

ЭЛЕКТРОННЫЕ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

PACS numbers: 61.25.Bi, 62.50.-p, 64.10.+h, 64.30.-t, 71.15.Nc, 71.30.+h, 96.30.Kf

Металічний гелій в природних умовах

В. Т. Швець

*Одеська національна академія харчових технологій,
вул. Дворянська, 1/3,
65026 Одеса, Україна*

Запропоновано мікроскопічне рівняння стану суміші металічних водню і гелію. Досліджено інтервали тисків, температур і густин, характерних для Юпітера. В середині Юпітера виділено чотири області і встановлено їх межі: область, що містить металічний водень і дворазово іонізований гелій; область, що містить металічний водень і одноразово іонізований гелій; область, що містить металічний водень і атомарний гелій; область, що містить молекулярний водень і атомарний гелій. У даній роботі розглянуто перші три області. Для знаходження рівняння стану зазначених металічних сумішей використано теорію збурень за електрон-іонною взаємодією. Електронна підсистема розглядається в наближенні випадкових фаз. Взаємодія між іонами враховується в наближенні твердих сфер. Для моделювання внутрішньої структури Юпітера використано модель політропних куль. Зроблено висновок про наявність у центральній області Юпітера металічного гелію і визначено його концентрацію.

Предложено микроскопическое уравнение состояния смеси металлического водорода и гелия. Исследованы интервалы давлений и температур, характерных для Юпитера. В Юпитере выделены четыре области и указаны их границы: область, содержащая металлический водород и двукратно ионизированный гелий; область, содержащая металлический водород и однократно ионизированный гелий; область, содержащая металлический водород и атомарный гелий; область, содержащая молекулярный водород и атомарный гелий. В данной работе рассмотрены первые три области. Для нахождения уравнения состояния указанных металлических смесей использована теория возмущений по электрон-ионному взаимодействию. Электронная подсистема рассматривается в приближении случайных фаз. Взаимодействие между ионами учитывается в приближении твердых сфер. Для моделирования внутренней структуры Юпитера использована модель политропных шаров. Сделан вывод о наличии в центральной области Юпитера металлического гелия и определена его концентрация.

The microscopic state equation for mixture of metallic hydrogen and helium is

proposed. The intervals for pressures and temperatures, which are typical for Jupiter, are determined. Four regions are selected, and their boundaries are located: the region containing metallic hydrogen and twice ionized helium; the region containing metallic hydrogen and once ionized helium; the region containing metallic hydrogen and monoatomic helium; the region containing molecular hydrogen and monoatomic helium. To find the state equation of the specified metal mixtures, the perturbation theory by the electron-ion interaction is used. The electron subsystem is taken into account in the random phase approximation. The solid sphere model is used for the ion subsystem. The polytropic-spheres' model is used for modelling of the Jupiter's interior. A conclusion is made, concerning the existence of helium in the metallic state within the central region of the Jupiter, and its concentration is determined.

Ключові слова: металічний водень, металічний гелій, рівняння стану, Юпітер.

(Отримано 15 травня 2013 р.)

1. ВСТУП

Проблема металізації речовин, що за нормальних умов перебуває в газоподібному стані, давно привертала увагу фізиків. Прогрес експериментів з ударного стискання речовини, нарешті, зробив можливою металізацію деяких з них [1, 2]. Так у 1996–1999 роках одержано в металічному стані водень і дейтерій [3–5], у 2001 році — кисень [6], у 2003 році — азот [7]. Гелій в земних умовах експериментально одержати в металічному стані так і не вдалося. Існує надія на можливе його існування в природних лабораторіях, якими є планети-гіганти.

Теоретичне ж вивчення процесу можливої металізації гелію відбувається результативніше, хоча загальна кількість праць з цього питання порівняно невелика. Відповідно до однієї з перших праць [8], для металізації гелію при низьких температурах потрібний тиск у 100 Мбар, що робить його існування в металічному стані навіть у центральних областях планет-гігантів сонячної системи нереальним. Використовуючи квантовий метод молекулярної динаміки, автор праці [9] одержав досить неочікуваний результат, що перехід метал-діелектрик у рідкому гелії може відбуватись вже при густині 1 г/см^3 . У праці [10] для одержання рівняння стану твердого гелію використовувався квантовий метод Монте-Карло. Результати авторів полягають у тому, що перехід метал-діелектрик має відбуватись при густині $21,3 \text{ г/см}^3$ і тиску $25,7 \text{ Мбар}$. У праці [11] рівняння стану і коефіцієнт електропровідності гелію було обчислено в межах методу молекулярної динаміки з використанням для електронної підсистеми методу функціонала густини. Автори стверджують, що температура критичним чином впливає на елект-

ронну структуру гелію. Якщо при нульовій температурі заборонена зона зникає при густині 13 г/см^3 , то при температурі 20000 К вона зникає при густині $6,6 \text{ г/см}^3$. Останні значення густини і температури вже цілком досяжні в центральній області Юпітера. Як впливає з вищенаведеного, всі розрахунки різних властивостей металічного гелію виконані методами комп'ютерного моделювання і не цілком узгоджуються між собою. Взагалі питання про можливе існування гелію в металічному стані і його концентрації в центральних областях планет-гігантів є одним з цікавих і досі нерозв'язаних питань астрофізики.

