
ІІІ. ПРОЦЕСИ ТА АПАРАТИ ХАРЧОВИХ ВИРОБНИЦТВ

УДК 538.3

НАМАГНІЧЕНІСТЬ ДВОВИМІРНИХ ПРОВІДНИКІВ З ДОМІШКОВИМИ СТАНАМИ ЕЛЕКТРОНІВ

О. М. Єрмолаєв, доктор фізико-математичних наук;

А. І. Шурдук, кандидат фізико-математичних наук

Електронні системи з двовимірною провідністю вивчаються давно [1]. До них належать тонкі плівки металів, інверсійні шари на межі напівпровідників і діелектриків, гетероструктури з селективним легуванням, надрешітки, електрони на поверхні рідкого гелію. В цих системах відкрито ряд цікавих явищ, зокрема квантовий ефект Холла, різні типи локалізації електронів. Двовимірні електронні системи являються важливою складовою частиною пристроїв електронної техніки. Усе це зумовлює підвищений інтерес дослідників до таких систем.

Вивченню магнітних властивостей двовимірних провідників присвячені праці [2, 3], у яких з'ясовано, як квантування Ландау впливає на пара- і діамагнітну намагніченість електронів. З'ясовано також, як незначна кількість домішкових атомів впливає на магнітні властивості двовимірних провідників [1]. Вважається, що домішки зумовлюють тільки розширення рівнів Ландау. В результаті з'являються малі поправки до монотонної частини намагніченості електронів і фактор Дінглія у осцилюючій частині [1]. Вони зумовлені частотою зіткнень електронів з домішковими атомами. Але домішки не тільки обмежують вільний пробіг електронів. Вони значно впливають на їх енергетичний спектр. Поряд з рівнями

Ландау існують локальні рівні електронів у полі домішкових атомів. Вони відщеплені від рівнів Ландау «вниз» у випадку домішків, які притягають електрони, і «вгору», коли вони їх відштовхують [4]. У цій роботі з'ясовано, як локальні рівні електронів впливають на пара- і діамагнітну намагніченість двовимірних провідників.

Розглянута стандартна модель двовимірного електронного газу в площині $z = 0$. Закон дисперсії електронів ізотропний і квадратичний. Домішкові атоми хаотично розподілені в площині $z = 0$. Магнітне поле H перпендикулярне цій площині.

У лінійному наближенні по густині n_i домішкових атомів густина станів електронів, як функція енергії ϵ , має вигляд: $g(\epsilon) = g_0(\epsilon) + \delta g(\epsilon)$, де g_0 – внесок рівнів Ландау [2, 3], а δg – локальних рівнів [5]. Він дорівнює $\delta g(\epsilon) = n_i \sum_{n\sigma} \delta(\epsilon - \epsilon_{n\sigma}^1)$.

Тут $\epsilon_{n\sigma}^1$ – положення n -го локального рівня зі спіновим квантовим числом σ . Термодинамічний потенціал електронного газу дорівнює $\Omega = \Omega_0 + \delta\Omega$, де Ω_0 – відомий внесок [2, 3], а $\delta\Omega$ – внесок локальних рівнів. Його можна записати таким чином:

$$\delta\Omega = -\frac{n_i T}{2i} \int_{a-i\infty}^{a+i\infty} \frac{d\lambda}{\lambda \sin \pi\lambda} e^{\frac{\lambda \xi'}{T}} \times$$

$$\times \text{sh}^{-1} \frac{\lambda \omega_c}{2T} \cdot \text{ch} \frac{\lambda \mu H}{T}, \quad (1)$$

де T – температура в енергетичних одиницях,
 $\xi' = \xi \pm \Delta$;

ξ – хімічний потенціал електронів;

Δ – відстань між рівнем Ландау і відщепленим від нього локальним рівнем (знаки \pm відповідають притяганню і відштовхуванню електронів домішковими атомами);

ω_c – циклотронна частота;

μ – спіновий магнітний момент електрону,
 $0 < a < 1$.

Квантова стала і площа, зайнята електронами, прийняті рівними одиниці. Коли ξ перевищує нижню границю енергетичного спектра електронів, контур інтегрування у формулі (1) можна замкнути напівколом в лівій напівплощині змінної λ . Монотонний внесок $\delta\Omega_0$ в інтеграл (1) зумовлений полюсом третього порядку в точці $\lambda = 0$, а прості полюси в точках $\lambda_r = \frac{2\pi i r T}{\omega_c}$ ($r = \pm 1, \pm 2, \dots$) дають осцилюючий зі

змінною магнітного поля внесок $\delta\tilde{\Omega}$ в інтеграл. Коли $T \ll \xi$, внеском полюсів в точках $\lambda = -1, -2, \dots$ можна знехтувати. В результаті

$$\delta\Omega_0 = -n_i \frac{(\mu H)^2}{\omega_c} + \frac{1}{12} n_i \omega_c, \quad (2)$$

$$\delta\tilde{\Omega} = 2n_i T \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r} \cdot \text{sh}^{-1} \frac{2\pi^2 r T}{\omega_c} \times$$

$$\times \cos \frac{2\pi r \xi'}{\omega_c} \cdot \cos \frac{2\pi r \mu H}{\omega_c}. \quad (3)$$

Перший доданок в (2) зумовлений пара-, а другий діаманетизмом локалізованих на домішках електронів.

