

Двочастинкова кореляційна функція «густина–густина» напівобмеженого металу: вплив зовнішнього електричного поля

Петро Костробій¹, Богдан Маркович², Іван Задворняк³

¹ д. ф.-м. н., професор, Національний університет «Львівська політехніка», вул. С. Бандери, 12, Львів, e-mail: petro.kostrobi@gmail.com

² к. ф.-м. н., доцент, Національний університет «Львівська політехніка», вул. С. Бандери, 12, Львів, e-mail: bogdan_markovych@yahoo.com

³ Національний університет «Львівська політехніка», вул. С. Бандери, 12, Львів, e-mail: ivanzadv@yahoo.com

Досліджено вплив зовнішнього постійного електричного поля на двочастинкову кореляційну функцію «густина–густина» $\tilde{M}_0(q | z_1, z_2)$ (статична функція відгуку) для моделі напівобмеженого «желе». Показано, що зовнішнє статичне електричне поле призводить до сильної зміни $\tilde{M}_0(q | z_1, z_2)$ на віддалях від поверхні порядку одного періоду ґратки.

Ключові слова: двочастинкова кореляційна функція, рівняння Шредінгера, напівобмежений метал, поверхневий потенціал.

Вступ. Відомо [1], що локальна електронна структура напівобмеженого металу біля поверхні поділу «метал–вакуум» значною мірою визначається поверхневим потенціалом, який відображає наявність поверхні поділу. Оскільки вигляд поверхневого потенціалу невідомий, то його дуже часто моделюють так, щоб він адекватно описував вплив поверхні поділу «метал–вакуум». З іншого боку, важливою характеристикою електронної підсистеми напівобмеженого металу є кореляційна функція «густина–густина», яка теж впливає на локальну електронну структуру напівобмеженого металу біля поверхні поділу.

Багатьма авторами досліджувалися кореляційні функції для різних моделей поверхневих потенціалів (див. наприклад [2-13]), зокрема, для моделі поверхневого потенціалу у вигляді нескінченного бар'єру [6, 8, 9, 11, 13] і лінійного потенціалу [5, 6, 12].

У цій роботі досліджується кореляційна функція «густина–густина» для моделей поверхневого потенціалу у вигляді сходинки скінченної висоти $V(z) = W\theta(z)$ і поверхневого потенціалу $V(z) = (W + eEz)\theta(z)$, другий доданок якого враховує вплив зовнішнього постійного електричного поля.

1. Формулювання задачі

Розглянемо систему, яка складається з N електронів, що містяться в області

$$\Omega = \left\{ (x, y, z) : -\frac{1}{2}\sqrt{S} \leq x \leq \frac{1}{2}\sqrt{S}, -\frac{1}{2}\sqrt{S} \leq y \leq \frac{1}{2}\sqrt{S}, -\frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2} \right\}$$

у полі додатного неоднорідно розподіленого заряду густини $\rho(\vec{R}) = \rho(\vec{R}_{\parallel}, Z)$, де $\vec{R}_{\parallel} = (X, Y)$. До того ж справджується така умова

$$\lim_{N, S, L \rightarrow \infty} \frac{N}{SL} = const.$$

Гамільтоніан системи запишемо таким чином

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^N \Delta_i - e \sum_{i=1}^N \varphi(\vec{r}_i) + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^N \frac{e^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} + \frac{1}{2} \int_{\Omega} d\vec{R}_1 \int_{\Omega} d\vec{R}_2 \frac{\rho(\vec{R}_1) \rho(\vec{R}_2)}{|\vec{R}_1 - \vec{R}_2|}. \quad (1)$$

Тут $\hbar = h/2\pi$, h — стала Планка, m — маса електрона, e — заряд електрона, Δ_i — оператор Лапласа, \vec{r} — радіус-вектор електрона, $\varphi(\vec{r}) = \int_{\Omega} d\vec{R} \rho(\vec{R}) / |\vec{R} - \vec{r}|$ — потенціал, який створюється додатним зарядом.

