

В.М. МИГАЛЬ,¹ О.В. ДЕРЖКО^{2,1}

¹ Львівський національний університет імені Івана Франка, кафедра теоретичної фізики
(Вул. Драгоманова, 12, Львів 79005; e-mail: vasylymyhal@ukr.net)

² Інститут фізики конденсованих систем НАН України
(Вул. Свенціцького, 1, Львів, 79011; e-mail: derzhko@ictp.lviv.ua)

ЗМОЧУВАННЯ В УМОВАХ РЕЗОНАНСНОГО ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ОПРОМІНЕННЯ

УДК 532.6

Обговорюється вплив резонансного електромагнітного опромінення на змочування рідиною твердої поверхні. Розглядається проста модель плин дворівневих атомів, для яких зміни міжатомних взаємодій за наявності зовнішнього резонансного опромінення можуть бути знайдені за допомогою квантово-механічної теорії збурень. Побудувавши функціонал великого термодинамічного потенціалу, за допомогою методу функціонала густини розраховується поверхневий натяг рідина–пара, тверда поверхня–рідина, тверда поверхня–пара і з рівняння Юнга знаходиться кут змочування. Показано, що наявність резонансного опромінення може помітно збільшувати кут змочування.

Ключові слова: резонансне опромінення, метод функціонала густини, поверхневий натяг, кут змочування.

1. Вступ

Дослідження змочування твердої поверхні рідиною важливе з практичної і фундаментальної точок зору [1–4]. Рідина змочує тверду поверхню, якщо рівноважний кут змочування Юнга θ (тобто кут між поверхнею рідини і твердою поверхнею в умовах термодинамічної рівноваги) прямує до нуля, і не змочує тверду поверхню, якщо θ прямує до 180° . Кут змочування може змінюватися при зміні зовнішніх параметрів (наприклад, температури).

Метод функціонала густини [5–13] надає можливість досліджувати залежність θ від зовнішніх параметрів, виходячи з мікроскопічної картини, оскільки дозволяє обчислити властивості неоднорідної рідини на основі міжчастинкових взаємодій.

У цій статті мова йтиме про плин атомів за наявності резонансного електромагнітного опромінення (частота якого відповідає енергії збудження атомів), так що частина атомів може опинитися у збудженому електронному стані. Час жит-

тя атома у збудженому електронному стані значно більший за час встановлення рівноваги за поступальними ступенями вільності; в результаті плин виявляє рівноважні властивості при заданій концентрації збуджених атомів [14–22]. З іншого боку, в системі тотожних атомів, що перебувають у різних електронних станах, виникають нові ефективні (резонансні диполь–дипольні) далекосяжні взаємодії. Вони можуть привести до зміни макроскопічних рівноважних властивостей системи навіть при незначній концентрації збуджених атомів [14–31]. Можна також вказати на ряд експериментальних досліджень, які стосуються плинів в умовах резонансного опромінення [32–42].

Мікроскопічна теорія плин дворівневих атомів, яка дає змогу простежити вплив зовнішнього електричного поля чи резонансного опромінення на такі макроскопічні рівноважні властивості неоднорідної системи, як бінодаль, спінодаль, коефіцієнт поверхневого натягу чи нуклеаційний бар'єр для фазового переходу пари в рідину або рідини в пару, була запропонована в наших роботах [23–31]. У них використано метод функціонала густини в

середньопольовому наближенні, а також здійснено вихід за межі наближення середнього поля.

У нашій недавній роботі [43] ми дослідили вплив зовнішнього електричного поля на кут змочування дворівневого плинину атомів. В цій статті ми подібним чином дослідимо вплив резонансного опромінення [14–22].

План роботи є наступним. По-перше, ми обговорюємо вибір функціонала великого термодинамічного потенціалу, який залежить від концентрації c_1 збуджених атомів. Знання великого термодинамічного потенціалу дозволяє знайти поверхневий натяг, а потім, за допомогою рівняння Юнга, отримати рівноважний кут змочування θ . Основні результати наведені на рис. 2 і 3. З цих графіків видно, що збільшення концентрації збуджених атомів c_1 збільшує температуру змочування T_w (T_w – температура, при якій θ обертається на нуль, тобто, $\cos \theta = 1$), збільшує кут змочування θ при фіксованій температурі, може замінити повне змочування частковим і може привести до переходу від гідрофільності до гідрофобності (коли $\cos \theta$ стає від’ємним).

