mathbf{R}_2|^6} - \beta\mu\int d\mathbf{R}_1\rho(\mathbf{R}_1), \tag{1.1}$$

що містить внесок Карнагана–Старлінґа від короткосяжного відштовхування між атомами й середньопольовий внесок від далекосяжної взаємодії, яка зазнає змін за наявности зовнішнього електричного поля. У (1.1) запроваджено такі позначення: Λ — довжина хвилі де Бройля атома, $v = \frac{4}{3}\pi\sigma^3$, σ — радіус атома, $\beta = \frac{1}{kT}$, $a = \frac{1}{48}v(E_1-E_0)\aleph^2\left(1+2\aleph^2\mathcal{E}^2\right)$, E_1-E_0 — енергія збудження атома, $\aleph \equiv \frac{|\mathbf{p}|^2}{\sigma^3(E_1-E_0)}$ — безрозмірний параметр, який характеризує атом, $|\mathbf{p}|$ — величина дипольного моменту переходу атома, $\mathcal{E} = \frac{|\mathbf{E}|\sigma^3}{|\mathbf{p}|}$ — безрозмірна величина напружености зовнішнього електричного поля. Рівняння для рівноважної густини $\rho(\mathbf{r})$ має вигляд

$$\frac{1}{\beta}\left\{\ln\left[\Lambda^3\rho(\mathbf{r})\right] + \frac{8v\rho(\mathbf{r})-9v^2\rho^2(\mathbf{r})+3v^3\rho^3(\mathbf{r})}{[1-v\rho(\mathbf{r})]^3}\right\} - \frac{12\sigma^3 a}{\pi}\int_{|\mathbf{R}-\mathbf{r}|\geq 2\sigma} d\mathbf{R}\frac{\rho(\mathbf{R})}{|\mathbf{R}-\mathbf{r}|^6} - \mu = 0. \tag{1.2}$$

При цьому, підставивши розв'язок (1.2) у (1.1), отримуємо значення великого термодинамічного потенціялу неоднорідної системи, що вивчається, $\Omega(T,\mu,V)$.

Розглядаючи однорідні властивості (1.1), (1.2), коли $\rho(\mathbf{r}) = \rho$, знаходимо, що рівняння для рівноважної густини набуває вигляду

$$\ln\left(\Lambda^3\rho\right) + \frac{8v\rho - 9v^2\rho^2 + 3v^3\rho^3}{\left(1 - v\rho\right)^3} - 2\beta a\rho - \beta\mu = 0. \tag{1.3}$$

Рівняння (1.3) разом зі співвідношенням (1.1) в однорідному випадку приводять до такого рівняння стану плину:

$$\beta p = \rho\frac{1 + v\rho + v^2\rho^2 - v^3\rho^3}{\left(1 - v\rho\right)^3} - \beta a\rho^2. \tag{1.4}$$

При температурі, нижчій за критичну, плин є у вигляді двох фаз, що співіснують. Критичні параметри є такими: $\eta_c \approx 0.13044$, $\tau_c(\mathcal{E}) \approx 0.00196518\aleph^2(1 + 2\aleph^2\mathcal{E}^2)$, $\pi_c(\mathcal{E}) \approx 0.00009202\aleph^2(1 + 2\aleph^2\mathcal{E}^2)$; тут $\eta = v\rho$, $\tau = \frac{kT}{E_1 - E_0}$, $\pi = \frac{pv}{E_1 - E_0}$ — безрозмірні густина, температура й тиск, відповідно. Ізотерма, бінодаль (крива співіснування двох фаз) і спінодаль атомного плину (1.1) з $\aleph = 1$ (усі наведені в роботі розрахунки виконано для такого значення $\aleph$) зображені на рис. 1.