Для моделі напівобмеженого «желе» гамільтоніан (1), як показано в [10], має вигляд

$$H = H_{jell}^{unif} + \sum_{i=1}^N V(\vec{r}_i),$$

де

$$H_{jell}^{unif} = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^N \Delta_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^N \frac{e^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} - \frac{e^2 N}{SL/2} \sum_{i=1}^N \int_{\Omega} d\vec{R} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{R}|} + \frac{(eN)^2}{2(SL/2)^2} \int_{\Omega} d\vec{R} \int_{\Omega} d\vec{R}' \frac{1}{|\vec{R} - \vec{R}'|}$$

— гамільтоніан необмеженого «желе»,

$$V(\vec{r}_i) = e \int_{\Omega} d\vec{R} \frac{eN/(SL/2) - \rho_{jell}(\vec{R})}{|\vec{r}_i - \vec{R}|} + \frac{1}{2N} \int_{\Omega} d\vec{R} \int_{\Omega} d\vec{R}' \frac{\rho_{jell}(\vec{R}) \rho_{jell}(\vec{R}') - (eN/(SL/2))^2}{|\vec{R} - \vec{R}'|}$$

— поверхневий потенціал.

Для випадку плоскої поверхні поділу «метал–вакуум», яка описується рівнянням $Z = -d$

$$\rho_{jell}(\vec{R}) = \rho_{jell}(Z) = \rho_0 \theta(-d - Z), \quad \rho_0 = \frac{eN}{SL/2},$$

а поверхневий потенціал є функцією тільки нормальної до поверхні поділу координати електрона (координати z): $V(\vec{r}) \equiv V(z)$.

Як показано у праці [13], двочастинкова кореляційна функція «густина-густина» визначається співвідношенням

$$\mathfrak{M}_0(q | z_1, z_2) = \frac{L^2}{\beta} \sum_{\alpha_1, \alpha_2} \Lambda_{\alpha_1, \alpha_2}(q) \varphi_{\alpha_1}^*(z_1) \varphi_{\alpha_2}(z_1) \varphi_{\alpha_2}^*(z_2) \varphi_{\alpha_1}(z_2), \quad (2)$$

де

$$\Lambda_{\alpha_1, \alpha_2}(q) = -\frac{2m}{\hbar^2} \frac{S}{2\pi} f(q, \alpha_1, \alpha_2);$$

$$f(q, \alpha_1, \alpha_2) = \frac{\alpha_2^2 - \alpha_1^2 + q^2}{q^2} \theta(p_F - \alpha_1) \left\{ 1 - \sqrt{1 - 4q^2 \frac{p_F^2 - \alpha_1^2}{(\alpha_2^2 - \alpha_1^2 + q^2)^2}} \right\} \times \\ \times \theta \left[1 - 4q^2 (p_F^2 - \alpha_1^2) / (\alpha_2^2 - \alpha_1^2 + q^2)^2 \right];$$

$\theta(z)$ — функція Хевісайда; $p_F = (9\pi/4)^{1/3} / r_s$; r_s — параметр Бракнера [14]; z_1, z_2 — нормальні до площини поділу координати електронів; α — квантове число; $\varphi_\alpha(z)$ — власні функції поверхневого потенціалу, які є розв'язками одновимірного рівняння Шредінгера

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right) \varphi_\alpha(z) = \varepsilon_\alpha \varphi_\alpha(z). \quad (3)$$

Тут $\varepsilon_\alpha = \hbar^2 \alpha^2 / (2m)$.

Функції $\varphi_\alpha(z)$ задовольняють крайову умову

$$\varphi_{\alpha \leq s}(-L/2) = 0. \quad (4)$$

Отже, для обчислення кореляційної функції (2) потрібно знайти розв'язки рівняння (3) для заданої моделі $V(z)$.

2. Власні функції $\varphi_\alpha(z)$ для різних моделей поверхневого потенціалу $V(z)$

2.1. Поверхневий потенціал у вигляді сходинки скінченної висоти. Для моделі поверхневого потенціалу у вигляді сходинки скінченної висоти

$$V(z) = \begin{cases} W, & z > 0, \\ 0, & z < 0, \end{cases} \quad (5)$$

де $W = \hbar^2 s^2 / (2m)$, W — висота бар'єру, а s — параметр, який задає висоту бар'єру.