2. Метод функціонала густини

Розвинена у роботах [23–31, 43] теорія неоднорідного плинину дворівневих атомів використовує метод функціонала густини [5–7]. При цьому короткосяжне відштовхування враховується у локальному наближенні, що відповідає рівнянню стану твердих кульок Карнагана–Старлінга, а далекосяжна взаємодія – у нелокальному наближенні. Виходитимемо з такого функціонала великого термодинамічного потенціалу [23–31]:

$$\begin{aligned} \Omega[\rho(\mathbf{r})] = & F_{CS}[\rho(\mathbf{r})] + \\ & + \frac{1}{2} \int_{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| \geq \sigma} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \rho^{(2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + \\ & + \int d\mathbf{r}_1 \rho(\mathbf{r}_1) (V(\mathbf{r}_1) - \mu). \end{aligned} \quad (1)$$

Перший доданок у цьому виразі враховує короткосяжне відштовхування твердих кульок діаметром σ у формі Карнагана–Старлінга

$$F_{CS}[\rho(\mathbf{r})] = kT \int d\mathbf{r}_1 \rho(\mathbf{r}_1) \left(\ln(\Lambda^3 \rho(\mathbf{r}_1)) + \right.$$

$$\left. + \frac{-1 + 6v\rho(\mathbf{r}_1) - 4v^2\rho^2(\mathbf{r}_1)}{(1 - v\rho(\mathbf{r}_1))^2} \right) \quad (2)$$

(μ – хімічний потенціал, Λ – довжина теплової хвилі де Бройля, а $v = \pi\sigma^3/6$), а другий доданок у (1) враховує далекосяжну взаємодію. Парна функція розподілу $\rho^{(2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ в наближенні середнього поля

$$\rho^{(2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \simeq \rho(\mathbf{r}_1)\rho(\mathbf{r}_2). \quad (3)$$

Притягальна частина далекосяжного потенціалу попарної взаємодії задається формулою

$$U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = U(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|) = -\frac{3\sigma^3 a}{2\pi} \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^6}, \quad (4)$$

див. [20–22]. У випадку наявності збуджених атомів коефіцієнт a залежить від концентрації атомів у збудженому стані c_1 і температури T :

$$a = \frac{v(E_1 - E_0)\alpha^2}{32} \left(1 - 2c_1 + 2(1 - c_1)c_1 \frac{E_1 - E_0}{kT} \right), \quad (5)$$

де $E_1 - E_0$ – енергія збудження дворівневого атома, $\alpha = |\mathbf{p}|^2/(\sigma^3(E_1 - E_0))$ – безрозмірний параметр, який характеризує атом, $|\mathbf{p}|$ – величина електричного дипольного моменту переходу між основним і збудженим станами атома, див. [20–22].

Рівняння для рівноважної густини $\rho(\mathbf{r})$ знаходиться з умови $\delta\Omega[\rho(\mathbf{r})]/\delta\rho(\mathbf{r}) = 0$ [5–13] і має вигляд [23–31, 43]:

$$\begin{aligned} kT \left(\ln(\Lambda^3 \rho(\mathbf{r})) + \frac{8v\rho(\mathbf{r}) - 9v^2\rho^2(\mathbf{r}) + 3v^3\rho^3(\mathbf{r})}{(1 - v\rho(\mathbf{r}))^3} \right) + \\ + \int_{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}| \geq \sigma} d\mathbf{r}_1 \rho(\mathbf{r}_1) U(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}|) + V(\mathbf{r}) - \mu = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Для однорідного плинину ($\rho(\mathbf{r}) = \rho$, $V(\mathbf{r}) = 0$) рівняння стану у безрозмірних змінних має вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{\tau} = \eta \frac{1 + \eta + \eta^2 - \eta^3}{(1 - \eta)^3} - \frac{a(c_1, \tau)}{\tau} \eta^2, \\ a(c_1, \tau) = \frac{\alpha^2}{32} \left(1 - 2c_1 + \frac{2(1 - c_1)c_1}{\tau} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