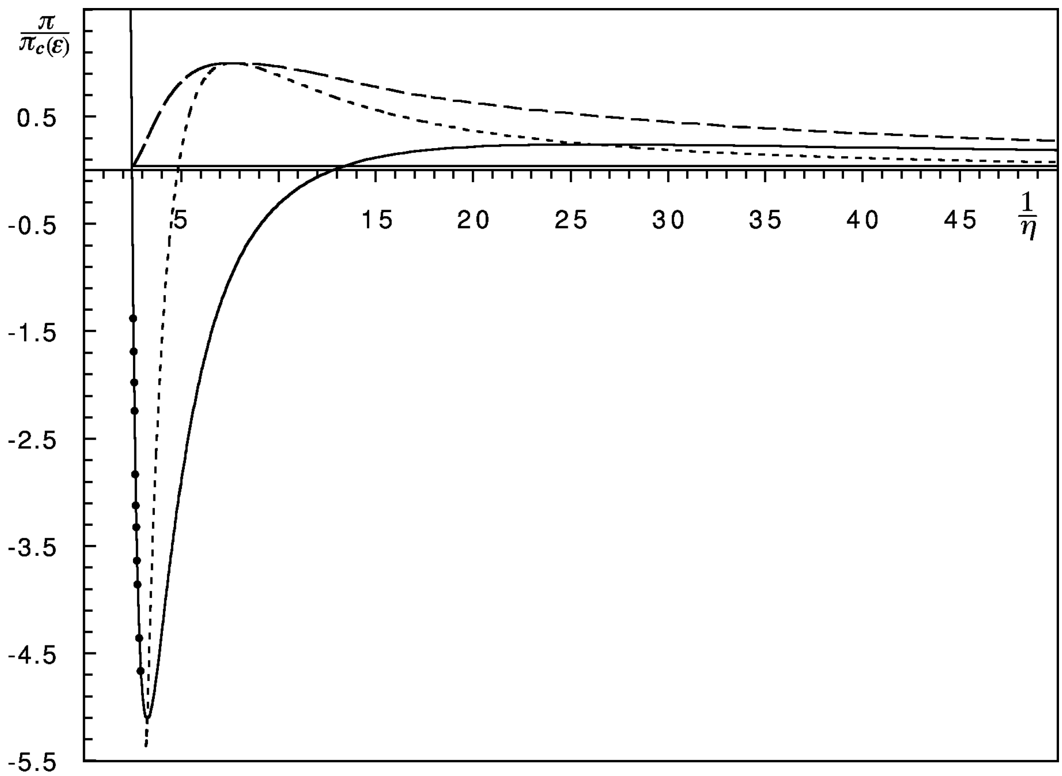

Рис. 1. Ізотерма при $\tau = 0.6\tau_c(\mathcal{E})$ (суцільна лінія), бінодаль (штрихова лінія) і спінодаль (пунктирна лінія) атомного плину (1.1) з $\aleph = 1$. У використаному масштабі осі ординат горизонтальний фрагмент ізотерми лежить лише трохи вище від осі абсцис. Крапками на ізотермі відзначено кілька станів метастабільної розтягненої рідини.

Розглядаючи неоднорідний плин при $T < T_c$ у вигляді двох фаз у рівновазі з плоскою міжфазною поверхнею, на основі рівняння (1.2) можна обчислити профіль густини зі зміною висоти і знайти значення великого термодинамічного потенціялу двофазного плину, який визначає коефіцієнт поверхневого натягу $\gamma(T)$. При цьому для $\tau = 0.6\tau_c(\mathcal{E})$ маємо $\Gamma(\tau) = \frac{\gamma(T)\sigma^2}{E_1 - E_0} = 0.287062\tau = 0.000338(1 + 2\mathcal{E}^2)$. Оскільки існує коефіцієнт поверхневого натягу, тобто міжфазна поверхня приводить до збільшення значення великого термодинамічного потенціялу системи, то добре відомо, що поява нової фази, скажімо, при зміні стану плину вздовж ізотерми, відбувається з деяким "запізненням" [5–7]. Розглянемо, наприклад, утворення рідини в парі. Нова фаза (рідина) з'являється в пересиченій парі з тиском $p > p(T)$, де $p(T)$ — рівноважний тиск при температурі T, у результаті флюктуацій. Якщо флюктуаційним чином утворюється крапля рідини з радіусом, більшим за радіус Томсона,

$$r^* = \frac{2\gamma(T)}{\Delta p}, \quad \Delta p \equiv p - p(T) = \rho_l(T)\Delta\mu, \tag{1.5}$$