Розв'язки рівняння Шредінгера (3) такі:

$$\varphi_\alpha(z) = \begin{cases} C_\alpha \left[-\sin(\alpha z - \gamma_\alpha) \theta(-z) + \frac{\alpha}{s} \exp(-\kappa_\alpha z) \theta(z) \right], & \alpha \leq s, \\ \sqrt{\frac{2}{L}} \left[\cos(\alpha z) \theta(-z) + \cos\left(\sqrt{\alpha^2 - s^2} z\right) \theta(z) \right], & \alpha > s; \end{cases}$$

де $\gamma_\alpha = \arcsin(\alpha/s)$, $\kappa_\alpha = \sqrt{s^2 - \alpha^2}$, $C_\alpha = 2/\sqrt{L + 2/\kappa_\alpha}$, α визначається з умови (4), тобто є розв'язком рівняння

$$\alpha = 2\pi n/L - \gamma_\alpha, \quad n \in \mathbb{N}. \quad (6)$$

2.2. Поверхневий потенціал (5) у разі накладання зовнішнього електричного поля. Під час накладання зовнішнього постійного електричного поля перпендикулярно до поверхні поділу поверхневий потенціал подаємо так:

$$V(z) = \begin{cases} W + eEz, & z > 0, \\ 0, & z < 0, \end{cases} \quad (7)$$

де E — напруженість постійного електричного поля, прикладеного перпендикулярно до поверхні.

Власні функції $\varphi_\alpha(z)$ (розв'язки рівняння Шредінгера (3)) такі

$$\varphi_\alpha(z) = \frac{2}{\sqrt{L}} \left\{ \sin(\alpha z + \gamma_\alpha) \theta(-z) + \sin(\gamma_\alpha) \frac{\text{Ai}\left[k^{1/3} z + k^{-2/3}(s^2 - \alpha^2)\right]}{\text{Ai}\left[k^{-2/3}(s^2 - \alpha^2)\right]} \theta(z) \right\},$$

де $k = \frac{2meE}{\hbar^2}$, $\gamma_\alpha = \arctg\left\{ \alpha k^{-1/3} \frac{\text{Ai}\left[k^{-2/3}(s^2 - \alpha^2)\right]}{\text{Ai}'\left[k^{-2/3}(s^2 - \alpha^2)\right]} \right\}$, $\text{Ai}(z)$ — функція Ейрі [15], $\text{Ai}'(z)$ —

похідна від функції Ейрі, α визначається з умови (4), тобто є розв'язком рівняння

$$\alpha = 2\pi n/L + \gamma_\alpha, \quad n \in \mathbb{N}. \quad (8)$$

3. Числові розрахунки двочастинкової електронної кореляційної функції «густина–густина»

Запишемо вираз (2) у безрозмірній формі ($q^* = qa_B$, $z^* = za_B^{-1}$, де a_B — борівський радіус). Отримаємо

$$\tilde{\mathfrak{M}}_0(q^* | z_1^*, z_2^*) = \mathfrak{M}_0(q | z_1, z_2) \left/ \left(-\frac{SL^2}{\beta} \frac{m}{\hbar^2} \frac{p_F}{\pi^2 a_B} \right) \right.$$

Здійснивши перехід від сумування по α до інтегрування за цією змінною за правилом

$$\sum_{\alpha}(\cdot) = \int(\cdot)G(\alpha)d\alpha,$$

де $G(\alpha) = dn/d\alpha$ — густина станів, а n визначається з формул (6), (8), одержимо такий вираз для обчислення кореляційної функції

$$\tilde{\mathfrak{M}}_0(q|z_1, z_2) = \frac{4}{\pi p_F} \int_0^{p_F} d\alpha_1 \bar{\varphi}_{\alpha_1}(z_1) \bar{\varphi}_{\alpha_1}(z_2) \int_0^{+\infty} d\alpha_2 \bar{\varphi}_{\alpha_2}(z_1) \bar{\varphi}_{\alpha_2}(z_2) f(q, \alpha_1, \alpha_2), \quad (9)$$

де $\bar{\varphi}_{\alpha}(z) = \sqrt{L} \varphi_{\alpha}(z)/2$. Вираз (9) є справедливий для обох моделей поверхневих потенціалів (5), (7).