тут безрозмірний тиск $\pi = p v / (E_1 - E_0)$, безрозмірна температура $\tau = kT / (E_1 - E_0)$, безрозмір-

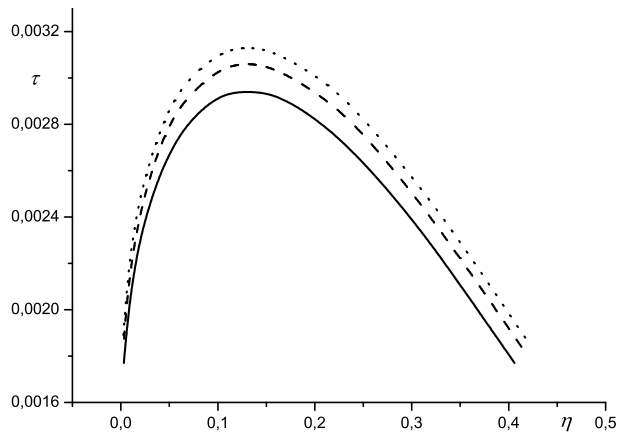


Рис. 1. Бінодаль у площині густина–температура. Суцільна крива відповідає концентрації збуджених атомів $c_1 = 0$, штрихи – $c_1 = 0,00006$, крапки – $c_1 = 0,0001$

на густина $\eta = v\rho$; далі для простоти покладено $\alpha = 1$ ¹.

З рівняння (7) легко знайти критичні параметри, а саме, критичну густину, критичну температуру і критичний тиск, а також побудувати фазову діаграму (див. рис. 1). Через те, що параметр $a(c_1, \tau)$ у (7) залежить від концентрації збуджених атомів c_1 , критична температура $\tau_c(c_1)$ і критичний тиск $\pi_c(c_1)$ є також функціями c_1 .

Далі, ми повинні знати явний вигляд для зовнішнього потенціалу $V(\mathbf{r})$, який описує взаємодію твердої поверхні (підкладки) і атомів рідини. Для простоти ми припускаємо, що суцільна тверда поверхня, скажімо, при $z < 0$ формується рівномірно розподіленими дворівневими атомами з густиною ρ_s , які взаємодіють з середовищем дворівневих атомів через той же самий потенціал, що і в плинні (див., наприклад, [46–48])². Внесок напівбезмежної плоскої твердої поверхні в $V(x, y, z) = V(z)$

¹ Для реальних атомів значення α , звичайно, відрізняється від одиниці. Якщо б мова йшла про $1s^2 - 1s2p$ перехід у атомі гелію He, то $E_1 - E_0 \approx 21,27$ еВ, $|\mathbf{p}|^2/\sigma^3 \approx 0,15$ еВ і $\alpha \approx 0,007$. Якщо ж мова йде про $6s^2 - 6s6p$ перехід у атомі барію Ba, то $E_1 - E_0 \approx 2,24$ еВ, $|\mathbf{p}|^2/\sigma^3 \approx 0,94$ еВ і $\alpha \approx 0,420$. Для цих обчислень ми використали дані з монографії [44] (див. також [45]). Аналіз параметрів для інших систем, які могли б становити інтерес для експериментальних досліджень, виходить за межі нашої статті.

² Якщо припустити, що тверда стінка утворена з рівномірно розподілених дворівневих атомів, розташованих в площині $z = 0$, то прийдемо до залежності $V(r) \sim 1/z^4$ (замість $V(r) \sim 1/z^3$ в (8)).

при $z \geq \sigma$ обчислюється шляхом інтегрування міжатомної взаємодії $-3\sigma^3 a/(2\pi R^6)$ (див. (4)). Маємо:

$$V(z) = \rho_s \times \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_{-\infty}^0 dz' U(\sqrt{x'^2 + y'^2 + (z - z')^2}) = -\frac{\rho_s a \sigma^3}{4} \frac{1}{z^3}. \quad (8)$$

Надалі для зручності припускаємо, що $\eta_s = \rho_s v = 1$. Крім того, ми покладаємо $V(z) = 0$ для $0 \leq z < \sigma$.