Дану роботу присвячено саме дослідженню рівняння стану суміші металічних водню і гелію в діапазоні густин і температур, характерних для планет-гігантів, зокрема для Юпітера, і знаходженню можливої концентрації гелію в його центральній області. Окрім цього, дана робота є однією з перших, що присвячені застосуванню до вивчення різних властивостей металічного гелію аналітичних методів. Нами використовуватиметься рівняння стану, одержане в межах теорії збурень за електрон-іонною взаємодією. З іншого боку, ми використовуватимемо і відомі моделі планет-гігантів [12]–[16], що надають нам густину і тиск в Юпітері як функцію відстані до його центру. Ці моделі базуються на рівнянні механічної рівноваги планети і рівнянні політропи. Для знаходження єдиного параметра теорії — діаметра твердих сфер використовуватиметься парна ефективна міжіонна взаємодія, як це було в разі металічного водню та інших простих металів [17–20].

2. ПАРНА ЕФЕКТИВНА МІЖІОННА ВЗАЄМОДІЯ

Аналогічно металічному водню [17, 21, 22], парну ефективну міжіонну взаємодію в рідкому металічному гелії розглядатимемо в межах теорії збурень за електрон-іонною взаємодією. Її можна представити наступним рядом [18]:

$$U(R) = \sum_{n=0}^{\infty} U_2^{(n)}(R). \quad (1)$$

Тут R — відстань між іонами. У разі металічного гелію, утвореного дворазово іонізованими атомами гелію, $U_2^{(0)}(R) = V_{ii}(R)$ є потенційною енергією Кулонівської взаємодії між такими іонами. Член першого порядку за потенціалом електрон-іонної взаємодії — $U_2^{(1)}(R) = 0$, член другого порядку —

$$U_2^{(2)}(R) = -\frac{e^2}{2\pi^2 R} \int_0^{\infty} V_{ei}^2(q) \frac{\pi_0(q)}{\varepsilon(q)} \sin(qR) q dq, \quad (2)$$

член третього порядку —

$$U_2^{(3)}(R) = \frac{3e^2}{4\pi^4 R} \times \int_0^\infty dq_1 q_1 \sin(q_1 R) \int_0^\infty dq_2 q_2^2 \int_{|q_1 - q_2|}^{q_1 + q_2} dq_3 \frac{V_{ei}(q_1)V_{ei}(q_2)V_{ei}(q_3)}{\varepsilon(q_1)\varepsilon(q_2)\varepsilon(q_3)} \Lambda_0^{(3)}(q_1, q_2, q_3); \quad (3)$$

$V_{ei}(q)$ і $\varepsilon(q)$ — Фур'є-образи потенційної енергії електрон-іонної взаємодії і діелектричної проникності електронного газу, $\Lambda_0^{(3)}(q_1, q_2, q_3)$ — електронний триполюсник [17, 18].

Розгляд парної ефективної міжіонної взаємодії для гелію почнемо з достатньо високих густин електронного газу, при яких гелій правдоподібно є дворазово іонізованим. Тоді потенціал електрон-іонної взаємодії є Кулонівським.

Нижче наведено графіки залежності парної ефективної взаємодії від відстані між іонами. На всіх графіках потенціал наведено в градусах Кельвіна, а відстань — в атомних одиницях (а.о.). На рисунку 1 потенціал виглядає подібно до потенціалу типового простого металу. Локалізація першого мінімуму відповідає рівноважній відстані між найближчими сусідами в металічній фазі гелію. Член третього порядку у формуванні цього мінімуму має більше значення ніж член другого порядку. Така ситуація характерна і для металічного водню [20]. Зауважимо, що при цьому внесок членів третього порядку у внутрішню енергію металів становить лише декілька відсотків і значно менший внеску члена другого порядку.

На рисунку 2 ми бачимо початковий процес формування потенційної ями при значно менших міжіонних відстанях. У металічному водні також спостерігається така поведінка міжіонного потенці-

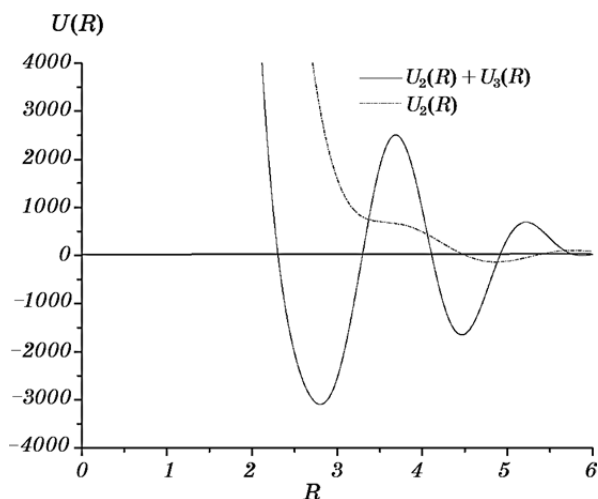


Рис. 1. Парна ефективна взаємодія між ядрами гелію при густині 6,7 г/см³.