Кореляційна функція $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q|z_1, z_2)$ є функцією від координат z_1 і z_2 , а також від змінної q . Окрім того, вона залежить від параметрів s і k , які задаються висотою бар'єру W та напруженістю зовнішнього постійного електричного поля E . Дослідження проведено для калію (параметр $r_s = 4,86$, період ґратки $9,87a_B$ [14]). Параметр $s = 1,01 p_F$.

На рис. 1 подано залежність функції $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q|z_1, z_2)$ від параметра q для фіксованих нормальних до площини поділу координат електронів $z_1 = z_2$. Бачимо, що ця залежність у приповерхневій області (наприклад, для координат $z_1 = z_2 = -1a_B$ та $z_1 = z_2 = -3a_B$) суттєво відрізняється у випадку наявності чи відсутності зовнішнього електричного поля. Суцільною лінією на графіку зображено таку залежність у глибині металу (тобто для $z_1, z_2 < -20a_B$). У таких областях залежність співпадає для обох моделей поверхневих потенціалів (5) і (7), а це означає, що прикладене зовнішнє електричне поле не проникає на такі віддалі.

Найшвидше функція змінюється поблизу $q = 2p_F$ для електронів у глибині металу. Для $q \gg p_F$ кореляційна функція $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q|z_1, z_2)$ прямує до нуля.

На рис. 2 показано кореляційну функцію $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q|z_1, z_2)$ для випадку, якщо зафіксовано координату z_1 одного з електронів і значення q , а координата z_2 другого електрона змінюється з глибини металу до поверхні поділу «метал–вакуум» за наявності та відсутності зовнішнього електричного поля. Для порівняння додані результати для нескінченно високого потенціального бар'єру, власні функції для якого відомі (див., наприклад [16]). Суцільна лінія відповідає поверхневому потенціалу, обчисленому на основі формули (5), а штрихова — потенціалу, обчисленому на основі (7) із напруженістю $E = 20$ В/нм, пунктирна відповідає нескінченно високому бар'єру.

З рис. 2 видно, що наявність зовнішнього електричного поля має наслідком пониження максимуму кореляційної функції в околі $z_1 \sim -0,5a_B$ (див. рис. 2а, б), а з віддаленням від поверхні (зокрема для $z_1 = -6 \dots -3a_B$, що видно з рис. 1 і рис. 2д-ж) призводить до його збільшення. Це пояснюється зсуванням осциляцій електронної густини біля поверхні поділу «метал–вакуум» у разі прикладання зовнішнього поля. На рис. 2а-г максимум кореляційної функції $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q|z_1, z_2)$ для моделей поверхневих потенціалів (5) і (7) значно більший, ніж для моделі нескінченного бар'єру.