Підставляючи розв'язок рівняння для рівноважної густини (6) у рівняння (1), отримуємо значення великого термодинамічного потенціалу неоднорідної системи Ω .

3. Основні результати і їх обговорення

Пояснимо, як отримати кут змочування θ . Спочатку ми обчислимо поверхневий натяг рідина–пара γ_{lv} . Покладемо у (6) $V(\mathbf{r}) = 0$, і будемо шукати розв'язок для рівноважної густини $\rho(z)$, який залежить від висоти z . Підставляючи знайдений розв'язок для $\rho(z)$ у вираз (1), дістаємо значення великого термодинамічного потенціалу двофазного плинну Ω . Поверхневий натяг γ_{lv} знаходимо із співвідношення $\Omega = \Omega_0 + \gamma_{lv}S$, де $\Omega_0 = -pV$ – великий термодинамічний потенціал однорідної системи в об'ємі V (тиск при цьому в системі є p), а S – площа міжфазної поверхні.

Поверхневий натяг тверда поверхня–рідина γ_{sl} чи тверда поверхня–пара γ_{sv} розраховуються за тією самою схемою, але треба враховувати потенціал взаємодії $V(\mathbf{r})$ (8). Вважатимемо, що міжфазна поверхня є при $z = 0$. При обчисленні γ_{sl} або γ_{sv} ми покладаємо густину рідини (тобто $\rho(z) = \rho_l$) або густину пари (тобто $\rho(z) = \rho_v$) при $z \gg 0$. Потім ми знаходимо рівноважну густину $\rho(z)$ для всіх $0 \leq z < \infty$ і великий термодинамічний потенціал Ω , а, в результаті, значення γ_{sl} чи γ_{sv} .

Кут змочування θ визначається з рівняння Юнга:

$$\gamma_{sv} - \gamma_{sl} - \gamma_{lv} \cos \theta = 0. \quad (9)$$

Визначення θ з рівняння (9) завершує обчислення кута змочування $\theta(T, c_1)$ з перших принципів,

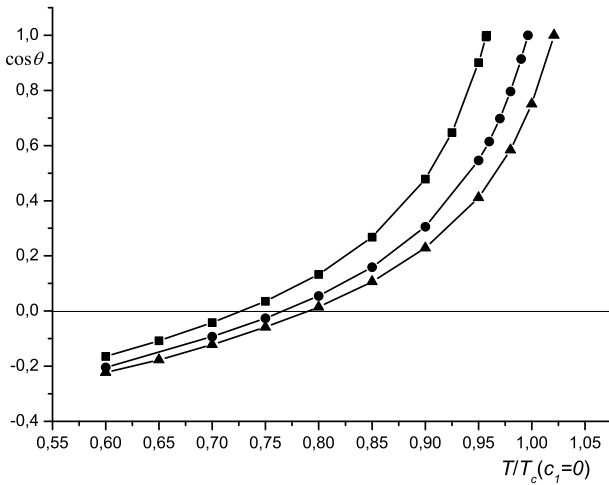


Рис. 2. Залежність $\cos \theta$ від температури $T/T_c(c_1 = 0)$. Квадратики відповідають концентрації збуджених атомів $c_1 = 0$, кружечки – $c_1 = 0,00006$, трикутнички – $c_1 = 0,0001$

тобто, виходячи з міжчастинкових взаємодій, модифікованих через резонансне опромінення.

Результати для кута змочування наведені на рис. 2 і 3. Температурна залежність кута змочування на рис. 4 задовольняє співвідношення

$$1 - \cos \theta \propto (T_w - T)^{2-\alpha_s}$$

з $\alpha_s = 1$, що відповідає фазовому переходу змочування першого роду [49].

