

6. Государственный стандарт. Сетки проволочные тканые с квадратными ячейками нормальной точности. ГОСТ 6613-73. – М., 1973. – 17 с.
7. Беляев Н. М. Расчет пневмогидравлических систем ракет / Н. М. Беляев. – М., 1983. – 219 с.
8. Шарп Дж. Гидравлическое моделирование: пер. с англ. / Дж. Шарп. – К., 1984. – 280 с.
9. Tegart J. R. Influence of pressure transients on the performance of capillary propellant acquisition systems / J. R. Tegart // AIAA Paper. – 1976. – № 597. – 8 p.

Надійшла до редколегії 18.05.2012.

УДК 532.5 + 523.9

В. І. Перехрест, М. М. Осипчук

Дніпропетровський національний університет ім. Олеся Гончара

ПРО ОБ'ЄМИ, МАСИ ТА КІНЕТИЧНІ МОМЕНТИ СТРУКТУР ПЛАНЕТАРНОГО ВИХОРА

На основі аналітичної теорії досліджуються параметри геометрії та обертально-го руху тороїдних вихрових структур у планетарному вихорі, що описується окремим розв'язком рівнянь гідромеханіки. Теоретичні розподіли мас та кінетичних моментів структур вихора порівнюються з реальними їх значеннями для Сонячної системи.

Ключові слова: планетарний вихор, вихрові кільця, обертання планет і зірок.

На основе аналитической теории исследуются параметры геометрии и вращательного движения вихревых структур в планетарном вихре, который описывается частным решением уравнений гидромеханики. Теоретические распределения масс и кинетических моментов структур вихря сравниваются с реальными их значениями для Солнечной системы.

Ключевые слова: планетарный вихрь, вихревые кольца, вращение планет и звезд.

On the basis of analytical theory the parameters of geometry and rotatory motion of vortical structures are investigated in a planetary vortex, which is described by particular solution of equations of hydromechanics. The distributions of the masses and kinetic moments with their real values for Sun system are compared.

Key words: planetary vortex, vortex rings, rotation of planets and stars.

Вступ. У [1–3] було досліджено деякі фундаментальні властивості планетарного вихора – окремого розв'язку гідродинамічних рівнянь Ейлера для сферичних течій з осовою симетрією, отриманого в [1]. Планетарний вихор, як течія, являє собою низку тороїдних вихрових кілець, центральна частина яких міститься у непроникних концентричних сферах, а зовнішні вихори вільно висять у просторі й обтікаються незамкнутими лініями течії (рис. 1).

Цей розв'язок і подальше його дослідження є розвитком вихрової гіпотези Вайцекера [4] про утворення Сонячної системи (далі скорочено СС) потужним просторовим вихором, який мав стільки вихрових зон, скільки є планет у системі. При цьому структура гіпотетичного вихору Вайцекера і нашого планетарного вихору суттєво відрізняються. У [3] показано, що в залежності від основного параметра a планетарний вихор змінює свою структуру (n, m) , тобто кількість внутрішніх n та зовнішніх вихрових m кілець, їх геометрію та напрям обертання, – при цьому всі зовнішні вихори обертаються в один бік, як у більшості планетарних систем [11].

У даній роботі визначаються геометричні параметри торових кілець планетарного вихору для варіанту $\alpha = -0,00655$, який дає планетарний вихор структури (2, 11), тобто з 2-ма внутрішніми і 11-ма зовнішніми тороїдними вихровими кільцями. Вихор структури (2, 11) можна розглядати як теоретичний аналог Сонячної системи, у якій на сьогодні відкрито 10 планет та два астероїдні пояси: головний та зовнішній пояс Койпера. Кожному з цих поясів відповідає окреме вихрове кільце первинного планетарного вихору – 5-е та 11-е.

Основні інтегральні характеристики обертання у космічних системах мають гетерогонічну природу і є інваріантами, що зберігають свої значення при внутрішніх взаємодіях у замкнутій системі. Нижче ми провели обчислення однієї такої характеристики – питомого кутового моменту 11 торових кілець. Порівняння теоретичних та експериментальних значень цієї величини для 11 торів та відповідних планет СС дає дуже точний їх збіг.