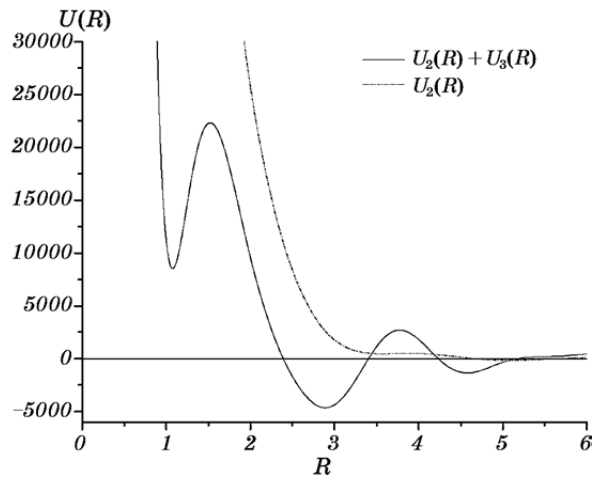


Рис. 2. Парна ефективна взаємодія між ядрами гелію при густині $5,8 \text{ г/см}^3$.

алу і, звичайно, інтерпретується як початок формування молекулярної фази водню [21, 22]. Очевидно, і в цьому разі також йдеться про перебудову електронної підсистеми металу, що відповідає одноразово іонізованим атомам гелію.

Характерною густиною металу, що розділяє ці дві металічні фази гелію, є, з нашої точки зору, густина $5,3 \text{ г/см}^3$, при якій глибини двох зазначених потенційних ям зрівнюються. Цей момент еволюції системи представлений на рис. 3.

Таким чином, урахування старших порядків теорії збурень при знаходженні парного ефективного потенціалу міжйонної взаємодії

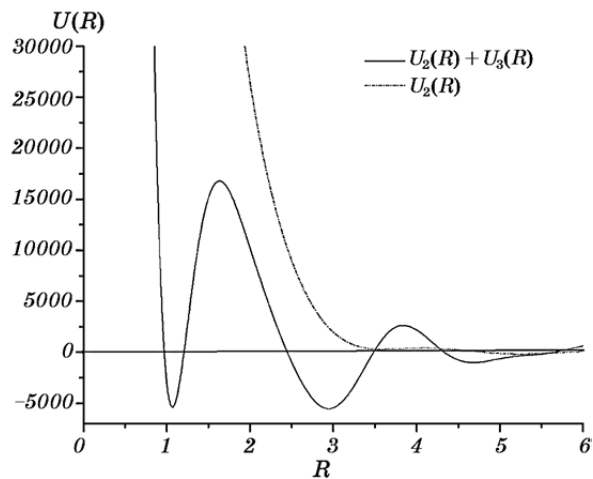


Рис. 3. Парна ефективна взаємодія між ядрами гелію при густині $5,3 \text{ г/см}^3$.

дозволяє прослідкувати поведінку цієї взаємодії в безпосередньому околі точки переходу гелію між одноразово і дворазово іонізованими атомами гелію. Воно також є, з нашої точки зору, важливим при обговоренні стійкості гелію в металічному стані.

Відповідно до цих розрахунків, в широкому інтервалі густин глибина потенційної ями, що відповідає металічному іону гелію, становить декілька тисяч градусів. При вищих температурах гелій не може знаходитись у стабільному рідкому стані, а є повністю іонізованою плазмою. А, наприклад, за кімнатної температури гелій цілком міг би знаходитись у стабільному рідкому металічному стані. У всякому разі, це не суперечить результатам наших розрахунків. Питання про можливе існування гелію в металічному твердому стані залишається відкритим. Так, для водню існують переконливі докази того, що існування металічного водню в твердому стані неможливе [23]. Відповідно до цієї роботи, єдиною твердою фазою водню є його молекулярна фаза, а перехід водню в металічний стан означає перехід у стан квантової рідини, завдяки нульовим коливанням атомів.

Зазначимо, що використання одержаних результатів для знаходження діаметра твердих сфер слід віднести до розряду корисних оцінок. Залишається відкритим питання щодо ролі членів теорії збурень вищого порядку, ніж третій, при розрахунках парної ефективної міжпротонної взаємодії.

