

## ОЦІНКА ПАРАМЕТРІВ МЕТАЛІЗАЦІЇ ГЕЛІЮ

В.Т. ШВЕЦЬ, С.В. КОЗИЦЬКИЙ, Т.В. ШВЕЦЬ

УДК 539.2; 537.311/3  
©2012

Одеська державна академія холоду  
(Вул. Дворянська, 1/3, Одеса 65026; e-mail: [admin@osar.odessa.ua](mailto:admin@osar.odessa.ua) info@onma.edu.ua)

---

Розраховано мінімальну густину, за якої гелій переходить у металічний стан. Вона становить приблизно  $5 \text{ г/см}^3$ . Оцінено також температуру переходу метал–діелектрик. Вона становить приблизно  $9000 \text{ К}$ . З цією метою досліджували парну ефективну міжйонну взаємодію в гелії та його електричний опір в околі точки переходу в металічний стан. Розгляд ґрунтувався на моделі майже вільних електронів. У ролі малого параметра використовували відношення потенціалу взаємодії електронів провідності з одноразово іонізованими атомами гелію до енергії Фермі. Взаємодію між електронами враховували відповідно до дифракційної моделі металу, тобто через екранування електрон-іонної взаємодії. Обмінну взаємодію і кореляції електронів провідності враховували у наближенні локального поля.

---

### 1. Вступ

Існування металічного водню вперше було передбачено Вігнером і Хантінгтоном у 1935 році [1]. Припускалось, що при високому тиску водень має перейти із двоатомного молекулярного стану ізолятора в одноатомний стан з металічною провідністю. До 1978 року відноситься перше повідомлення про відкриття металічного водню [2]. Автори роботи повідомили про відкриття металічного водню при тиску у 2 Мбар з електричним опором  $1000 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ . Вважається, що найбільш надійні експериментальні результати щодо металічного водню отримано у роботі [3] у 1996 році, де детально досліджено залежності електричного опору від тиску і температури. При цьому рідкий молекулярний водень піддавали ударному стисканню до високих тисків у інтервалі  $0,93\text{--}1,80 \text{ Мбар}$  при температурах  $2200\text{--}4400 \text{ К}$ . При тиску  $1,4 \text{ Мбар}$ , густині  $0,64 \text{ г/см}^3$  і температурі  $3000 \text{ К}$  спостерігався перехід метал–діелектрик з коефіцієнтом електричного опору металічної фази  $500 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ . В обговорюваному

експерименті серед термодинамічних параметрів водню вимірювали лише тиск, причому з високою точністю, до 1%. Також експериментально вимірювали електричний опір, але з відносно невисокою точністю у 25–50%. Наведені вище значення густини і температури водню у точці переходу метал–діелектрик є результатом проведеного авторами комп'ютерного моделювання методом молекулярної динаміки. Точність таких обчислень не обговорювалась. Насправді вона є невисокою внаслідок складності і наближеності виразу для потенціалу ефективної міжйонної взаємодії.

Ситуація з металізацією гелію значно складніша й досі немає жодної інформації про отримання в земних умовах гелію у металічному стані. Причина, очевидно, у тому, що незважаючи на зростаючі експериментальні можливості щодо досягнення високих значень тиску, густини і температури, все ще не вдається досягти потрібних значень для металізації гелію. Зауважимо, що, наприклад, для кисню подібна задача успішно експериментально розв'язана [4, 5]. Ситуація для гелію ускладнюється ще й тому, що потрібні для металізації гелію значення термодинамічних параметрів досі невідомі.

Метою даної роботи є з'ясування деяких з цих параметрів, а саме: температури і густини, за яких може спостерігатись перехід метал–діелектрик у гелії. Для цього проаналізуємо дві характеристики металічного гелію: парну ефективну міжйонну взаємодію і коефіцієнт електричного опору. Залежність коефіцієнта електричного опору від густини є сильною. Під час використання моделі майже вільних електронів відповідний вираз розбігається при наближенні до точки переходу метал–діелектрик з боку металічної фази. Це і дає, з нашої точки зору, можливість визначити густину у точці переходу. Від температури електричний опір залежить порівняно слабо, і неточність в

оцінці температури в точці переходу мало впливає на знайдене в ній значення густини. У свою чергу, парна ефективна міжйонна взаємодія залежить лише від густини системи. Параметри парного потенціалу дозволяють при порівнянні їх значень з відповідними параметрами металічного водню, для якого температура точки переходу вважається відомою, оцінити цю температуру і для металічного гелію.