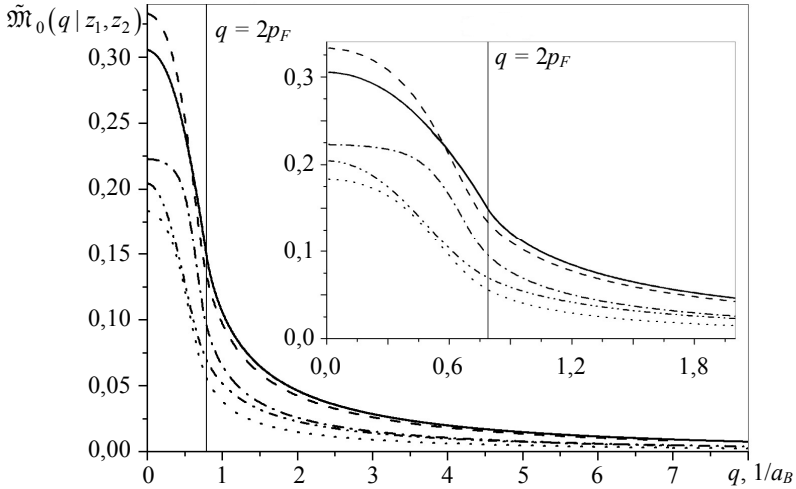


Рис. 1. Залежність двочастинкової кореляційної функції $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q | z_1, z_2)$ від q для таких нормальних до площини поділу координат електронів:
 $z_1 = z_2 = -20a_B$ (суцільна лінія — для поверхневих потенціалів (5) і (7)),
 $z_1 = z_2 = -3a_B$ (штрихова для потенціалу (7), штрих-пунктирна — для (5)),
 $z_1 = z_2 = -1a_B$ (штрих-двопунктирна — для потенціалу (7), пунктирна — для (5)).
 У випадку поверхневого потенціалу (7) $E = 20 \text{ В/нм}$

Числові розрахунки (див. рис. 2*д, е*) показують, що для $z_1 \sim -5 \dots -1a_B$ у моделі поверхневого потенціалу (5) різко проявляється другий пік функції $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q | z_1, z_2)$ у разі $z_2 = -z_1$, що відображає присутність сил зображення. Наявність другого піку пов'язана з коректним врахуванням станів з $\alpha > s$.

У глибині металу ($z_2 < -20a_B$) кореляційна функція $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q | z_1, z_2)$ не залежить від моделей поверхневого потенціалу, що свідчить про зникнення впливу поверхні поділу на характеристики системи.

Зауважимо, що в глибині металу (див. рис. 3) графік $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q | z_1, z_2)$ як функції від координати z_2 симетричний відносно прямої $z_2 = z_1$ зі строгим максимумом у цій точці, чого не спостерігаємо поблизу поверхні (див. рис. 2), де втрачається симетричність і розвивається пік внаслідок впливу поверхні й ефектів зображення. На рис. 4 зображено залежність кореляційної функції $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q | z_1, z_2)$ для моделі лінійного поверхневого потенціалу для різних значень напруженості зовнішнього електричного поля ($z_1 = \text{const}, q = \text{const}$). Поблизу поверхні (див. рис. 4*а, б*) збільшення напруженості призводить до пониження максимуму функції $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q | z_1, z_2)$. З віддаленням від поверхні (див. рис. 4*в, г*) суттєвого впливу величини напруженості на $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q | z_1, z_2)$ немає. Для $z_2 \sim -20a_B$ вплив напруженості вже не проявляється (див. рис. 3), оскільки графіки функції $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q | z_1, z_2)$ для різних значень E співпадають.