Геометрія та рух торових кілець. У [1] було отримано новий окремий розв'язок гідродинамічних рівнянь Ейлера для осесиметричних сферичних течій, який потім [2] було названо планетарним вихором. Методика інтегрування повної нелінійної системи рівнянь полягає у введенні, як звичайно [5], функції течії $\Psi(y, \theta)$, побудові спеціальних форм представлення визначальних функцій та, зрештою, відокремлення змінних. Таким чином побудована функція течії у сферичних координатах (r, θ, φ) :

$$\Psi = C_2 \Phi(y) \sin^2 \theta, \quad \Phi(y) = \left[\alpha y^2 + \left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right) \right], \quad (1)$$

через яку поле швидкостей визначається формулами [5]

$$V_r = -\left(r^2 \sin \theta\right)^{-1} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}, \quad V_\theta = \left(r \sin \theta\right)^{-1} \frac{\partial \Psi}{\partial r}, \quad V_\varphi = \frac{C_0 \Psi}{r \sin \theta}. \quad (2)$$

У розгорнутому вигляді за формулами (1), (2) маємо поле швидкостей:

$$\begin{aligned} V_r &= -2C_2 C_0^2 \left(\alpha + \frac{1}{y^2} \left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right) \right) \cos \theta, \\ V_\theta &= C_2 C_0^2 \left(2\alpha - \frac{\sin y}{y} - \frac{1}{y^2} \left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right) \right) \sin \theta, \\ V_\varphi &= C_2 C_0^2 y \left(\alpha + \frac{1}{y^2} \left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right) \right) \sin \theta. \end{aligned} \quad (3)$$

Вище введено безрозмірний радіус $y = C_0 r$ і параметр α , який зрештою визначається [2] через основні параметри течії таким чином

$$\alpha = -\frac{V_\infty}{2C_0^2}, \quad (4)$$

де V_∞ – поступальна швидкість закрученого простору; C_2 – довільна стала, фізичний смисл якої буде висвітлено нижче; C_0 – параметр закручування простору, що впливає з формули (2) для V_φ .

Геометричні параметри кожного торового кільця планетарного вихору визначаються крайніми радіусами y_1 та y_2 , радіусом центрального кола y^* та граничними кутами розхилу θ^* , $\pi - \theta^*$ (рис. 1). Точки y_2 та y^* визначаються як особливі точки векторного поля (3) і є коренями рівняння [2]

$$\Phi'(y) = \alpha y - \frac{\sin y}{2} - \frac{1}{2y} \left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right) = 0, \quad \Rightarrow y = y_k^*, \quad k = 1, 2, \dots \quad (5)$$

Їх значення наведено в таблиці 1. Точки y^* є радіусами центральних кіл торів і за топологією векторного поля (3) є «центрами», а особливі точки самоперетину сепаратрис y_2 є «сідлами».

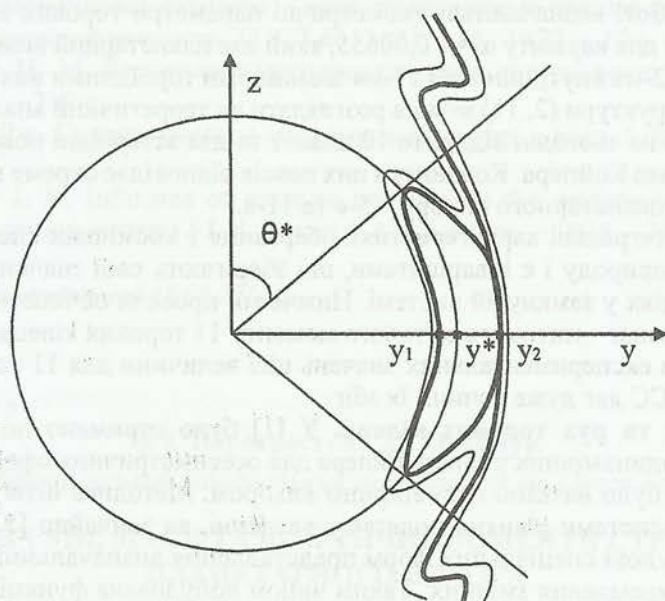


Рис. 1. Зовнішній торієдний кільцевий вихор

Таблиця 1

Параметри торових кілець планетарного вихору (2,11)