## 2. Модель металу

Найпопулярнішою моделлю металу є дифракційна модель. Вона, як правило, ґрунтується на теорії псевдопотенціалів [6,7], у межах якої відносно сильний потенціал електрон-іонної взаємодії замінюється менш сильним псевдопотенціалом. Така заміна пришвидшує збіжність рядів теорії збурень для різних характеристик металів, але розплатою за це є нелокальність і нелінійність псевдопотенціалу, неможливість його достатньо точних розрахунків для неупорядкованих систем. Альтернативою є врахування, коли необхідно, старших порядків теорії збурень при використанні звичайних потенціалів. При підході, що ґрунтується на теорії псевдопотенціалів, зазвичай використовують модельні локальні псевдопотенціали з двома і більше підґінними параметрами. Останні підбираються на основі використання підходящої експериментальної інформації. Єдиним металом, де такої проблеми не існує, є металічний водень. Для нього за відсутності внутрішніх електронних оболонок кулонівський потенціал, і псевдопотенціал збігаються. Вже для металічного гелію такого збігу немає. У даній роботі внаслідок обмеженості експериментальної інформації щодо гелію, відмовимось від концепції псевдопотенціалу на користь електростатичного потенціалу, створюваного одноразово іонізованим атомом гелію. Взв'язавши у ролі хвильової функції основного стану іона гелію точний розв'язок для іонізованого іона гелію [8], для фур'є-образу шуканого електростатичного потенціалу легко можна отримати вираз

$$w_0(q) = -\frac{4\pi e^2}{q^2} \left( 2 - \frac{16^2}{(16 + q^2)^2} \right). \quad (1)$$

Характерним безрозмірним параметром задачі є відношення потенціалів електрон-іонної взаємодії до енергії Фермі. Не для всіх значень хвильового вектора це відношення є малим порівняно з одиницею. Однак важливим є те, що для значень хвильового вектора, близьких до  $2k_F$ , суттєвих при обчисленнях різних властивостей неупорядкованих металів [6, 7, 9, 10], це відношення для більшості простих

металів дійсно мале. Оскільки поведінка формфакторів водню і гелію практично для всіх значень хвильового вектора подібна, слід очікувати такої ж поведінки щодо збіжності для рядів теорії збурень для різних властивостей цих металів. Ці ряди, зокрема для водню, не дуже близько до точки переходу метал-діелектрик, досить добре збігаються [11–13].

Засадицим принципом дифракційної моделі металів є врахування точної електрон-електронної взаємодії через екранування потенціалу електрон-іонної взаємодії. З одного боку – це наближення вимушене, оскільки поєднати теорію псевдопотенціалів з точним врахуванням електрон-електронної взаємодії неможливо. З іншого боку – електрон-електронне розсіювання у неупорядкованих металах завдяки закону збереження імпульсу електронної підсистеми не впливає на електронні явища переносу, і таке наближення є добрим. Цей принцип у нашому підході ми залишаємо без змін.

## 3. Парна ефективна міжйонна взаємодія

Для розрахунків парної ефективної міжйонної взаємодії використаємо відомий результат [6, 7, 9, 14], що відповідає другому порядку теорії збурень за потенціалом електрон-іонної взаємодії у рамках дифракційної моделі металу:

$$U_{ef}(R) = \frac{z^2 e^2}{R} - \frac{e^2}{2\pi^2} \int_0^\infty w_0^2(q) \frac{\pi_0(q)}{\varepsilon(q)} \frac{\sin(qR)}{qR} q^2 dq. \quad (2)$$

Тут  $R$  – відстань між іонами,  $\pi_0(q)$  – поляризаційна функція незваженого виродженого електронного газу,  $\varepsilon(q)$  – його діелектрична проникність. Парна ефективна міжйонна взаємодія залежить лише від густини електронного газу. При порівнянні цієї взаємодії для різних речовин не принципове конкретне значення густини. Вважаючи цю густину однаковою для металічного водню і гелію і рівною відомій густині водню у точці переходу метал-діелектрик за умови повної іонізації всіх атомів водню, отримуємо такі залежності парної ефективної міжйонної взаємодії від відстані між іонами, див. рис. 1.