Обговоримо отримані результати. У випадку плинну дворівневих систем наявність збуджених атомів збільшує далекосяжне притягання. Це призводить до збільшення критичної температури рідини $T_c(c_1) > T_c(c_1 = 0)$. Отже, після “включення” опромінення при постійній температурі двофазний стан “опиняється” далі від критичної області. Поверхневі натяги γ збільшуються з ростом концентрації збуджених атомів. Якщо γ_{sl} зростає швидше, ніж γ_{sv} з ростом концентрації збуджених атомів, то, відповідно до формули (9), $\cos \theta$ може змінити свій знак і гідрофільна поверхня ($\cos \theta > 0$) стане гідрофобною ($\cos \theta < 0$).

Ми прийняли дуже просту модель для підкладки. Зовнішній потенціал $V(\mathbf{r})$ може бути меншим (наприклад, за рахунок зменшення η_s). Тоді роль підкладки зменшується: вона поводить як гідрофобна поверхня навіть за відсутності збуджених атомів. Кут змочування зростає зі збільшенням концентрації збуджених атомів c_1 .

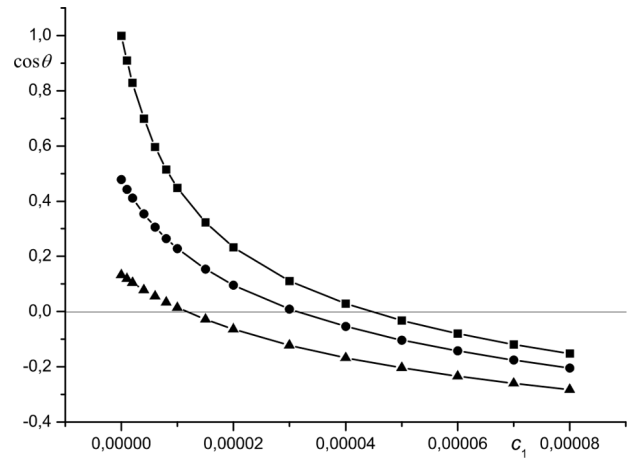


Рис. 3. Залежність $\cos \theta$ від концентрації c_1 збуджених атомів. Квадратики відповідають температурі $\tau = 0,9574\tau_c(c_1 = 0) = 0,00282$, кружечки – температурі $\tau = 0,9\tau_c(c_1 = 0) = 0,00265$, трикутнички – температурі $\tau = 0,8\tau_c(c_1 = 0) = 0,00236$

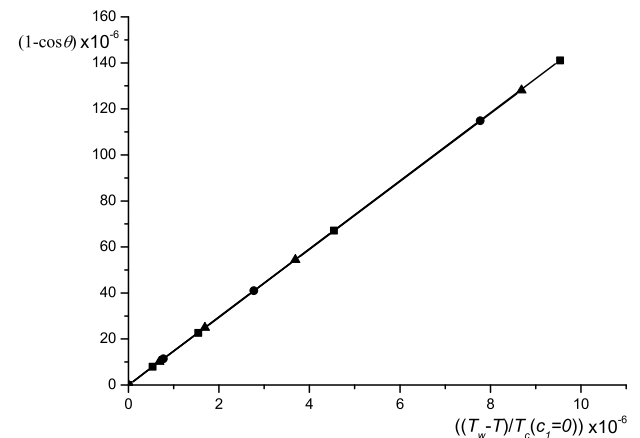


Рис. 4. Залежність $1 - \cos \theta$ від температури $(T_w - T)/T_c(c_1 = 0)$. Залежність $1 - \cos \theta \propto (T_w - T)^{2-\alpha_s}$ з $\alpha_s = 1$ описує фазовий перехід першого роду. Залежності при трьох різних концентраціях збуджених атомів c_1 лягають на одну пряму: квадратики відповідають $c_1 = 0$, кружечки – $c_1 = 0,00006$, трикутнички – $c_1 = 0,0001$

Якщо температура дуже близька до (але все-таки трохи нижче) температури повного змочування $T_w < T_c$ навіть невелика концентрація збуджених атомів c_1 може викликати помітні зміни в θ (див. рис. 3, крива при $\tau = 0,00282$).