№ вихора	y_1	y^*	y_2	θ^* рад.
1		2,79026114		0
2		6,03419312		0
3	7,36416294	9,44279805	12,32219138	0,05378797
4	14,05479202	15,85435860	18,54971972	0,77368502
5	20,65132327	22,24209605	24,76167868	1,02574913
6	27,20957617	28,62398544	30,96568847	1,17671320
7	33,74923231	35,00553545	37,16351818	1,27803419
8	40,28122905	41,38978337	43,35502601	1,35112878
9	46,81397240	47,77942842	49,53890086	1,40681551
10	53,35626851	54,17790040	55,71246457	1,45123869
11	59,92070050	60,59086484	61,87049552	1,48829250
12	66,53253005	67,03060790	68,00098738	1,52092619
13	73,28303744	73,54281412	74,05844130	1,55296938

Щоб знайти останні два параметри тора – радіус y_1 та граничний кут θ^* , розглянемо рівняння лінії течії – сепаратиси з точкою самоперетину $(y_2, \pi/2)$. Лінії течії вихору визначаються як лінії рівня функції течії (1), тобто

$$\Phi(y) \sin^2 \theta = C. \quad (6)$$

Значення константи C на сепаратисі визначимо у точці $(y_2, \pi/2)$ як $C = \Phi(y_2)$, а потім розв'яжемо рівняння (6) відносно кута θ :

$$\theta = \arcsin \sqrt{\frac{\Phi(y_2)}{\Phi(y)}}, \quad y_1 \leq y \leq y_2. \quad (7)$$

Кут θ^* , очевидно, є мінімальним значенням на сепаратисі (7), і умова екстремуму $\theta'(y) = 0$ приводить до умови $\Phi'(y) = 0$, яка згідно з (5) виконується в особливих точках y^* .

Тому

$$\theta^* = \arcsin \sqrt{\frac{\Phi(y_2)}{\Phi(y^*)}}. \quad (8)$$

Потім залежність (7) обраховувалась покроково від y^* назад, при цьому визначався найменший радіус y_1 , при якому вдруге $\theta = \pi/2$. Значення граничних кутів та радіусів y_1, y_2 також наведено в таблиці 1.

Об'єми та кутові моменти вихрових кілець. Тепер наближено обчислимо об'єми торів як об'єми кульових шарів, обмежених радіусами y_1, y_2 та кутами $\theta^*, \pi - \theta^*$. Відповідний інтеграл дає

$$Q = \frac{4\pi}{3C_0^3} \cos \theta^* (y_2^3 - y_1^3), \quad (9)$$

причому для перших вихорів (у нас їх 2), що містяться в замкнутих сферах, $\theta^* = 0$, і формула (9) дає об'єм центральної кулі при $y_1 = 0$ та повного кульового шару між сферами радіусів y_1, y_2 . Ці об'єми для 13 складових вихорів наведено у таблиці 2, а на рис. 2 зображено відповідний графік відсоткового розподілу об'ємів цих торів та їх кутових моментів.

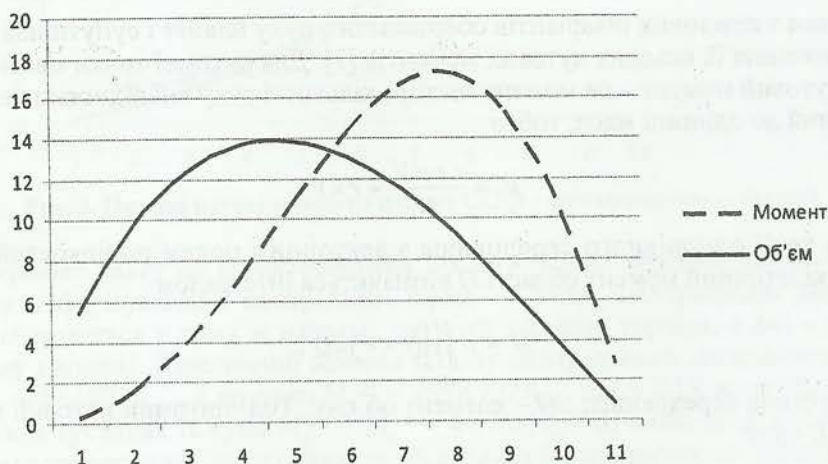


Рис. 2. Об'єми та кутові моменти тороїдних вихорів

Очевидно, що головна закономірність у розподілі об'ємів торів і мас та об'ємів планет Сонячної системи для теоретичної моделі та природної системи збігається: ці об'єми спочатку збільшуються (до 5-ї), а потім зменшуються. При цьому абсолютні та відносні значення реальних об'ємів 9 планет СС мають великий розкид порівняно з теоретичною кривою, що можна пояснити дуже нерівномірним розподілом густин та твердих частинок у первинній хмарі та подальшими процесами тривалої еволюції цих мас. Деякі причини таких розкидів включно з формуванням планет-гігантів були відзначені у [6].