Парна ефективна міжйонна взаємодія досить сильно залежить від вибору наближення при врахуванні обмінної взаємодії і кореляцій електронів провідності. Для деяких наближень не виникає навіть потенціальна яма, так само, як і для наближення випадкових фаз, що цілком нехтує цією взаємодією. На нашу думку, цей факт може слугувати важливим кри-

терієм під час оцінки якості наближення для обмінної взаємодії і кореляцій електронів провідності. Важливим, однак, є те, що відношення глибин потенціальних ям для різних металів, наприклад водню і гелію, залишається при зміні характеру наближень для локального потенціалу практично незмінним. Тому наведено графіки для парних потенціалів лише для одного вибору наближення для обмінної взаємодії і кореляцій електронів провідності, а саме для діелектричної проникності, використаної у класичних роботах Є.Г. Бровмана і Ю.М. Кагана, присвячених багаточастинковій моделі металу включно з металічним воднем (їх огляд міститься у роботі [15]). У цих роботах використано діелектричну проникність електронного газу, запропоновану Гелдарттом і Воско [16]. Тут глибина потенціальної ями для водню становить приблизно 178 К, для гелію – приблизно 488 К. Глибина потенціальної ями, як правило, пов'язана з температурою кипіння металу та її критичною температурою. Для металів із більшою глибиною потенціальної ями ці температури є вищими [6, 7, 14]. Оскільки перехід метал–діелектрик відбувається поблизу критичної точки більшості металів, то це певний дороговказ, коли температура цього переходу невідома, як це і є для гелію. Цілком слушним є припущення про те, що температура металізації гелію буде приблизно утричі вищою за температуру металізації водню. Якщо для водню вона дорівнює 3000 К, то для гелію вона мала б становити 9000 К.

Як показують числові розрахунки тричастинкової ефективної взаємодії у металічному водні, їх внесок у такі параметри двочастинкової взаємодії, як глибина і положення потенціальної ями за певних умов можуть бути доволі суттєвими [15, 17]. Очевидно, така ситуація може виникати і у випадку металічного гелію. Ця обставина вимагає окремого дослідження.

#### 4. Коефіцієнт електричного опору

Для простих неупорядкованих металів з відносно високою провідністю коефіцієнт електричного опору  $R$  визначається відомою формулою Друде, що є безпосереднім наслідком моделі майже вільних електронів:

$$R = \frac{m}{ne^2} \tau^{-1}, \quad (3)$$

де  $n$  – густина електронного газу,  $\tau$  – час релаксації для процесу електропровідності.

Побудові теорії збурень для опору рідких металів присвячено велику кількість робіт [18–28]. Надалі для конкретних розрахунків використаємо роботу [18].

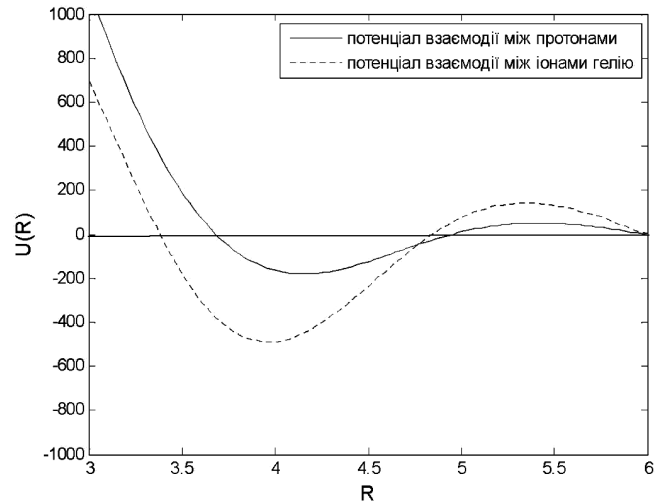


Рис. 1. Парна ефективна міжіонна взаємодія для водню і гелію. Відстань між іонами  $R$  подана в атомній системі одиниць, потенціал  $U(R)$  вимірюється в градусах Кельвіна