Так розрахунок діаметра при використанні парної ефективної міжпротонної взаємодії в другому порядку теорії збурень при температурі 10000 К і густині $5,3 \text{ г/см}^3$ дає величину 2,101 а.о. При врахуванні члена третього порядку це значення буде 1,778 а.о. Член четвертого порядку врахувати вже не видається можливим. Через це питання про достатньо точне значення діаметра твердих сфер розв'язати не вдається. Можна лише припустити, що врахування членів старшого порядку призводить до подальшого зменшення діаметра. Якщо далі припустити, що темп цих змін утворює геометричну прогресію, то значення діаметра твердих сфер, одержане в другому порядку теорії збурень слід помножити на $\alpha = 0,5$. У цьому разі діаметр залишається близьким до діаметра першої Борівської орбіти одноразово іонізованого атома гелію. На щастя, знайдене таким чином α досить слабо залежить і від густини, і від температури. Через це ми в подальшому будемо вважати цей коефіцієнт сталою величиною, а залежність діаметра твердих сфер від густини і температури такою ж, як і в разі його знаходження в другому порядку теорії збурень за електрон-іонною взаємодією.

3. РІВНЯННЯ МЕХАНІЧНОЇ РІВНОВАГИ ПЛАНЕТ

Рівняння механічної рівноваги планет має вигляд [6–8]:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[\frac{r^2}{\rho(r)} \frac{dP(r)}{dr} \right] = -4\pi G \rho(r). \quad (4)$$

Тут $P(r)$ і $\rho(r)$ — тиск і густина на планеті як функція відстані від її центру, G — гравітаційна стала. Це рівняння описує планету зі сферично симетричним розподілом речовини без урахування її обертання. Зв'язок між тиском і густиною описується рівнянням політропи

$$P(r) = C \rho^{1+1/n}(r), \quad (5)$$

яке базується на уявленні про конвективний перенос тепла між різними прошарками планети. Тут C — довільна стала, n — індекс політропи.

Специфіка конкретної планети виявляється через крайові умови в центрі та на її поверхні:

$$\rho(R) = 0, \quad (6)$$

$$\rho(0) = \rho_0, \quad (7)$$

$$C(1 + 1/n) \lim_{r \rightarrow R} \rho^{1/n-1}(r) \frac{d\rho(r)}{dr} = -G \frac{M}{R^2}, \quad (8)$$

$$d\rho(0)/dr = 0. \quad (9)$$

Тут M — маса планети, R — її радіус, ρ_0 — густина речовини планети в її центрі. Маса і радіус планети вважаються відомими, а густина в її центрі є ще одним параметром задачі. Чотири крайові умови дозволяють одержати частинний розв'язок рівняння і визначити сталі ρ_0 і C .

Наступними замінами невідомої функції $u = \rho^{1/n}$, $y = u/u_0$, $x = \lambda r$ рівнянню рівноваги можна надати безрозмірного вигляду

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dy}{dx} \right) + y^n = 0. \quad (10)$$

Це рівняння відоме як рівняння Емдена. Параметр u_0 визначається співвідношенням $\rho(0) = u_0^n$. Тепер густина і тиск на планеті можна виразити через розв'язок рівняння Емдена $y(x)$ і безрозмірний радіус планети, x_1 — розв'язок рівняння $y(x_1) = 0$,

$$\rho(r) = - \frac{x_1 M}{4\pi R^3 y'(x_1)} y^n \left(\frac{x_1}{R} r \right), \quad (11)$$

$$P(r) = \frac{GM^2}{4\pi(1+n)R^4 [y'(x_1)]^2} y^{1+n} \left(\frac{x_1}{R} r \right). \quad (12)$$

Єдиним невідомим параметром залишається індекс політропи n . У разі $n = 1$ рівняння Емдена є лінійним і має аналітичний розв'язок. Вважається, що воно відповідає частково виродженому електронному газу. Саме це значення індексу політропи є зараз найбільш популярним [12–14]. Йому відповідає густина в центрі Юпітера приблизно 4 г/см^3 і тиск приблизно 40 Мбар. При $n = 3/2$ густина і тиск у центрі планети близькі до 7 г/см^3 і 60 Мбар відповідно. В цій роботі ми вважатимемо $n = 3/2$, що відповідає повністю виродженому ідеальному електронному газу, а також і класичному ідеальному газу. До того ж, сприятливі умови для переходу водню в металічний стан наступають на відстані 0.1 радіуса планети при $n = 1$ і на відстані 0,2 радіуса планети від її поверхні при $n = 3/2$. У цих точках термодинамічні параметри тиск і густина одночасно приймають необхідні значення. Третій термодинамічний параметр температура відповідно до рівняння стану, дослідженого в роботах [20, 24, 25], також має необхідне значення біля 3000 К. Тому, ці точки і слід вважати точками, що розділяють металічну і молекулярну фази водню.