де $\rho_l(T)$ — густина рідкої фази плину при температурі T, $\Delta\mu \equiv \mu - \mu(T)$, μ — хемічний потенціял пересиченої пари, $\mu(T)$ — рівноважне значення хемічного потенціялу при температурі T, то крапля буде рости і відбудеться перехід до двофазного стану. Якщо радіус краплі рідини, що утворилася в результаті флюктуації, менший за r^*, то крапля буде випаровуватися і зникне. Імовірність флюктуації визначається роботою, яку слід виконати, щоб перейти від початкового до кінцевого стану; для краплі критичного розміру r^* ця робота (нуклеаційний бар'єр для утворення краплі рідини у пересиченій парі) у межах капілярного наближення становить

$$A^{\rm cl}(T,p) = \frac{4}{3}\pi r^{*2}\gamma(T) = \frac{16\pi}{3}\frac{\gamma^3(T)}{kT\,(\Delta p)^2}. \tag{1.6}$$

Для цієї температури з ростом p величина r^* зменшується, $A^{\rm cl}(T,p)$ теж зменшується, а ймовірність флюктуації, у результаті якої утворюється крапля рідини з радіусом r^*, зростає. Число крапель рідини, що утворюються в одиниці об'єму за одиницю часу, визначається функцією $\exp\left[-\frac{A^{\rm cl}(T,p)}{kT}\right]$. Ця величина стрімко збільшується для даної температури при деякому значенні p, й експериментатор бачить випадання туману. При обчисленні кавітаційного бар'єра знову ж таки використовують формулу (1.6) [8]; при цьому $\Delta p < 0$. Кілька станів метастабільної розтягненої рідини відзначено крапками на фрагменті ізотерми $\tau = 0.6\tau_c(\mathcal{E})$, що відповідає нестійким станам, на рис. 1.

Мета нашої роботи — дослідити нуклеаційні явища в атомному плині в електричному полі (1.1) методом функціонала густини без використання капілярного наближення. У розділі II ми подамо результати обчислення нуклеаційного бар'єра для утворення краплі рідини в пересиченій парі, а в розділі III покажемо, як виконати таке обчислення для утворення бульбашки пари в розтягненій рідині. Обговорення отриманих результатів складає розділ IV.

II. ЗАРОДКОУТВОРЕННЯ РІДИНИ В ПЕРЕСИЧЕНІЙ ПАРІ

Розглянемо метастабільну газову фазу при $T < T_c$ з тиском p, який більший від рівноважного тиску при цій температурі $p(T)$. Обчислюючи з рівняння стану (1.4) густину ρ, яка відповідає цьому тиску, знайдемо зі співвідношення (1.3) хемічний потенціял системи μ. При цьому $\Delta\mu \equiv \mu - \mu(T) > 0$. Нехай тепер у системі виникає сферична краплина рідини, яка, узагалі кажучи, не перебуває в рівновазі з навколишньою метастабільною парою. Задача полягає у знаходженні нуклеаційного бар'єра для фазового переходу газу в рідину $A(T,\rho)$ на основі аналізу профілю густини й великого термодинамічного потенціялу такого неоднорідного плину.

Виходитимемо з рівнянь (1.2) і (1.1). Уважатимемо, що система міститься у сферичній посудині радіусом $\mathcal{R}$, а краплина виникла в її центрі, де поміщено початок системи координат. Спрямувавши вісь z уздовж вектора $\mathbf{r}$, рівняння для профілю густини (1.2) після нескладних перетворень переписуємо у вигляді

$$\begin{aligned}\frac{1}{\beta}\left\{\ln\left[\Lambda^3\rho(r)\right] + \frac{8v\rho(r) - 9v^2\rho^2(r) + 3v^3\rho^3(r)}{[1-v\rho(r)]^3}\right\} &= \frac{6\sigma^3 a}{r}\left\{\int_{2\sigma-r}^{r+2\sigma} dRR\rho(R)\left[\frac{1}{16\sigma^4} - \frac{1}{(r+R)^4}\right]\right.\\ &\left.+ \int_{r+2\sigma}^{\mathcal{R}} dRR\rho(R)\left[\frac{1}{(r-R)^4} - \frac{1}{(r+R)^4}\right]\right\} + \mu,\end{aligned} \tag{2.1}$$