У межах теорії лінійної реакції Кубо і методу двочасових загаяних функцій Гріна [28] обернений час релаксації можна подати у вигляді такого ряду за електрон-протонною або електрон-іонною взаємодіями:

$$\tau^{-1} = \sum_{n=2}^{\infty} \tau_n^{-1}. \quad (4)$$

Загальний член цього розвинення має вигляд

$$\tau_n^{-1} = \frac{N}{V^n} \times \sum_{\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_n} W(\mathbf{q}_1) \dots W(\mathbf{q}_n) S(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_n) \Gamma(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_n). \quad (5)$$

Ідея такого представлення, а також відповідні позначення запозичено із розвинення енергії основного стану електронного газу у простих кристалічних металах у ряд за електрон-іонною взаємодією [15]. Тут  $S(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_n)$  –  $n$ -частинковий структурний фактор іонної підсистеми,  $N$  – кількість іонів у системі,  $\Gamma(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_n)$  – електронний багатополосник для процесу електропровідності.

Внесок другого порядку в обернений час релаксації для простих неупорядкованих металів достатньо давно і детально вивчено і має вигляд

$$\tau_2^{-1} = \frac{m}{12\pi^3 \hbar^3} \int_0^{2k_F} W^2(x) S(x) x^3 dx. \quad (6)$$

Тому зразу ж перейдемо до розгляду члена третього порядку. Він має вигляд

$$\tau_3^{-1} = \frac{N}{V^3} \times \sum_{\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3} W(\mathbf{q}_1)W(\mathbf{q}_2)W(\mathbf{q}_3)S(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3)\Gamma(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3). \quad (7)$$

Для незваємодіючого електронного газу електронний триполюсник, отриманий методом кінетичного рівняння для процесу електропровідності, має вигляд

$$\Gamma(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1) = \frac{\pi \hbar}{3mNk_B T} (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)^2 n(\mathbf{k}_1) [1 - n(\mathbf{k}_1)] \frac{\delta(\varepsilon_{\mathbf{k}_2} - \varepsilon_{\mathbf{k}_1})}{\varepsilon_{\mathbf{k}_2} - \varepsilon_{\mathbf{k}_3}}, \quad (8)$$

де  $T$  – абсолютна температура,  $k_B$  – стала Больцмана,  $n(k)$  – функція розподілу електронів Фермі–Дірака.

Після багатьох перетворень [28] вираз для внеску третього порядку можна звести до такого інтеграла:

$$\tau_3^{-1} = \frac{m^2}{24\pi^5 \hbar^5 k_F^2} \int_0^\infty \frac{f(k)}{k_F - k} dk. \quad (9)$$

Головна проблема, що виникає під час розгляду внеску третього порядку в електроопір – це тричастинковий структурний фактор іонної підсистеми. Для останнього, звичайно, використовують геометричне наближення [28–30]:

$$S(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3) = S(\mathbf{q}_1)S(\mathbf{q}_2)S(\mathbf{q}_3). \quad (10)$$

Наслідком цієї апроксимації є такий вираз для функції  $f(k)$ :

$$f(k) = \frac{1}{k_F + k} \sum_{n=0}^\infty (2n + 1) A_n B_n^2(k),$$

де

$$A_n = \int_0^{2k_F} W(q)S(q)P_n \left( \frac{2k_F^2 - q^2}{2k_F^2} \right) q^3 dq,$$

$$B_n(k) = \int_{|k-k_F|}^{k+k_F} W(q)S(q)P_n \left( \frac{k^2 + k_F^2 - q^2}{2kk_F} \right) q dq,$$

а  $P_n(x)$  – поліном Лежандра  $n$ -го степеня.