Оскільки температура в центрі планети за різними оцінками становить приблизно 10000–20000 К, що складає лише декілька відсотків від енергії Фермі, то досить обмежитись при врахуванні температурних ефектів лише лінійними за температурою поправками до внутрішньої енергії планети. Саме такою поправкою є кінетична енергія протонів та іонів гелію. Температурна поправка до енергії електронного газу є квадратичною за температурою і для виродженого електронного газу нею можна знехтувати. Таким чином, для виродженого електронного газу рівняння стану фактично збігається з рівнянням політропи. Цей результат вірний і при врахуванні взаємодії електронів провідності між собою та іонами, хоча при цьому не обов'язково $n = 3/2$. Для класичного газу іонів при врахуванні взаємодії між ними рівняння стану вже відрізнятиметься від рівняння стану політропи у всіх випадках, крім одного. Цим єдиним випадком є модель твердих сфер, що використовується в цій роботі. Легко показати, що при $n = 3/2$ біля 80% маси Юпітера зосереджено в області металізації водню. Далі обмежимося розглядом лише цієї частини планети. Остання містить і область металізації гелію.

4. ВНУТРІШНЯ І ВІЛЬНА ЕНЕРГІЯ

Гамільтоніан електронної підсистеми можна взяти у вигляді, подібному до простих рідких металів [18, 26]. Внутрішню енергію системи одержуємо усередненням Гамільтоніана за канонічним ансамблем Гіббса

$$E = \langle H \rangle = E_i + E_e + E_{ie}. \quad (13)$$

Для внеску в енергію іонної підсистеми, що містить іони одного со-

рту, маємо

$$E_i = \langle H_i \rangle = \frac{3}{2} k_B T + \frac{1}{2V} \sum_q V_{ii}(q) [S(q) - 1]. \quad (14)$$

Тут T — абсолютна температура системи. Перший доданок у правій частині є кінетичною енергією іонів, другий — енергією Маделунга, яка враховує Кулонівську взаємодію іонів між собою, $S(q)$ — статичний структурний фактор іонної підсистеми, $V_{ii}(q)$ — Фур'є-образ Кулонівської потенційної енергії взаємодії двох іонів. Для металічних сумішей енергія Маделунга має вигляд:

$$E_M = \frac{(z_H c)^2}{\pi} \int_0^\infty [S_{H,H}(q) - 1] dq + \frac{(z_{He}(1-c))^2}{\pi} \int_0^\infty [S_{He,He}(q) - 1] dq + 2 \frac{z_H z_{He} c(1-c)}{\pi} \int_0^\infty [S_{H,He}(q) - 1] dq. \quad (15)$$

Тут $S_{H,H}(q)$, $S_{H,He}(q)$, $S_{He,He}(q)$ — парціальні структурні фактори [27] воднево-гелієвої суміші, c — концентрація іонів водню.

Енергію електронної підсистеми і енергію взаємодії електронної та іонної підсистем зручно розглянути разом. Їх суму, енергію основного стану електронного газу в полі іонів, можна розвинути в ряд за степенями електрон-іонної взаємодії:

$$E_e = \langle H_e \rangle + \langle H_{ie} \rangle = \sum_{n=0}^\infty E_n. \quad (16)$$

У свою чергу, в кожному порядку за електрон-іонною взаємодією відповідний внесок слід розвинути в ряд за електрон-електронною взаємодією. Для членів нульового порядку за електрон-іонною взаємодією цей ряд має вигляд:

$$E_0 = z \left(\frac{1,105}{r_s^2} - \frac{0,458}{r_s} - 0,058 + 0,016 \ln r_s \right). \quad (17)$$

Тут r_s — параметр неідеальності Бракнера, тобто радіус сфери, об'єм якої збігається з об'ємом системи, що припадає на один іон, z — валентність іонів. Для бінарних сумішей $z = z_H c + z_{He}(1-c)$, де z_H і z_{He} — валентності водню і гелію відповідно. Перший доданок — член нульового порядку за електрон-електронною взаємодією відповідає кінетичній енергії електронів, другий — член першого порядку за електрон-електронною взаємодією — енергії Хартрі-Фока. Третій і четвертий доданки — сума решти членів ряду теорії збурень за степенями електрон-електронної взаємодії. Це — так звана кореляційна енергія електронного газу, для якої використано

інтерполяційну формулу Ноз'єра–Пайнса [18].

Член другого порядку за електрон-іонною взаємодією, так звана енергія зонної структури, має вигляд:

$$E_2 = -\frac{1}{4\pi^2} \int_0^\infty \frac{\pi(q)}{\varepsilon(q)} V_{ei}^2(q) S(q) q^2 dq. \quad (18)$$

Якщо є іони двох сортів, відповідний вираз для енергії зонної структури можна одержати простою заміною:

$$V_{ei}^2(q) S(q) \rightarrow c(1-c)[V_H(q) - V_{He}(q)]^2 + c^2 V_H^2(q) S_{H,H}(q) + c(1-c)V_H(q)V_{He}(q)S_{H,He}(q) + (1-c)^2 V_{He}^2(q) S_{He,He}(q), \quad (19)$$

де $V_H(q)$, $V_{He}(q)$ — формфактори взаємодії електронів провідності з іонами водню і гелію відповідно. Член третього порядку за степенями потенціалу електрон-іонної взаємодії, що показано в роботах [20, 25], є суттєвим лише в околі точки переходу водню або гелію в металічний стан. При зростанні густини його відносна (і абсолютна) величина швидко зменшується. Вже при густині водню порядку 1 г/см^3 вона становить лише декілька відсотків від члена другого порядку. Для густин $5\text{--}7 \text{ г/см}^3$, характерних для центральних областей планет-гігантів, цим внеском можна знехтувати.