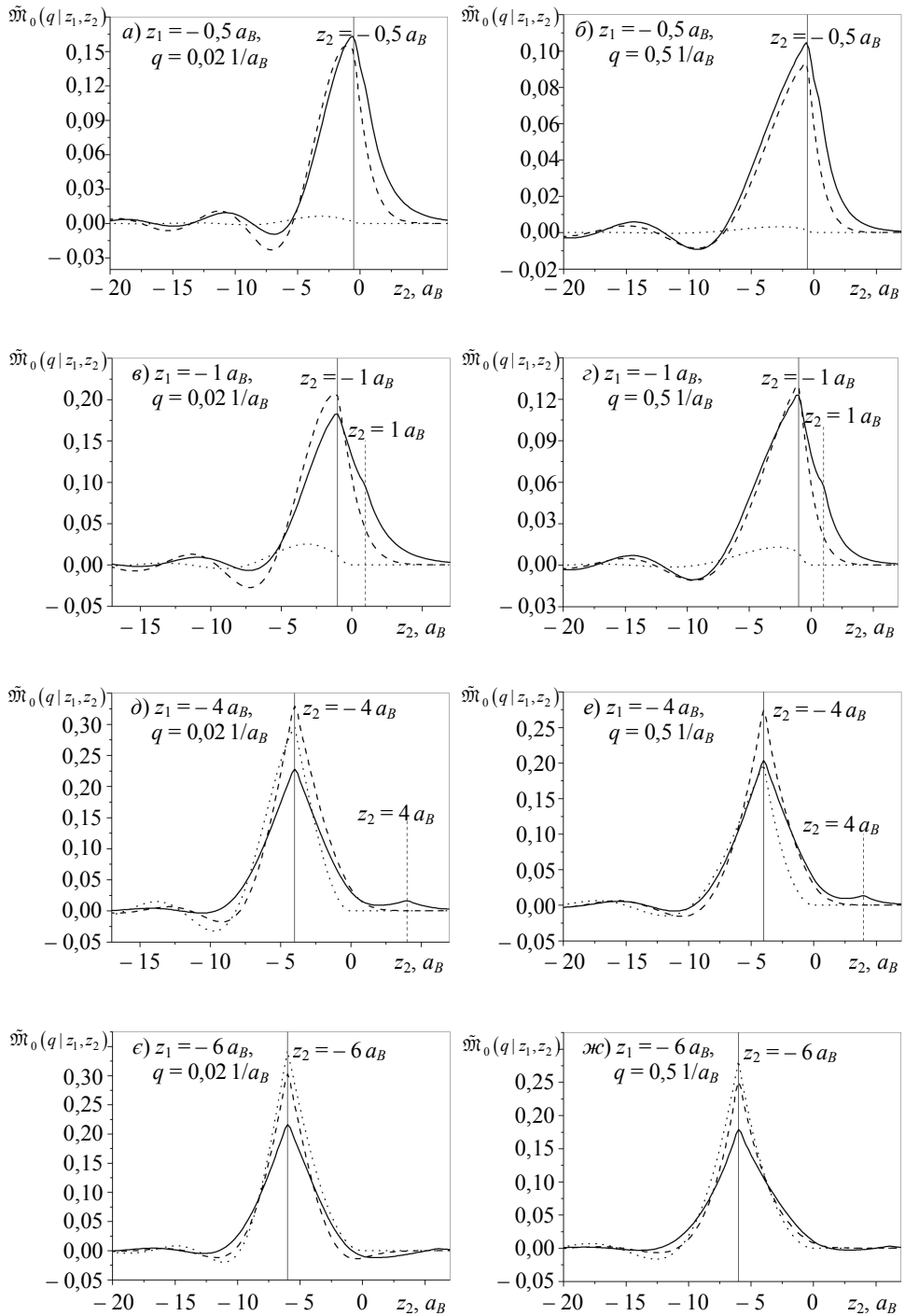


Рис. 2. Залежність $\mathfrak{M}_0(q | z_1, z_2)$ від координати z_2 за фіксованої координати z_1 та параметра q для різних моделей поверхневого потенціалу

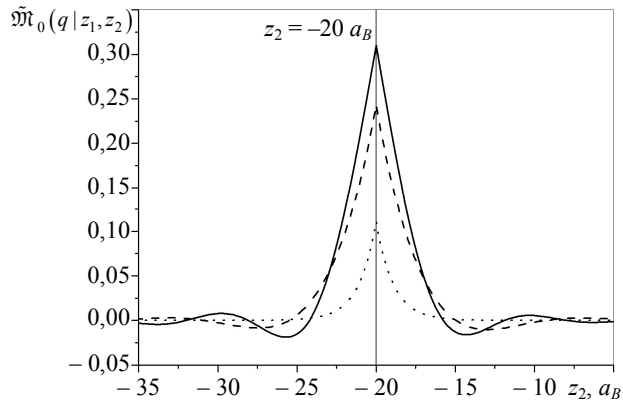


Рис. 3. Залежність кореляційної функції $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q | z_1, z_2)$ від координати z_2 за фіксованої іншої координати $z_1 = -20 a_B$ та різних значень q : $q = 0,02 (a_B)^{-1}$ (суцільна лінія), $q = 0,5 (a_B)^{-1}$ (штрихова лінія), $q = 1 (a_B)^{-1}$ (пунктирна лінія)