У більшості практично важливих випадків при обчисленні електричного опору неупорядкованих металів цілком достатнім є врахування членів другого і третього порядків, але поблизу точки переходу метал–діелектрик вже потрібно підсумовувати весь ряд теорії збурень. Нині це все ще нереальна задача. Тому обмежимося обчисленням внесків другого і третього порядків залежно від густини. Наближення точки переходу, де ряд теорії збурень розбігається, фіксуватимемо по наближенню величини поправки третього порядку до внеску другого порядку в електроопір.

Отриманий нами вираз для коефіцієнта електричного опору містить лише дві ключові функції, що визначають точність числових розрахунків електричного опору: формфактор потенціалу протона або іона та парний структурний фактор іонної підсистеми. Зауважимо, що результати обчислень електричного опору мало чутливі до вибору наближення для діелектричної проникності електронного газу. При цьому цілком можна обмежитись, наприклад, наближенням випадкових фаз. Для водню у металічному стані формфактор відомий точно – це кулонівський потенціал точкового заряду. Для одноразово іонізованого іона гелію формфактор також може бути розрахований з високою точністю. Залишається парний структурний фактор іонної підсистеми. На відміну від рідких металів поблизу температури плавлення, де є вичерпні експериментальні дані і парний структурний фактор можна взяти просто з експерименту, для водню у металічному стані таких даних немає. Гелій взагалі ще не отриманий у металічному стані. Залишається єдиний можливий варіант – використати модельний вираз для зазначеного структурного фактора. Найбільш популярною моделлю, що використовується для знаходження парного структурного фактора, є модель твердих сфер [31]. Яка містить єдиний підгінний параметр – діаметр твердих сфер, який не можна розрахувати у межах самої моделі. Відповідно до роботи [32] діаметр твердих сфер знаходитимемо з умови рівності кінетичної і потенціальної енергії протонів або іонів при їх максимальному зближенні. Цей алгоритм ґрунтується на використанні парної ефективної міжпротонної або міжіонної взаємодії, розглянутої у попередніх параграфах.

Як зазначалось вище, для водню перехід метал–діелектрик спостерігається при густині 0,64 г/см<sup>3</sup>. Але електронна густина, за якої спостерігається рівність членів другого і третього порядків теорії збурень, становить менше 40% від густини при повній

іонізації водню. Експериментальне підтвердження такого висновку було отримано в роботі [33], що відрізнялась від роботи [3] ширшим спектром вимірюваних параметрів металічного водню. Зокрема, у цій роботі вимірювали й долю іонізованих атомів водню, яка і становила приблизно 40%. Теоретичне обґрунтування цього експериментального факту вперше отримано у роботі [34]. Зрозуміло, більш точні розрахунки вимагають і врахування розсіяння електронів провідності на нейтральних атомах, що і було виконано у цитованій роботі, але на саму розбіжність це не впливає. Такий збіг розбіжності електричного опору, розрахованого у моделі майже вільних електронів, з точкою переходу метал–діелектрик не випадковий і дозволяє прогнозувати, наприклад, густину електронів провідності за поведінкою електричного опору тоді, коли ця густина експериментально не реалізована. На рис. 2 наведено графік залежності електричного опору гелію у металевому стані поблизу точки переходу метал–діелектрик для температури 9000 К.

Як видно з рисунка, у точці переходу метал–діелектрик густина при іонізації всіх атомів гелію приблизно  $5 \text{ г/см}^3$ . При вимірюванні густини переходу у грам атомах – це приблизно вдвічі більша густина, ніж у випадку металізації водню. Слід зауважити, що з аналізу електропровідності можна отримати лише нижню межу для густини переходу, оскільки при частковій іонізації атомів гелію густин системи, що складається з іонізованих і неіонізованих атомів гелію буде більшою. Як уже зазначалось вище, густина електронів провідності, що відповідає точці переходу метал–діелектрик, практично не залежить від температури. Як показують числові розрахунки, для вдвічі вищої температури густина електронів провідності у гелії залишається тою ж самою.