За означенням вільної енергії

$$F = E - TS, \quad (20)$$

де S — ентропія системи. Її можна взяти у наближенні твердих сфер [27, 28]

$$S = S_{\text{gas}} + S(\eta), \quad (21)$$

$$S_{\text{gas}} = \frac{5}{2} + \frac{3}{2} \ln \left(\frac{M_H^c M_{He}^{1-c} k_B T}{2\pi n^{2/3}} \right) - c \ln c - (1-c) \ln(1-c) \quad (22)$$

— ентропія ідеального газу з іонів водню і гелію, n — його числова густина,

$$S(\eta) / k_B = -2 \ln(1-\eta) + 6(1-1/(1-\eta)) + 15c(1-c)\eta(1-\lambda)^{1.7} \quad (23)$$

— інтерполяційна формула для внеску, зумовленого взаємодією твердих сфер, η — сумарна густина пакування іонів водню і гелію, λ — частка діаметрів твердих сфер для протона та іона гелію.

Єдиними параметрами системи в моделі твердих сфер є густини пакування для іонів водню і гелію, які безпосередньо виражаються

через діаметри відповідних твердих сфер. Для їх знаходження використовується парна ефективна взаємодія між іонами [29]. Важливою її особливістю є те, що вона не містить підгінних параметрів і залежить лише від густини системи. Діаметр твердих сфер, тобто мінімальна відстань, на яку при даній температурі можуть наблизитись іони, знаходиться з умови рівності кінетичної і потенційної енергії протонів при їх взаємному зближенні.

5. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

На рисунках 4–6 наведено тиск суміші водню і гелію в наступних трьох випадках: протони і дворазово іонізовані атоми гелію, протони і одноразово іонізовані атоми гелію, протони і нейтральні атоми гелію. Вільним параметром вважається концентрація протонів. На поверхні Юпітера ця концентрація вважалась рівною 0,92 (частка протонів щодо загальної кількості протонів і атомів гелію), що відповідає результатам спостережень. У центрі Юпітера ця концентрація добиралась таким чином, щоб тиск у межах нашої мікроскопічної моделі і тиск у межах моделі політропних шарів збігались. Між цими крайніми значеннями використовувалась лінійна інтерполяція за відстанню від центру Юпітера. Насправді, підбором концентрації в довільній кількості проміжних точок можна одержати ідеальний збіг цих двох кривих. При цьому концентрація вже не буде лінійною функцією, хоча і залишиться монотонно зростаючою функцією відстані.

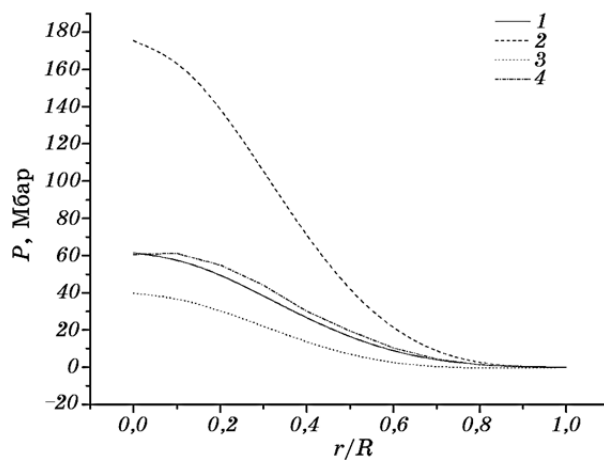


Рис. 4. Залежність тиску на Юпітері від відстані до його центру: 1 — модель політропних шарів; 2 — чистий металічний водень із $c = 1$; 3 — чистий металічний дворазово іонізований гелій із $c = 0$; 4 — суміш водню і гелію із $c = 0,37 + (r/R)(0,92 - 0,37)$.

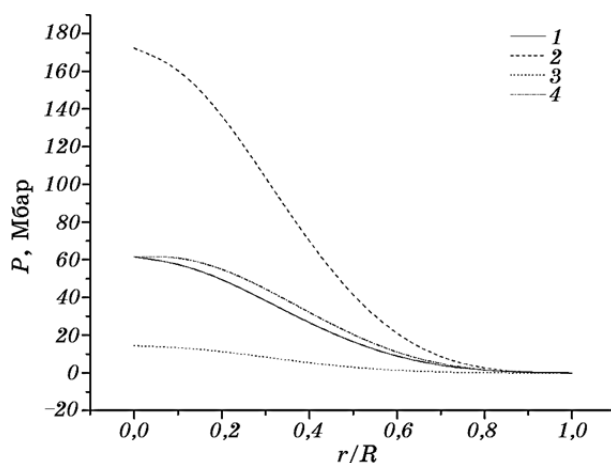


Рис. 5. Залежність тиску на Юпітері від відстані до його центру: 1 — модель політропних шарів; 2 — чистий металічний водень із $c = 1$; 3 — чистий металічний одноразово іонізований гелій із $c = 0$; 4 — суміш водню і гелію із $c = 0,7 + (r/R)(0,92 - 0,7)$.