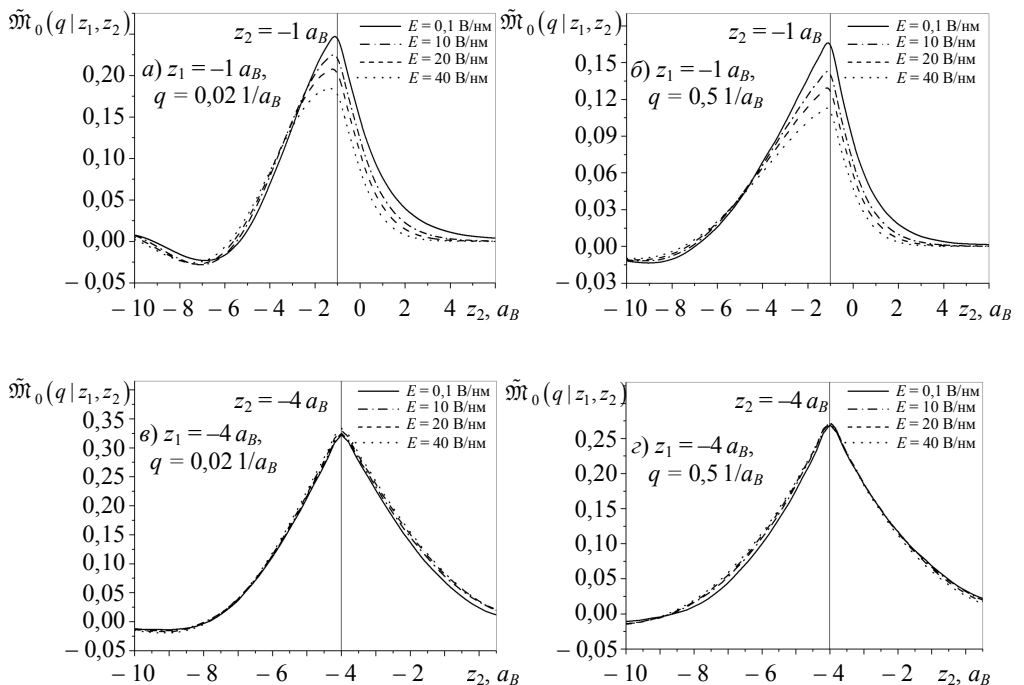


Рис. 4. $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q | z_1, z_2)$ як функція від координати z_2 за фіксованої координати z_1 і параметра q для різних значень напруженості зовнішнього електричного поля у випадку моделі поверхневого потенціалу (7)

Висновки. Наявність зовнішнього електричного поля впливає на зміну кореляційної функції $\tilde{\mathcal{M}}_0(q|z_1, z_2)$ у приповерхневій області (з віддаленням від поверхні на віддаль довжиною до періоду ґратки). У глибині металу (на віддаль від поверхні, більших за два періоди ґратки) всі отримані нами результати співпадають між собою у випадку відсутності та наявності зовнішнього електричного поля. Окрім цього, вони співпадають із результатами, отриманими для нескінченно високого поверхневого потенціалу [13]. Це пояснюється тим, що в глибині металу не проявляється ні вплив поверхні, ні вплив прикладеного зовнішнього електричного поля. Врахування надбар'єрних станів ($\alpha > s$) для моделі поверхневого потенціалу (5) призводить до виникнення другого піку кореляційної функції, що свідчить про коректне врахування сил зображення. У випадку $s \rightarrow \infty$ або $k \rightarrow \infty$ отримані нами результати для кореляційної функції для поверхневих потенціалів (5) і (7) збігаються з результатами праці [13].