## 5. Висновки

Оскільки глибина потенціальної ями для гелію приблизно утричі більша за відповідну глибину для водню, припускаємо, що температура переходу у металевий стан для гелію приблизно у такій же пропорції більша. Тобто ця температура становитиме при розглянутій густині не менше 9000 К. Така висока температура переходу у металічний стан, очевидно, і може бути однією з причин, що досі не дозволила отримати металічний гелій у земних умовах.

Розбіжність електричного опору гелію в околі густини  $5 \text{ г/см}^3$ , якщо вважати всі атоми гелію одноразово іонізованими, свідчить про високу густину гелію у точці переходу метал–діелектрик. В перерахунку на

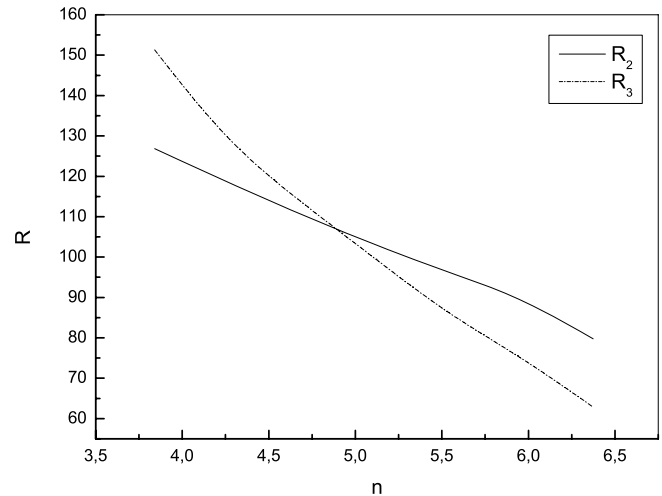


Рис. 2. Залежність питомого опору металічного гелію в мкОм від густини в  $\text{г/см}^3$ : другий порядок теорії збурень  $R_2$ ; третій порядок теорії збурень  $R_3$

г/атом ця густина вдвічі більша за відповідну густину металічного водню в точці переходу. Більшим значенням густини відповідала б часткова іонізація атомів гелію. Ця обставина є ще однією причиною того, що металічний гелій все ще не отриманий у земних умовах.

Для знаходження тиску, необхідного для металізації гелію, потрібно використати рівняння стану металічного гелію, аналогічне рівнянню стану металічного водню [12]. Це буде предметом наших подальших досліджень.

1. E. Wigner and H.V. Huntington, J. Chem. Phys. **3**, 764 (1935).
2. P.S. Hawke, T.J. Burgess, D.E. Duerre, J.G. Huebel, R.N. Keeler, H. Klapper, and W.C. Wallace, Phys. Rev. Lett. **41**, 994 (1978).
3. S.T. Weir, A.C. Mitchell, and W.J. Nellis, Phys. Rev. Lett. **76**, 1860 (1996).
4. M. Bastea, A.C. Mitchell, and W.J. Nellis, Phys. Rev. Lett. **86**, 3108 (2001).
5. K. Shimizu *et al.*, Nature (London) **393**, 767 (1998).
6. У. Харрисон, *Псевдопотенциали в теорії металлов* (Мир, Москва, 1968).
7. У. Харрисон, *Теорія твердого тела* (Мир, Москва, 1972).
8. І.О. Вакарчук, *Квантова механіка* (Львівський національний університет ім. Івана Франка, Львів, 2007).
9. В.Т. Швец, *Метод функцій Гріна в теорії металів* (Латстар, Одеса, 2002).