Для випадку дворазово іонізованих атомів гелію збіг досягається в центрі при концентрації протонів 0,37. Тобто в такій моделі ядро Юпітера складається, в основному, з гелію в металічному стані. У разі одноразово іонізованих атомів гелію збіг досягається при концентрації протонів 0,7. У цьому разі концентрація гелію в металічному стані також надзвичайно велика. У разі нейтральних атомів гелію збіг досягається при концентрації протонів 0,825. Це лише дещо більше концентрації гелію в атмосфері Юпітера. На всіх трьох графіках відповідність між мікроскопічним і макроскопічним рівнянням стану досить добра. У цьому немає нічого дивного, оскільки для довільного складу суміші мікроскопічне рівняння стану з точністю до малих температурних поправок збігається з рівнянням політропи. Цікаво, що ця відповідність спостерігається при показнику політропи $3/2$, хоча ми маємо справу не з ідеальним електронним газом, а з досить сильно взаємодіючою системою частинок. Найточнішою теоретичною кривою є крива, що відбиває поведінку тиску для суміші і дворазово іонізованих атомів гелію, оскільки саме в цьому разі потенціали електрон-іонної взаємодії відомі точно. Це потенціали Кулонівської взаємодії. Для суміші протонів і одноразово іонізованих атомів гелію ми також вважали електрон-іонну взаємодію Кулонівською, тому що це часто робиться в теорії плазми. Такий підхід знижує точність наших результатів у цьому випадку. Точніше слід було б описувати електрон-іонну взаємодію в межах методу псевдопотенціалів з введенням певної кількості підгінних параметрів, що визначаються з тих чи інших експерименталь-

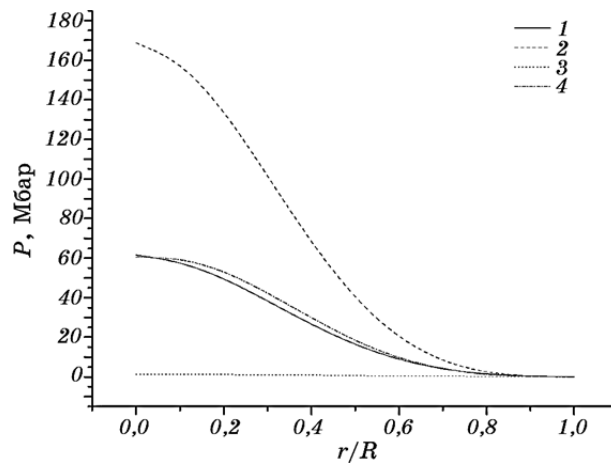


Рис. 6. Залежність тиску на Юпітері від відстані до його центру: 1 — модель політропних шарів; 2 — чистий металічний водень із $c = 1$; 3 — чистий атомарний гелій із $c = 0$; 4 — суміш водню і гелію із $c = 0,825 + (r/R) \times (0,92 - 0,825)$.

них даних для металічного гелію. Через зрозумілі причини такі дані в цей час відсутні.

У разі атомарного гелію ми знехтували взаємодією електронів провідності з нейтральними атомами гелію в порівнянні з їх взаємодією з протонами. Це наближення не принципове і може бути знятим, як це було зроблено в роботі [30]. Згідно з цією роботою відповідна поправка в дійсності є невеликою.

Окремого обговорення потребують температурні ефекти. Енергія Фермі в центральній області Юпітера досягає 500000 К, в той час як температура іонів не перевищує 20000 К. Це робить мікроскопічне рівняння стану мало застосовним для знаходження температури Юпітера. Температурні ефекти просто втрачаються на фоні інших наближень використовуваних моделей. Для простоти ми припустили, що температура в мікроскопічному рівнянні стану дорівнює її середньому значенню по планеті. На основі існуючих оцінок це приблизно 10000 К. Зауважимо, що конкретні значення температури в широких межах практично не впливають на результати числових розрахунків. Суттєвішим фактором, що вносить додаткову невизначеність в одержані кількісні результати, є можливість наявності в Юпітера невеликого ядра зі скальних порід.

На основі аналізу парних ефективних міжіонних взаємодій ми пропонуємо наступні три характерні області Юпітера: $(0, 0,27r/R)$ — область існування дворазово іонізованих атомів гелію в металічному стані, $(0,27r/R, 0,54r/R)$ — область існування одноразово іонізованих атомів гелію в металічному стані, $(0,54r/R, 0,8r/R)$ — об-

ласть існування нейтральних атомів гелію на фоні водню в металічному стані.