Підведемо підсумки. Ми застосували метод функціонала густини до простого плинну дворівневих атомів з метою вивчити вплив зовнішнього опро-

мінення на властивості змочування. Такий теоретичний аналіз міг би стосуватися краплі рідини на твердій поверхні у рівновазі з парою, коли система зазнає впливу резонансного опромінення. Наявність збуджених атомів, як і у випадку зовнішнього електричного поля [43], призводить до збільшення міжатомного притягання на великих відстанях. Але через те, що параметр a (5) чи $a(c_1, \tau)$ (7) залежить від температури, відсутня універсальність, притаманна випадку з електричним полем (нагадаємо, що в змінних $T/T_c(\mathcal{E})$, де \mathcal{E} — безрозмірне електричне поле [43], кут змочування θ не залежить від електричного поля). Трохи нижче температури $T_w(c_1 = 0) < T_c(c_1 = 0)$ поява збуджених атомів може помітно збільшити кут змочування θ і привести до переходу від гідрофільності до гідрофобності.

Ми сподіваємося, що наш теоретичний аналіз стимулюватиме інтерес експериментаторів до дослідження впливу резонансного опромінення на змочування рідиною твердої поверхні. Про подібні дослідження впливу зовнішнього електричного поля на змочування див. [50–55].

1. P.G. de Gennes. Wetting: statics and dynamics. *Rev. Mod. Phys.* **57**, 827 (1985).
2. M. Rauscher, S. Dietrich. Wetting phenomena in nanofluidics. *Annu. Rev. Mater. Res.* **38**, 143 (2008).
3. D. Bonn, J. Eggers, J. Indekeu, J. Meunier, E. Rolley. Wetting and spreading. *Rev. Mod. Phys.* **81**, 739 (2009).
4. W.F. Saam. Wetting, capillary condensation and more. *J. Low Temp. Phys.* **157**, 77 (2009).
5. R. Evans. The nature of the liquid-vapour interface and other topics in the statistical mechanics of non-uniform, classical fluids. *Adv. Phys.* **28**, 143 (1979).
6. R. Evans. Density functionals in the theory of nonuniform fluids. *Fundamentals of Inhomogeneous Fluids*, edited by D. Henderson (Marcel Dekker, Inc., 1992).
7. R. Evans. Density functional theory for inhomogeneous fluids I: Simple fluids in equilibrium. *Lecture Notes at 3rd Warsaw School of Statistical Physics, Kazimierz Dolny, 27 June–3 July 2009* (Warsaw University Press, 2010).
8. D.W. Oxtoby. Homogeneous nucleation: theory and experiment. *J. Phys.: Condens. Matter* **4**, 7627 (1992).
9. О.В. Держко, В.М. Мигаль. *Вибрані питання теорії неоднорідних класичних рідин: Текст лекцій* (ЛДУ імені Івана Франка, 1999).
10. H. Löwen. Density functional theory of inhomogeneous classical fluids: Recent developments and new perspectives. *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 11897 (2002).
11. P. Tarazona, J.A. Cuesta, Y. Martinez-Ratón. Density functional theories of hard particle systems. In: *Theory and*

Simulation of Hard-Sphere Fluids and Related Systems, Lecture Notes in Physics, Vol. 753, edited by A. Mulero (Springer-Verlag, 2008), pp. 247–341.