Із формул (2) і (3) знаходимо внесок локалізованих електронів у намагніченість двовимірного провідника:

$$\delta M = \delta M_0 + \delta \tilde{M},$$

$$\text{де} \quad \delta M_0 = \frac{n_i m c \mu^2}{e} - \frac{n_i e}{12 m c}; \quad (4)$$

$$\delta \tilde{M} = -\frac{4\pi n_i T \xi'}{\omega_c H} \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r \cdot \text{sh}^{-1} \frac{2\pi^2 r T}{\omega_c} \times$$

$$\times \sin \frac{2\pi r \xi'}{\omega_c} \cdot \cos \frac{2\pi r \mu H}{\omega_c}, \quad (5)$$

де m і e – ефективна маса і величина заряду електрона;

c – швидкість світла, $\xi \gg \omega_c$.

Коли μ дорівнює магнетону Бора, а T – маса вільного електрона, парамагнітний внесок у намагніченість (4) втричі перевищує діаманетичний. Відношення внесків (4) і (5) до відповідних внесків, зумовлених рівнями Ландау, пропорційне $n_i l^2$, де $l = \left(\frac{c}{eH}\right)^{1/2}$ – магнітна

довжина. Якщо взяти $n_i = 10^{11} \text{ см}^{-2}$, типове для інверсійного шару на межі кремнію і двоокису кремнію [1], а також $H = 1 \text{ Тл}$, це відношення буде близьким до одиниці. Це означає, що локальні рівні, розташовані між рівнями Ландау, необхідно враховувати під час аналізу магнітних властивостей двовимірних провідників. Частота осциляцій (5) відрізняється від частоти осциляцій, зумовлених рівнями Ландау. Відносна різниця цих частот дорівнює Δ/ξ . Вона мала проти одиниці. Підсумовуючи осцилюючі внески в намагніченість, зумовлені рівнями Ландау і локальними рівнями, отримуємо биття на графіку залежності намагніченості від оберненого магнітного поля. Вони схожі з биттями у тривимірних системах [5]. Частота биття $m c \Delta / e$ дозволяє отримати положення локальних рівнів. Глибина биття зростає пропорційно густині домішкових атомів. Це зростання припиняється, коли відщеплення Δ стає рівним ширині рівня Ландау і локального рівня.

ЛІТЕРАТУРА

1. Андо Т. Электронные свойства двумерных систем / Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. – М.: Мир, 1985. – 416 с.

2. Isihara A. Study of two – dimensional electrons in a magnetic field / Isihara A., Kojima D.Y. // Phys. Rev. B. – 1979. – V. 19. – № 2. – P. 846–855.
3. Shoenbery D. Magnetization of a two – dimensional electron gas / Shoenbery D. // Low Temp. Phys. – 1984. – V. 56, № 5/6. – P. 417–440.
4. Багака Э. П. Примесные уровни двумерного электронного газа в магнитном поле / Багака Э. П., Ермолаев А. М. // Известия вузов. Физика. – 1983. – № 1. – С. 111–112.
5. Ермолаев А. М. О причине биений при наблюдении эффекта де Гааза – ван Альфена в металлах типа висмута / Ермолаев А. М., Каганов М. И. // Письма в ЖЭТФ. – 1967. – Т. 6., вып. 11. – С. 984–986.

УДК 66.083.2:367.9

ДОСЛІДЖЕННЯ ВМІСТУ ЕФІРНОЇ ОЛІЇ В СИРОВИНІ ПАСТИ З ПРЯНИХ ТРАВ

В. О. Сукманов, доктор технічних наук;

В. В. Кийко, кандидат технічних наук;

С. І. Охременко

Для споживача велике значення має запах харчового продукту, який одночасно з кольором і смаком характеризує не тільки свіжість і якість продукту, але є ідентифікуючою ознакою. Відомо, що натуральні смако-ароматичні речовини, які містяться в харчовій сировині, є дуже нестійкими [1]. За певних умов промислової переробки та тривалого зберігання вони часто випаровуються та руйнуються. Тому слід розвивати нові технології, які змінять підходи до виробництва харчових продуктів високої якості і розширять асортимент харчових продуктів високої біологічної цінності.

Якість харчової продукції визначається сукупністю показників, які характеризують її можливість задовольняти потреби людей, що оцінюється сенсорними (органолептичними) методами. Одним з таких важливих показників сенсорного аналізу є аромат.

Аромат харчових продуктів – інтегральний показник, обумовлений складною сумішшю органічних сполук, утворених під дією певних факторів у технологічному процесі.

Ароматичні речовини покращують смак їжі, сприяють її засвоєнню, збуджують апетит і активізують діяльність травної системи. Достатньо видалити комплекс ароматичних речовин з продукту, щоб він втратив не тільки аромат, але й смак. Такі пряні трави, як петрушка

та кріп є чудовою приправою до їжі, бо мають приємні аромат і смак [2]. Діючими ароматичними основами в них служать ефірні олії, які являють собою нерозчинні у воді летючі речовини.

Ефірна олія – важлива складова петрушки та кропу, яка зумовлює характерний смак і аромат цих рослин [3].

Метою наших досліджень було встановлення періоду збору врожаю петрушки і кропу з максимальним вмістом ефірної олії, для приготування пасти з пряних трав і можливості використання в рецептурі стебел, як джерела вмісту ефірної олії.

У науковій літературі бракує інформації про зміни вмісту ефірної олії у листах і стеблах у процесі їх вирощування та переробки. Тому дослідження в цьому напрямі мають значний теоретичний і практичний інтереси.

Ми вперше провели дослідження динаміки зміни кількісного та якісного складу ефірних олій кропу та петрушки протягом трьох років. Для проведення цих досліджень ми висівали у відкритому ґрунті петрушку та кріп за два терміни: рано навесні з виходом в поле (20.03–20.04, залежно від року); влітку – 1–5 серпня; в плівковій теплиці висівали 5–10 серпня. Для вивчення хімічного складу петрушки й кропу, залежно від збору і вирощування врожаю, ми