6. ВИСНОВКИ

Центральна область Юпітера, швидше за все, містить гелій в металічному стані. Радіус цієї області досягає половини відстані від поверхні Юпітера до його центру.

У всіх розглянутих випадках концентрація гелію у внутрішніх областях Юпітера перевищує його концентрацію в атмосфері. Найзначнішою вона є в разі наявності в центральній області планети дворазово іонізованого гелію. У цьому випадку маса гелію значно перевищує масу водню.

Політропна модель Юпітера з індексом політропи $3/2$ надзвичайно добре узгоджується з мікроскопічним рівнянням стану. При цьому густина і тиск у центрі планети близькі до значень 7 г/см^3 і 60 Мбар відповідно, а не до часто використовуваних значень 4 г/см^3 і 40 Мбар відповідно.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Е. Г. Максимов, Ю. Т. Шилов, *УФН*, **169**, № 11: 1223 (1999).
2. В. Е. Фортов, *УФН*, **177**, № 4: 347 (2007).
3. S. T. Weir, A. C. Mitchell, and W. J. Nellis, *Phys. Rev. Lett.*, **76**, No. 11: 1860 (1996).
4. В. Е. Фортов, В. Я. Терновой, С. В. Квитов, В. Б. Минцев, Д. Н. Николаев, А. А. Пяллинг, А. С. Филимонов, *Письма ЖЭТФ*, **69**, № 12: 874 (1999).
5. V. Ya. Ternovoi, A. S. Filimonov, V. E. Fortov, S. V. Kvitov, D. N. Nikolaev, and A. A. Pyaling, *Physica B*, **265**, Nos. 1–4: 6 (1999).
6. M. Bastea, A. C. Mitchell, and W. J. Nellis, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, No. 14: 3108 (2001).
7. R. Chau, A. C. Mitchell, R. W. Minich, and W. J. Nellis, *Phys. Rev. Lett.*, **90**: 245501 (2003).
8. D. A. Young, A. K. McMahan, and M. Ross, *Phys. Rev. B*, **24**, No. 9: 5119 (1981).
9. A. Kietzmann, B. Holst, R. Redmer, M. P. Desjarfais, and T. R. Mattsson, *Phys. Rev. Lett.*, **98**: 190602 (2007).
10. S. A. Kharallah and B. Militzer, *Phys. Rev. Lett.*, **101**: 106407 (2008).
11. L. Stixrude and R. Jeanloz, *Proceeding of the National Academy of Sciences of the United States of America*, **105**, No. 32: 11071 (2008).
12. D. J. Stevenson, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **10**: 257 (1982).
13. T. Guillot, arXiv: astro-ph/0502068 2005, vol. 1.
14. J. J. Fortney, *Astrophys. Space Sci.*, **307**: 279 (2006).
15. В. В. Соболев, *Курс теоретической астрофизики* (Москва: Наука: 1985).
16. Я. Б. Зельдович, С. И. Блинников, Н. И. Шакура, *Физические основы строения и эволюции звезд* (Москва: МГУ: 1981).

17. Е. Г. Бровман, Ю. М. Каган, А. Холас, *ЖЭТФ*, **61**, № 6(12): 2429 (1971).
18. Е. Г. Бровман, Ю. М. Каган, *УФН*, **112**, № 3: 369 (1974).
19. D. J. Stevenson and N. W. Ashcroft, *Phys. Rev. A*, **9**, No. 2: 782 (1974).
20. В. Т. Швець, *ЖЭТФ*, **131**, № 4: 743 (2007).
21. S. D. Kaim, N. P. Kovalenko, and E. V. Vasiliu, *J. Phys. Studies*, **1**, No. 4: 589 (1997).
22. В. Т. Швець, *Письма в ЖЭТФ*, **95**, № 1: 34 (2012).
23. В. В. Кечин, *Письма в ЖЭТФ*, **79**, № 1: 46 (2004).
24. V. T. Shvets and A. S. Vlasenko, *Acta Physica Polonica A*, **114**, No. 4: 851 (2008).
25. В. Т. Швець, С. В. Дацько, Є. К. Малиновський, *УФЖ*, **52**, № 1: 72 (2007).
26. В. Т. Швець, *Метод функцій Гріна в теорії металів* (Одеса: Латстар: 2002).
27. Е. И. Харьков, В. И. Лысов, В. Е. Федоров, *Термодинамика металлов* (Київ: Вища школа: 1982).
28. И. Р. Юхновский, М. Ф. Головкин, *Статистическая теория классических равновесных систем* (Київ: Наукова думка: 1980).
29. V. T. Shvets, S. V. Savenko, and Ye. K. Malinovskij, *Condens. Matter Phys.*, **9**: 1 (2006).
30. В. Т. Швець, Т. В. Швець, С. Е. Рачинский, *УФЖ*, **55**, № 2: 251 (2010).