якщо $0 \le r < 2\sigma$, і

$$\begin{aligned}\frac{1}{\beta}\left\{\ln\left[\Lambda^3\rho(r)\right] + \frac{8v\rho(r) - 9v^2\rho^2(r) + 3v^3\rho^3(r)}{[1-v\rho(r)]^3}\right\} &= \frac{6\sigma^3 a}{r}\left\{\int_0^{r-2\sigma} dRR\rho(R)\left[\frac{1}{(r-R)^4} - \frac{1}{(r+R)^4}\right]\right.\\ + \int_{r-2\sigma}^{r+2\sigma} dRR\rho(R)\left[\frac{1}{16\sigma^4} - \frac{1}{(r+R)^4}\right] &\left.+ \int_{r+2\sigma}^{\mathcal{R}} dRR\rho(R)\left[\frac{1}{(r-R)^4} - \frac{1}{(r+R)^4}\right]\right\} + \mu,\end{aligned} \tag{2.2}$$

якщо $2\sigma \le r \le \mathcal{R}$.

Великий термодинамічний потенціял такої метастабільної системи даватиме формула (1.1), якщо в ній узяти профіль густини, знайдений з (2.1), (2.2). Якщо в доданку в (1.1), що містить подвійний інтеґрал, спочатку інтеґрувати за $\mathbf{R}_2$, а потім за $\mathbf{R}_1$, при першому інтеґруванні використати сферичну систему координат з віссю z, напрямленою вздовж $\mathbf{R}_1$, урахувати, що результат інтеґрування за $\mathbf{R}_2$ залежить лише від R_1, то після нескладних перетворень прийдемо до такого виразу для значення великого термодинамічного потенціялу:

$$\Omega(T,\mu,V) = \frac{4\pi}{\beta}\int_0^{\mathcal{R}} dR_1 R_1^2\rho(R_1)\left\{\ln\left[\Lambda^3\rho(R_1)\right] - \frac{1-6v\rho(R_1)+4v^2\rho^2(R_1)}{[1-v\rho(R_1)]^2} - \beta\mu\right\} \tag{2.3}$$
$$- 12\sigma^3 a\pi\left(\int_0^{2\sigma} dR_1 R_1\rho(R_1)\left\{\int_{2\sigma-R_1}^{R_1+2\sigma} dR_2 R_2\rho(R_2)\left[\frac{1}{16\sigma^4} - \frac{1}{(R_1+R_2)^4}\right]\right.\right.$$
$$\left. + \int_{R_1+2\sigma}^{\mathcal{R}} dR_2 R_2\rho(R_2)\left[\frac{1}{(R_1-R_2)^4} - \frac{1}{(R_1+R_2)^4}\right]\right\}$$
$$+ \int_{2\sigma}^{\mathcal{R}} dR_1 R_1\rho(R_1)\left\{\int_0^{R_1-2\sigma} dR_2 R_2\rho(R_2)\left[\frac{1}{(R_1-R_2)^4} - \frac{1}{(R_1+R_2)^4}\right]\right.$$
$$\left.\left. + \int_{R_1-2\sigma}^{R_1+2\sigma} dR_2 R_2\rho(R_2)\left[\frac{1}{16\sigma^4} - \frac{1}{(R_1+R_2)^4}\right] + \int_{R_1+2\sigma}^{\mathcal{R}} dR_2 R_2\rho(R_2)\left[\frac{1}{(R_1-R_2)^4} - \frac{1}{(R_1+R_2)^4}\right]\right\}\right).$$