Очевидно, що головна закономірність у розподілі об'ємів торів і мас та об'ємів планет Сонячної системи для теоретичної моделі та природної системи збігається: ці об'єми спочатку збільшуються (до 5-ї), а потім зменшуються. При цьому абсолютні та відносні значення реальних об'ємів 9 планет СС мають великий розкид порівняно з теоретичною кривою, що можна пояснити дуже нерівномірним розподілом густин та твердих частинок у первинній хмарі та подальшими процесами тривалої еволюції цих мас. Деякі причини таких розкидів включно з формуванням планет-гігантів були відзначені у [6].

Таблиця 2

Об'єми, кінетичні та питомі кутові моменти вихрових кілець

№	$K_M = 4\pi C_2 / 3C_0^2$	$K_Q = 4\pi / 3C_0^3$	Об'єм %	Момент %	μ_z експ	μ_z теор.
1	-44,61071988	99,7827401	0,36596	0,015524		
2	99,06972036	298,857599	1,096083	0,034475		
3	-798,9688008	1469,46378	5,469328	0,27816922	2,77	0,53531437
4	-4278,34798	2579,85279	9,60218365	1,48955092	3,79	1,63274796
5	-11079,26273	3305,21213	12,30196311	3,85735944	4,46	3,30027016
6	-20478,22556	3665,79017	13,64403060	7,12970515	5,5	5,5
7	-31033,14024	3719,10538	13,84246924	10,8045074	7	8,2153337
8	-40847,7986	3515,51236	13,08469827	14,2215818	10,2	11,4397885
9	-47738,91364	3098,17852	11,53138629	16,6207945	13,8	15,1706456
10	-49430,29996	2507,74279	9,33379103	17,2096681	19,5	19,406545
11	-43844,7206	1787,7238	6,65388827	15,2649911	24,4	24,146537
12	-29663,10104	993,713994	3,69859254	10,3275142	27,7	29,389562
13	-8031,23812	225,059508	0,83766901	2,79615827	34*	35,1336367

Одним з важливих інваріантів обертального руху планет і супутників є абсолютні значення їх осьових кутових моментів [7]. Для рухомої точки масою m питомий кутовий момент – це момент вектора кількості руху mV відносно центра O , віднесений до одиниці маси, тобто

$$\mu_0 = \frac{r \times mV}{m} = r \times V. \quad (10)$$

Для течії однорідного середовища з векторним полем швидкостей $V(y, \theta)$ повний кінетичний момент області D визначиться інтегралом

$$M = \rho \iiint_D (r \times V) dQ,$$

де ρ – густина середовища; dQ – елемент об'єму. Тоді питомий кутовий момент області D буде

$$\mu = \frac{1}{Q} \iiint_D (r \times V) dQ, \quad (11)$$

тобто дорівнює інтегральному середньому значенню величини (10) по області D .

Повний осьовий кінетичний момент руху тороїдного кільця у сферичних координатах виражається інтегралом

$$M_z = 2\rho \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\theta^*}^{\pi/2} d\theta \int_{y_1}^{y_2} V_\phi(y, \theta) r^3 \sin^2 \theta dr, \quad (12)$$

що після підстановки формул (3) для швидкостей $V_\phi(y, \theta)$ та інтегрування дає:

$$M_z = K_M (3 \cos \theta^* - \cos^3 \theta^*) \left[\alpha \frac{y^5}{5} + y^2 \sin y + 3y \left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right) \right]_{y_1}^{y_2}, \quad (13)$$

де $K_M = (4\pi C_2) / 3C_0^2$; y_1, y_2 – безрозмірні радіуси крайніх точок тора (рис. 1).