Література

- [1] *Kohn, W.* Edge electron gas / *W. Kohn, A. E. Mattsson* // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 81, No 16. — P. 3487-3490.
- [2] *Newns, D. M.* Dielectric response of a semi-infinite degenerate electron gas / *D. M. Newns* // *Phys. Rev. B.* — 1970. — Vol. 1, No 8. — P. 3304-3322.
- [3] *Langreth, D. C.* Exchange-correlation energy of a metallic surface: Wave vector analysis / *D. C. Langreth* // *Phys. Rev. B.* — 1977. — Vol. 15, Issue 6. — P. 2884-2901.
- [4] *Chakravarty, S.* Dynamic response of inhomogeneous Fermi systems / *S. Chakravarty, M. B. Fogel, W. Kohn* // *Phys. Rev. Lett.* — 1979. — Vol. 43, Issue 11. — P. 775-778.
- [5] *Sahni, V.* Exchange charge density at metallic surfaces / *V. Sahni* // *Phys. Rev. B.* — 1984. — Vol. 29, Issue 2. — P. 1045-1047.
- [6] *Sahni, V.* Image charge at a metal surface / *V. Sahni, K.-P. Bohnen* // *Phys. Rev. B.* — 1985. — Vol. 31, Issue 12. — P. 7651-7661.
- [7] *Harbola, M. K.* Structure of the Fermi hole at surfaces / *M. K. Harbola, V. Sahni* // *Phys. Rev. B.* — 1988. — Vol. 37, Issue 2. — P. 745-754.
- [8] *Kostrobyj, P. P.* A new approach to calculate the thermodynamic potential of an inhomogeneous electron gas / *P. P. Kostrobij, B. M. Markovych* // *Condens. Matter Phys.* — 2003. — Vol. 6, No 2. — P. 347-362.
- [9] *Kostrobyj, P. P.* An effective potential of electron-electron interaction in semi-infinite jellium / *P. P. Kostrobij, B. M. Markovych* // *Condens. Matter Phys.* — 2006. — Vol. 9, No 4. — P. 747-756.
- [10] *Kostrobyj, P. P.* Semi-infinity metal: perturbative treatment based on semi-infinity jellium / *P. P. Kostrobij, B. M. Markovych* // *Condens. Matter Phys.* — 2008. — Vol. 4, No 56. — P. 641-651.
- [11] *Костробій, П. П.* Статистична теорія просторово-обмежених систем заряджених фермі-частинок: I. Метод функціонального інтегрування та ефективні потенціали / *П. П. Костробій, Б. М. Маркович* // *Журнал фіз. досл.* — 2003. — Т. 7, № 2. — С. 195-206.
- [12] *Костробій, П. П.* Дослідження впливу зовнішнього електричного поля на електронну густину напівобмеженого металу / *П. П. Костробій, Б. М. Маркович* // *Укр. фіз. журнал.* — 2007. — Т. 52, № 3. — С. 170-174.
- [13] *Костробій, П. П.* Двочастинкова кореляційна функція «густина-густина» напівобмеженого електронного газу із врахуванням поправки на локальне поле / *П. П. Костробій, Б. М. Маркович, О. З. Казановська.* — Львів, НАН України, ІФКС, 2006. — 16 с. — (Препринт / НАН України, ІФКС. ІСМР-06-15U).
- [14] *Киттель, Ч.* Квантовая теория твердых тел / *Ч. Киттель.* — Москва: Наука, 1967. — 791 с.

- [15] *Абрамовиц, М.* Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами; пер. с англ. *В. А. Диткина* и *Л. Н. Кармазиной* / *М. Абрамовиц, И. Стиган* — Москва: Изд-во «Наука», Глав. ред. физ.-мат. лит-ры, 1979. — 832 с.
- [16] *Вакарчук, І. О.* Квантова механіка: підручник; 2-ге вид., доп. / *І. О. Вакарчук*. — Львів: ЛНУ Івана Франка, 2004. — 784 с.

Two-particle correlation function «density–density» for a semi-infinite metal: the influence of static electric field

Petro Kostrobii, Bogdan Markovych, Ivan Zadvorniak

The influence of static electric field on two-particle correlation function «density–density» $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q|z_1, z_2)$ (static response function) for the model of semi-infinite jellium is investigated. It is shown that the presence of the external static electric field leads to the considerable change of $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q|z_1, z_2)$ for the distances from the surface equal to approximately one period of lattice.

Двухчастичная корреляционная функция «плотность–плотность» полугограниченного металла: влияние внешнего электрического поля

Петр Костробий, Богдан Маркович, Иван Задворняк

Исследовано влияние внешнего постоянного электрического поля на двухчастичную корреляционную функцию «плотность–плотность» $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q|z_1, z_2)$ (статистическая функция реакции) для модели полугограниченного «железа». Показано, что наличие внешнего статического электрического поля приводит к сильному изменению $\tilde{\mathfrak{M}}_0(q|z_1, z_2)$ на расстояниях от поверхности порядка одного периода решетки.

Отримано 05.07.11