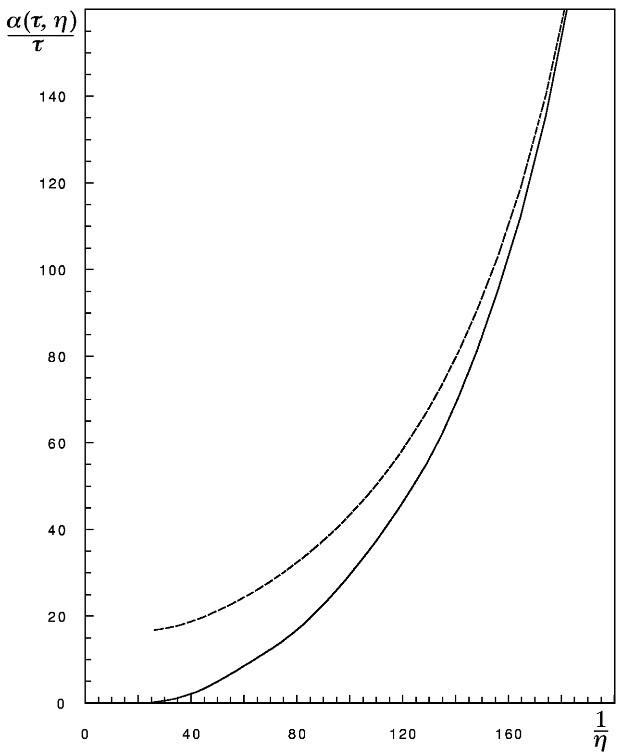

Рис. 2. Нуклеаційний бар'єр для фазового переходу газу в рідину $\alpha(\tau,\eta)$ залежно від густини пересиченої пари η при $\tau = 0.6\tau_c(\mathcal{E})$, знайдений згідно з (2.4) (суцільна лінія) і (1.6) (штрихова лінія).

Згідно з термодинамічним розглядом у межах капілярного наближення можна очікувати, що рівняння (2.1), (2.2) матиме розв'язок, який відповідатиме краплі рідини з радіусом Томсона в пересиченій парі. Справді, розв'язуючи це рівняння ітераціями, можна виявити, що існує профіль густини, який лишається незмінним для великого числа ітерацій (150–180), а потім починає змінюватися: або так, як при висиханні краплі, або як при дальшому рості краплі рідини. Значення великого термодинамічного потенціялу метастабільного плину, що складається з пересиченої пари і краплі рідини, $\Omega(T,\mu,V)$ (2.3) для незмінного з ростом числа ітерацій профілю густини дає у методі функціонала густини нуклеаційний бар'єр для фазового переходу газу в рідину

$$A(T,\rho) = \Omega(T,\mu,V) - \left(-p\,\frac{4}{3}\pi\mathcal{R}^3\right). \tag{2.4}$$

Формула (2.4), на противагу (1.5), не ґрунтується на капілярному наближенні. Вона придатна і тоді, коли радіус крапель рідини, що вже починають рости, є малим, так що поняття такої макроскопічної величини, як коефіцієнт поверхневого натягу, втрачає сенс.

На рис. 2 зображено залежність $\frac{A(T,\rho)}{kT}$ від $\frac{1}{\rho}$ для $\tau = 0.6\tau_c(\mathcal{E})$. Обчислення у методі функціонала густини не мають відомої вади цього ж розрахунку в межах капілярного наближення: у другому підході нуклеаційний бар'єр не зникає на спінодалі.

III. ЗАРОДКОУТВОРЕННЯ ГАЗУ В РОЗТЯГНЕНІЙ РІДИНІ (КАВІТАЦІЯ)

Розглянемо тепер рідку фазу при $T < T_c$ із тиском p, який менший від рівноважного тиску при цій температурі $p(T)$ (див. рис. 1). Знайшовши з рівняння стану (1.4) густину ρ при цьому тиску, обчислимо згідно зі співвідношенням (1.3) хемічний потенціял плину μ. При цьому $\Delta\mu < 0$. Нехай далі у системі виникає сферична краплина пари, яка, узагалі кажучи, не перебуває у рівновазі з розтягненою рідиною. Як і в попередньому розділі, наше завдання полягає в аналізі профілю густини й великого термодинамічного потенціялу такого неоднорідного плину та знаходженні кавітаційного бар'єра.

Рівняння (2.1), (2.2) описують профіль густини сферичної бульбашки пари в рідині. Великий термодинамічний потенціял метастабільної системи "розтягнена рідина плюс бульбашка пари" обчислюється за формулою (2.3), якщо в неї підставити знайдений з (2.1), (2.2) профіль густини. Нуклеаційний бар'єр для фазового переходу рідини в газ знову ж таки визначається формулою (2.4).