10. В.Т. Швець, *Фізика неспорядкованих металів* (Маяк, Одеса, 2007).
11. В.Т. Швець, ФММ **103**, 346 (2007).
12. В.Т. Швець, ЖЭТФ **131**, 743 (2007).
13. V.T. Shvets, A.S. Vlasenko, Acta Physica Polonica A **114**, 851 (2008).
14. О.И. Островский, В.А. Григорян, А.Ф. Вишкарев, *Свойства металлических расплавов* (Металлургия, Москва, 1988).
15. Е.Г. Бровман, Ю.М. Каган, УФН **112**, 369 (1974).
16. D.J.M. Geldart, S.H. Vosko, Can. J. Phys. **44**, 2137 (1966).
17. S.D. Kaim, N.P. Kovalenko, E.V. Vasiliu, J. Phys. Studies **1**, 589 (1997).
18. B. Springer, Phys. Rev. **136**, 115 (1964).
19. B. Springer, Phys. Rev. **154**, 614 (1967).
20. J. Rubio, J. Phys. C **2**, 288 (1969).
21. T. Neal, Phys. Rev. **169**, 508 (1968).
22. T. Neal, Phys. Fluids **13**, 249 (1970).
23. N.W. Ashcroft and W. Schaich, Phys. Rev. B **1**, 1370 (1970).
24. N.W. Ashcroft and W. Schaich, Phys. Rev. B **3**, 1511 (1971).
25. A. Bringer and D. Wagner, Z. Phys. **241**, 295 (1971).
26. J. Popielawski, Physica. **78**, 97 (1974).
27. J. Gorecki and J. Popielawski, J. Phys. F **13**, 2107 (1983).
28. В.Т. Швець, ФММ **89**, 5 (2000).
29. D.J. Stevenson, Phys. Rev. B **12**, 3999 (1975).
30. W.H. Shih and D. Stroud, Phys. Rev. B **31**, 3715 (1985).
31. И.Р. Юхновский, М.Ф. Головки, *Статистическая теория классических равновесных систем* (Наукова думка, Киев, 1987).
32. V.T. Shvets, S.V. Savenko, and Ye.K. Malynovski, Condens. Matter Phys. **9**, 127 (2006).
33. V.S. Filinov, V.T. Fortov, M. Bonitz, and P.R. Levashov, Письма в ЖЭТФ **74**, 422 (2001).
34. В.Т. Швець, А.Г. Власенко, А.Д. Буханенко, Письма в ЖЭТФ **86**, 625 (2007).

Одержано 25.11.10

## НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ МЕТАЛЛИЗАЦИИ ГЕЛИЯ

В.Т. Швець, С.В. Козицкий, Т.В. Швець

## Резюме

Рассчитана минимальная плотность, при которой гелий переходит в металлическое состояние. Она составляет  $5 \text{ г/см}^3$ . Оценена также температура перехода металл-диэлектрик. Она составляет не менее 9000 К. С этой целью исследовались парное эффективное межйонное взаимодействие в гелии и его электрическое сопротивление в окрестности точки перехода в металлическое состояние. Рассмотрение основывалось на модели почти свободных электронов. В качестве малого параметра использовалось отношение потенциала взаимодействия электронов проводимости с однократно ионизованным атомом гелия к энергии Ферми. Взаимодействие между электронами учитывалось в соответствии с дифракционной моделью металла, т.е. посредством экранировки электрон-ионного взаимодействия. Обменное взаимодействие и корреляции электронов проводимости учитывались в приближении локального поля.

## ON SOME HELIUM METALLIZATION PARAMETERS

V.T. Shvets, S.V. Kozys'kyi, T.V. Shvets

Odessa State Academy of Refrigeration  
(1/3, Dvoryanska Str., Odessa 65026, Ukraine;  
e-mail: admin@osar.odessa.ua, info@onma.edu.ua)

## Summary

A density minimum of  $5 \text{ g/cm}^3$ , at which the insulator-metal phase transition in helium can take place, has been calculated. The corresponding temperature of this transition of about 9000 K has been estimated. For this purpose, the effective pair ion-to-ion interaction and the electrical resistivity in liquid helium in a vicinity of the transition point into the metallic state are studied in the framework of a nearly free electron model. As a small parameter of the theory, the ratio between, on the one hand, the energy of interaction between conduction electrons and a singly ionized helium atom and, on the other hand, the Fermi energy of electrons was used. The interaction between electrons is taken into account in the framework of the diffraction model of metal, i.e. considering the screening of the electron-to-ion interaction. The exchange interaction and correlations between conduction electrons are taken into account in the local field approximation.