Тоді питомий кутовий момент торового кільця відносно осі Oz за формулами (9) і (13) дорівнює:

$$\mu_z = C_0 C_2 \frac{(3 - \cos^2 \theta^*)}{(y_2^3 - y_1^3)} \left[\alpha \frac{y^5}{5} + y^2 \sin y + 3y \left(\cos y - \frac{\sin y}{y} \right) \right]_{y_1}^{y_2}. \quad (14)$$

У таблиці 2 наведено значення кінетичних моментів 13 торових вихорів а також їх теоретичні та реальні [7] питомі кутові моменти для СС. Для можливості порівняння масштабний множник $C_0 C_2$ у (14) було вибрано так, щоб прирівняти кутові моменти 4-ї планети (Марса). Параметри 5-го кільця планетарного вихору порівнюються з параметрами малої планети Церера у першому астероїдному поясі, а остання експериментальна точка відповідає параметрам руху планетоїда Еріди у поясі Койпера. Як бачимо з таблиці 2 та рис. 3, маємо добру збіжність теоретичних та експериментальних величин питомих кутових моментів планет, що доводить високу адекватність вихрової моделі планетарних систем.

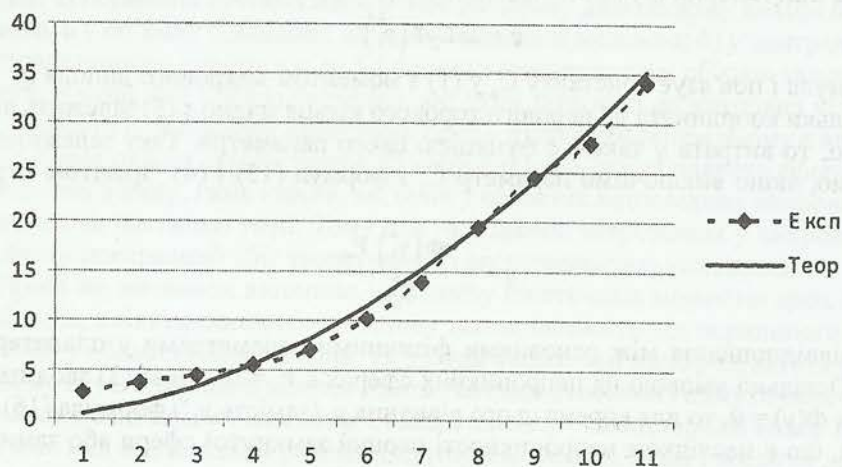


Рис. 3. Питомі кутові моменти планет СС (♦ - фактичні; — — — теорія)

Звернемо увагу на характеристики 2-х внутрішніх вихорів, які можна асоціювати з формуванням центральної зірки – Сонця. Центральний дипольний вихор обертається у тому ж напрямі, що і всі зовнішні тороїди, а 2-й – у протилежному напрямі. Кінетичний момент об'єму центрального дипольного вихора $M_z^{(1)} = -44,61072K_M$, а другого $M_z^{(2)} = 99,06972K_M$, що у 2,22 рази більше. При однакових густинах їх сума $M_z^{(1)} + M_z^{(2)} = 44,459K_M > 0$, тобто за цих початкових умов таке теоретичне Сонце і планети оберталися б у протилежних напрямках. Але якщо взяти густину центрального вихора вже у 3 рази більшою, ніж 2-го, то сумарний кінетичний момент буде $M_z^{(1)} + M_z^{(2)} = -34,7624K_M < 0$, що відповідає кутовій швидкості обертання одного напрямку з планетами. Між тим відомо [10], що зараз центральна частина Сонця – його ядро – має густину, у 150 разів більшу за середню густину маси Сонця. Логічно буде припустити, що і у початковому стані густина викинутої диполем маси була набагато більшою за густину газо-пилової хмари у зонах утворення 2-го та усіх зовнішніх вихорів.

Крім того, з таблиці 2 видно, що кінетичні моменти перших двох вихорів за умови однакової густини в системі складають тільки 0,05 % сумарного кінетичного моменту всього планетарного вихора, що якісно відповідає реальним співвідношенням кінетичних моментів Сонця і планет. Те, що реальна величина цього співвідношення у СС є дещо більшою (2 %), знову ж доводить, що густина у центральному диполі та у його околі була значно вищою, ніж на периферії.