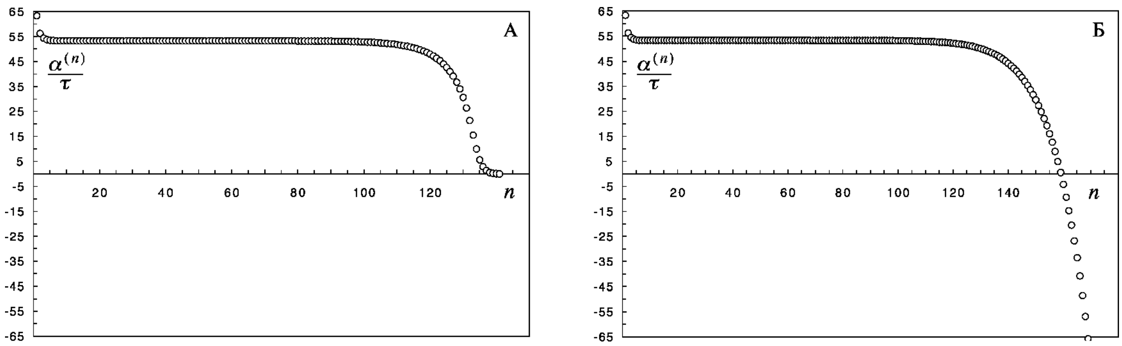

Рис. 3. Значення енергії утворення бульбашки пари у розтягненій рідині (2.4) $\frac{A^{(n)}(T,\rho)}{kT} = \frac{\Omega^{(n)}(T,\mu,V)+p\frac{4}{3}\pi\mathcal{R}^3}{kT} = \frac{\alpha^{(n)}(\tau,\eta)}{\tau}$ як функція номера ітерації n. Тут $\tau = 0.6\tau_c(\mathcal{E})$, а $\frac{\Delta\mu}{E_1-E_0} = -0.010376 - 0.0012$, $\Lambda^3 = v$ при $\mathcal{E} = 0.5$. На рисунку А $\frac{r^{(0)}}{2\sigma} = 4.08$, а на рисунку Б $\frac{r^{(0)}}{2\sigma} = 4.081$.

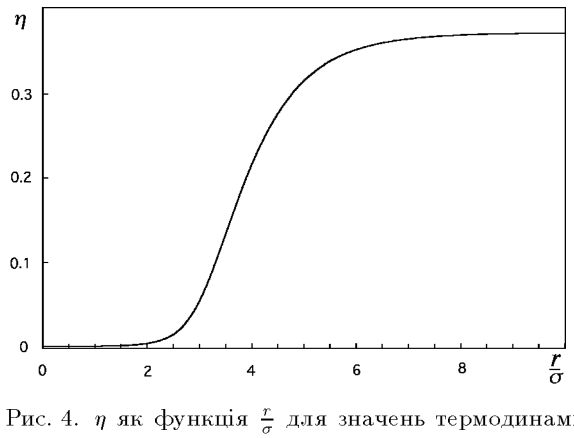

Рис. 4. η як функція $\frac{r}{\sigma}$ для значень термодинамічних параметрів, указаних у підписі до рис. 3; наведено результат ітерації з області, для якої великий термодинамічний потенціял практично не змінюється $\frac{\alpha(\tau,\eta)}{\tau} \approx 53.3$ (див. рис. 3).

Обчислення профілю густини $\rho(r)$ й енергії утворення газової фази в розтягненій рідині $A(T,\rho)$ виглядають так. При заданій температурі $T < T_c$ і тиску p чи густині ρ визначаємо μ і шукаємо розв'язок рівняння (2.1), (2.2) [9]. Для цього візьмемо пробний профіль, наприклад,

$$\rho^{(0)}(r) = \Theta(r)\left[\rho_v(T)\Theta\left(r^{(0)} - r\right) + \rho\Theta\left(r - r^{(0)}\right)\right],$$