12. R. Roth. Fundamental measure theory for hard-sphere mixtures: A review. *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 063102 (2010).
13. J.F. Lutsko. Recent developments in classical density functional theory. *Advances in Chemical Physics* **144**, 1 (2010).
14. В.Н. Мальнев, С.И. Пекар. Межмолекулярное взаимодействие и уравнение состояния высоковозбужденного газа. *Журн. эксп. теор. физ.* **51**, 1811 (1966).
15. В.Н. Мальнев. Уравнение состояния возбужденного газа. *Журн. эксп. теор. физ.* **56**, 1325 (1969).
16. В.Н. Мальнев, С.И. Пекар. К теории межмолекулярного взаимодействия и уравнения состояния возбужденного газа. *Журн. эксп. теор. физ.* **58**, 1113 (1970).
17. Ю.А. Вдовин. Уравнение состояния возбужденного газа. *Журн. эксп. теор. физ.* **54**, 445 (1968).
18. С.М. Борцайкин, Л.П. Кудрин, В.М. Новиков. Второй вириальный коэффициент системы с резонансной передачей возбуждения атомов. *Журн. эксп. теор. физ.* **60**, 83 (1971).
19. V.N. Malnev, R.A. Naryshkin. Metastable quasimolecules in excited gases. *Ukr. J. Phys.* **50**, 333 (2005).
20. I.R. Yukhnovskii, O.V. Derzhko, R.R. Levitskii. Cluster expansion method in the theory of equilibrium properties of a gas of atoms of which a part is excited. *Physica A* **203**, 381 (1994).
21. O. Derzhko, R. Levitskii, O. Chernyavskii. Equilibrium properties of the gas of atoms of which a part is excited within cluster expansion method. *Condens. Matter Phys.* **6**, 35 (1995).
22. О.І. Чернявський. Рівноважні властивості двокомпонентної суміші газів, що містить частинки у збуджених електронних станах, у методі групових розвинень. *Укр. фіз. журн.* **41**, 811 (1996).
23. О.В. Держко, В.М. Мигаль. Неоднорідні властивості пилу атомів у електричному полі. *Журн. фіз. досл.* **1**, 402 (1997).
24. О.В. Держко, В.М. Мигаль. Нуклеаційні явища у пилі атомів в електричному полі. *Журн. фіз. досл.* **2**, 339 (1998).
25. О.В. Держко, В.М. Мигаль. Властивості неоднорідного пилу атомів в електричному полі. Градієнтне наближення. *Журн. фіз. досл.* **4**, 424 (2000).
26. O.V. Derzhko, V.M. Myhal. Nucleation phenomena in a nonuniform atomic fluid in the electrical field. *J. Mol. Liquids* **92**, 15 (2001).
27. О.В. Держко, В.М. Мигаль. Властивості двофазного пилу дворівневих атомів, частина з яких перебуває у збудженому стані. Метод функціонала густини. *Журн. фіз. досл.* **9**, 156 (2005).
28. O. Derzhko, V. Myhal. A microscopic theory of photo-nucleation: Density functional approach to the properties of a fluid of two-level atoms, a part of which is excited. *Condens. Matter Phys.* **9**, 703 (2006).