де $\rho_v(T)$ — густина газової фази плину при температурі T, а $r^{(0)}$ — число, близьке, скажімо, до радіуса Томсона $r^{(0)} \approx r^*$, і почнемо розв'язувати рівняння (2.1), (2.2) ітераціями, обчислюючи для кожної ітерації значення великого термодинамічного потенціялу (2.3). Звичайно $\frac{\mathcal{R}}{2\sigma} = 50$, а кількість точок при інтегруванні становить 500–1000 в інтервалі від 0 до $2r^{(0)}$ і 100–200 в інтервалі від $2r^{(0)}$ до $\mathcal{R}$. Аналізуючи профіль $\rho^{(n)}(r)$, можна переконатися: якщо $r^{(0)} \gg r^*$, то зі збільшенням кількости ітерацій n бульбашка пари починає рости, тоді ж як у випадку $r^{(0)} \ll r^*$ зі зростанням ітерацій бульбашка пари зменшується і зникає; в обох випадках значення великого термодинамічного потенціялу зі збільшенням кількости ітерацій зменшується. Підібравши належним чином $r^{(0)}$, доможемося незмінности значення великого термодинамічного потенціялу зі збільшенням кількости ітерацій n для великої області зміни n (див. рис. 3). При цьому невелика зміна в $r^{(0)}$ при великих n приводить до зникнення бульбашки пари (рис. 3А) або до її росту (рис. 3Б). Профіль густини для деякої ітерації, що відповідає точці n з области, де великий термодинамічний потенціял $\Omega^{(n)}(T,\mu,V)$ є сталим (див. рис. 3), показаний на рис. 4. Значення $\Omega^{(n)}(T,\mu,V)$ "на полиці" візьмемо для обчислення енергії утворення бульбашки пари в розтягненій рідині $A(T,\rho)$ (2.4).

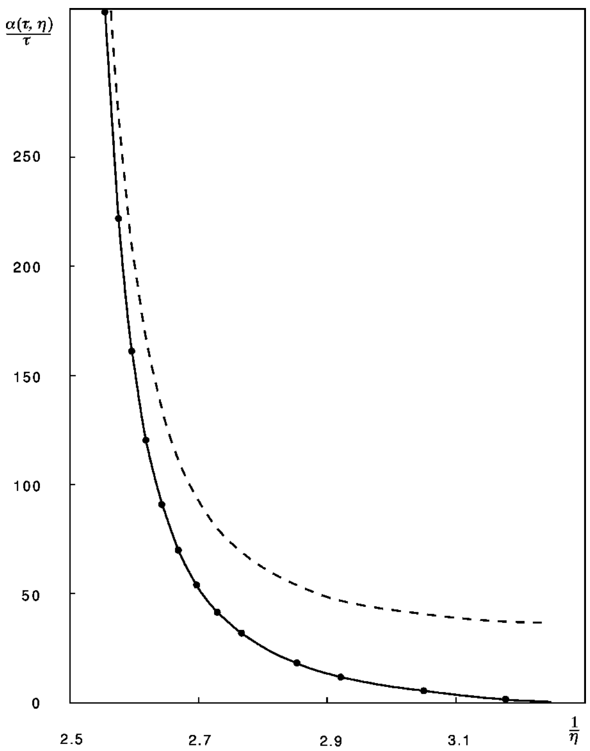

Рис. 5. Нуклеаційний бар'єр для фазового переходу рідини в газ $\alpha(\tau,\eta)$ залежно від густини розтягненої рідини η при $\tau = 0.6\tau_c(\mathcal{E})$, знайдений згідно з (2.4) (суцільна лінія) і (1.6) (штрихова лінія).

На рис. 5 зображено залежність $\frac{A(T,\rho)}{kT}$ від $\frac{1}{\rho}$ для $\tau = 0.6\tau_c(\mathcal{E})$. Як і у випадку нуклеаційного бар'єра для фазового переходу газу в рідину, результат для кавітаційного бар'єра, знайдений методом функціонала густини, зникає при наближенні до спінодалі, як і має бути. Отримані результати показують, як залежить енерґія утворення бульбашки пари від електричного поля, що становить інтерес для відповідних експериментальних досліджень.

IV. ОБГОВОРЕННЯ ОТРИМАНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

Наведені в цій роботі результати завершують дослідження неоднорідних властивостей плину атомів в електричному полі, розпочаті в [4]. Ці результати можуть бути корисними з погляду відповідних експериментальних досліджень нуклеації та кавітації за наявности електричного поля. Звичайно нуклеаційні вимірювання роблять з використанням камери Вільсона, термодифузійної камери Каца чи камери зі швидким розширенням. Аналіз можливих впливів наявности електричного поля на спостережувані величини в тому чи іншому нуклеаційному чи кавітаційному експерименті є самостійною задачею і потребує окремого розгляду. Розвинута теорія могла б стосуватися плинів інертних атомів, наприклад, аргону. Авторам, на жаль, нічого не відомо про експериментальні дослідження впливу електричного поля на нуклеаційні явища в таких системах.

Цікавим результатом виконаних досліджень видається встановлена універсальність теорії плину в електричному полі (1.1): якщо температуру й тиск вимірювати в одиницях критичної температури та критичного тиску для даного поля, то результати для різних значень полів є однаковими (див. рис. 1–5). Зрозуміло, що вибраний вихідний функціонал великого термодинамічного потенціялу (1.1) приведе до такої універсальности, адже поява електричного поля зводиться лише до перенормування константи a :

$$\frac{1}{48}v(E_1-E_0)\aleph^2 \rightarrow \frac{1}{48}v(E_1-E_0)\aleph^2(1+2\aleph^2\mathcal{E}^2).$$

Така зміна веде до збільшення критичних температури й тиску

$$\tau_c(0) \rightarrow \tau_c(0)(1+2\aleph^2\mathcal{E}^2),$$

$$\pi_c(0) \rightarrow \pi_c(0)(1+2\aleph^2\mathcal{E}^2),$$

і електричне поле $\mathcal{E}$ можна "прибрати", якщо вимірювати температуру й тиск в одиницях $\tau_c(\mathcal{E})$ і $\pi_c(\mathcal{E})$. Таким чином, у межах наближення (1.1) урахування електричного поля зводиться до перерахунку до відповідних одиниць універсальних результатів, приведених в одиницях $\tau_c(\mathcal{E})$ і $\pi_c(\mathcal{E})$. Цікавим є питання про експериментальну перевірку цього твердження.

Частина цієї роботи була зроблена в Марбурзькому університеті (Німеччина) восени 1995 року. Один з авторів (О.В.Д.) дякує DAAD за стипендію і Г. Ухтману за гостинність.

[1] D. W. Oxtoby, R. Evans, J. Chem. Phys. **89**, 7521 (1988).
[2] X. C. Zeng, D. W. Oxtoby, J. Chem. Phys. **94**, 4472 (1991).
[3] D. W. Oxtoby, J. Phys.: Cond. Matt. **4**, 7627 (1992).
[4] О. В. Держко, В. М. Мигаль, Журн. фіз. досл. **1**, 402 (1997).
[5] М. Фольмер, *Кинетика образования новой фазы* (Наука, Москва, 1986).
[6] К. Хуанг, *Статистическая механика* (Мир, Москва, 1966).
[7] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика, часть 1* (Наука, Москва, 1976).
[8] Я. Б. Зельдович, Журн. эксп. теор. физ. **12**, 525 (1942).
[9] Практично задається значення $\Delta\mu < 0$ у рівнянні (2.1), (2.2). Для вибраного $\mu = \mu(T) + \Delta\mu$ з (1.3), (1.4) можна визначити відповідну густину і тиск розтягненої рідини.

NUCLEATION PHENOMENA IN ATOMIC FLUID IN THE ELECTRICAL FIELD

O. V. Derzhko[1,2], V. M. Myhal[2]
[1] *Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, 1 Svientsitskii Str., Lviv, UA–290011, Ukraine*
[2] *The Ivan Franko State University of Lviv, Chair of Theoretical Physics, 12 Drahomanov Str., Lviv, UA–290005, Ukraine*

On the basis of the density functional of grand thermodynamical potential for a fluid of two-level atoms in external electrical field suggested earlier (J. Phys. Stud. **1**, 402 (1997)) the appearance of a new phase in metastable vapour and liquid has been examined. The influence of the field on the nucleation barrier for these phase transformations has been studied.