29. О.В. Держко, В.М. Мигаль. Властивості плинду дворівневих атомів, частина з яких перебуває у збудженому стані. Кавітація. *Журн. фіз. досл.* **10**, 203 (2006).
30. В.М. Мигаль, О.В. Держко. Властивості двофазного плинду дворівневих атомів з урахуванням близького порядку. *Журн. фіз. досл.* **17**, 3601 (2013).
31. В.М. Мигаль, О.В. Держко. Перехід пари в рідину у плинді дворівневих атомів з урахуванням близького порядку. *Журн. фіз. досл.* **18**, 4603 (2014).
32. Б.А. Безуглий, Е.А. Галашин, Г.Я. Дудкин. О фотоконденсации йода. *Письма в ЖЭТФ* **22**, 76 (1975).
33. А.Е. Галашин, Е.А. Галашин. Экспериментальное исследование явления фотоконденсации. *Доклады АН СССР* **225**, 345 (1975).
34. J.L. Katz, T. McLaughlin, F.C. Wen. Condensation of a supersaturated vapor. V. The nucleating effects of ultraviolet light on vapors containing very low concentrations of *o*-tolualdehyde. *J. Chem. Phys.* **75**, 1459 (1981).
35. C.-C. Chen, J.L. Katz. Condensation of supersaturated vapor. VII. The photoinduced nucleation of *o*-tolualdehyde and its underlying reaction mechanism. *J. Chem. Phys.* **88**, 5007 (1988).
36. J.A.E. Martens. *Homogene und licht-induzierte Keimbildung in übersättigtem Quecksilberdampf*. Dissertation (Univ. of Marburg/Lahn, 1987) (in German).
37. G.-S. Cha. *Homogene und licht-induzierte Keimbildung in übersättigtem Cäsiumdampf in der Diffusionsnebelkammer*. Dissertation (Univ. of Marburg/Lahn, 1992) (in German).
38. S.D. Baranovskii, R. Dettmer, F. Hensel, H. Uchtmann. On the time decay of the photoinduced condensation in supersaturated vapors. *J. Chem. Phys.* **103**, 7796 (1995).
39. J.A. Fisk, M.M. Rudek, J.L. Katz, D. Beiersdorf, H. Uchtmann. The homogeneous nucleation of cesium vapor. *Atmospheric Research* **46**, 211 (1998).
40. H. Uchtmann, R. Dettmer, S.D. Baranovskii, F. Hensel. Photoinduced nucleation in supersaturated mercury vapor. *J. Chem. Phys.* **108**, 9775 (1998).
41. H. Uchtmann, S.Yu. Kazitsyna, S.D. Baranovskii, F. Hensel, M.M. Rudek. Light-induced nucleation and optical absorption in cesium vapor. *J. Chem. Phys.* **113**, 4171 (2000).
42. H. Uchtmann, S.Yu. Kazitsyna, F. Hensel, V. Zdimal, B. Triska, J. Smolik. Homogeneous and light-induced nucleation of sulfur vapor: Diffusion cloud chamber investigations of constant rate supersaturation. *J. Phys. Chem. B* **105**, 11754 (2001).
43. V. Myhal, O. Derzhko. Wetting in the presence of the electric field: The classical density functional theory study for a model system. *Physica A* **474**, 293 (2017).
44. К. У. Аллен. *Астрофизические величины* (Мир, 1977).
45. И.Р. Юхновский, Р.Р. Левицкий, О.В. Держко. К статистической теории частично возбужденных систем. Псевдоспиновый формализм для электронной задачи. *Препринт ИТФ-83-161Р* (АН УССР, Институт теоретической физики, 1984).
46. A. Malijevský, A.O. Parry. Density functional study of complete, first-order and critical wedge filling transitions. *J. Phys.: Condens. Matter* **25**, 305005 (2013).
47. A. Malijevský. Filling and wetting transitions at grooved substrates. *J. Phys.: Condens. Matter* **25**, 445006 (2013).
48. A. Malijevský. Does surface roughness amplify wetting? *J. Chem. Phys.* **141**, 184703 (2014).
49. D. Bonn, D. Ross. Wetting transitions. *Rep. Prog. Phys.* **64**, 1085 (2001).
50. K.H. Kang. How electrostatic fields change contact angle in electrowetting. *Langmuir* **18**, 10318 (2002).
51. M. Bier, I. Ibagón. Density functional theory of electrowetting. *Phys. Rev. E* **89**, 042409 (2014).
52. Z. Rui, L. Qi-Chao, W. Ping, L. Zhong-Cheng. Contact angle hysteresis in electrowetting on dielectric. *Chin. Phys. B* **24**, 086801 (2015).
53. A. Bateni, S. Laughton, H. Taviana, S.S. Susnar, A. Amirfazli, A.W. Neumann. Effect of electric fields on contact angle and surface tension of drops. *J. Colloid Interface Sci.* **283**, 215 (2005).
54. F. Mugele, J.-C. Baret. Electrowetting: from basics to applications. *J. Phys.: Condens. Matter* **17**, R705 (2005).
55. V. Vancauwenberghe, P. Di Marco, D. Brutin. Wetting and evaporation of a sessile drop under an external electrical field: A review. *Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects* **432**, 50 (2013).

Одержано 02.07.17

V.M. Myhal, O.V. Derzhko

WETTING UNDER ELECTROMAGNETIC RESONANCE IRRADIATION

S u m m a r y

The influence of the resonance electromagnetic irradiation on the wetting of a solid surface by liquid has been discussed. A simple model of a fluid consisting of two-level atoms, for which changes in their interaction due to a resonance irradiation can be found in the framework of the quantum-mechanical perturbation theory is considered, and the corresponding functional for the grand thermodynamic potential is found. The density functional method is used to calculate the surface tension at the liquid-vapor, solid-liquid, and solid-vapor interfaces, and the Young equation is applied to determine the wetting angle. It is shown that the resonance irradiation can significantly increase the latter parameter.