Таким чином, ці результати знімають проблему кінетичних моментів, яка була каменем спотикання усіх попередніх гіпотез і теорій утворення СС, – планетарний вихор уже при своєму зародженні мав сучасний розподіл кінетичних моментів, який у цілому зберігся.

Як уже відзначалося у попередніх роботах [1–3], перший доданок у функції течії $\Psi(\nu, \theta)$ дає гвинтовий рух середовища з поступальною швидкістю V_∞ та куто-

вою швидкістю $\omega_\infty = -(V_\infty C_0)/2$; другий доданок описує дипольний закручений вихор, поміщений у першу непроникну сферу. Коефіцієнт C_2 як множник при функції диполя виражає потужність дипольного джерела, яка оцінюється його витратою або моментом q . Визначимо цей момент як потік нормального вектора $V_\theta(y, \pi/2)$ через центральний круг радіуса r_1^* , а саме:

$$q = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{r_1^*} V_\theta(y, \pi/2) r dr.$$

Після підстановки (3) та інтегрування отримаємо:

$$q = 2\pi C_2 \Phi(y_1^*) \quad (15)$$

— ця формула і пов'язує константу C_2 у (1) з моментом вихрового диполя q .

Оскільки координата y_1^* першого торового кільця згідно з (5) залежить від параметра α , то витрата q також є функцією цього параметра. Таку залежність ми отримаємо, якщо виключимо параметр C_2 з формул (15) і (4). Зрештою отримаємо:

$$q = -\frac{\pi \Phi(y_1^*) V_\infty}{C_0^2 \alpha} \quad (16)$$

— співвідношення між основними фізичними параметрами у планетарному вихорі. Оскільки умовою на непроникних сферах є $V_r = 0$, що за (3) зводиться до рівняння $\Phi(y) = 0$, то для кореня цього рівняння y_1 (замість y_1^*) формула (16) дасть $q(y_1) = 0$, що є наслідком непроникності першої замкнутої сфери або замикання витоку диполя із втоком всередині цієї сфери.

Оцінимо величини момента диполя для двох варіантів планетарних вихорів — аналогів Сонячної системи. Для структури (2, 9) маємо $\alpha = -0,0076$, $y_1^* = 2,7978$, $V_\infty = 217000$ м/сек, $C_0 = 10^{-11}$ 1/м, і підрахунок за формулою (16) дає

$$q = -12,851124 \cdot 10^{30} \text{ м}^3/\text{сек.}$$

Для моделі-аналога СС зі структурою (2, 11) відповідно маємо $\alpha = -0,00655$, $y_1^* = 2,7903$, $V_\infty = 217000$ м/сек, $C_0 = 10^{-11}$ 1/м, і відповідно маємо:

$$q = -14,881912 \cdot 10^{30} \text{ м}^3/\text{сек.}$$

Ці витоки об'єму є порівнянними з сумарними об'ємами та масами у Сонячній системі (маса Сонця $1,9891 \cdot 10^{30}$ кг), але ми достеменно не знаємо, скільки секунд відбувався первинний вибух з викидом маси та якої густини була та маса.

Зауважимо, що дуже важливе значення має точна оцінка величини параметра закручування простору C_0 , оскільки у формулі (16) вона стоїть у другому степені. У роботі [2] вказано деякі підходи до її визначення за геометричними параметрами планетарної системи Сонця або інших вже відомих систем, і на основі цих оцінок було покладено $C_0 \cong 10^{-11}$ 1/м.

Висновки. Очевидно, що сучасне Сонце утворилося як з речовини первинного диполя, так і з мас, затягнутих до центра з великого околу цього диполя завдяки градієнтним полям тиску, описаним у [2]. Цим можна пояснити той факт, що у теоретичній моделі планетарного вихору структури (2, 11) об'єми перших двох внутрішніх тороїдів складають лише 1,46 % загального об'єму усіх вихорів, — насправді ж об'єм Сонця складає 99 % від об'єму всіх тіл Сонячної системи. Водночас зазначимо, що секундний витік об'єму центрального диполя має порядок 10^{30} м³/сек, що є одного порядку з реальними об'ємами у СС.

Головна причина таких невідповідностей у розподілі об'ємів і мас теоретичної моделі та сучасного стану СС полягає у тому, що у первинному вихорі маси були широко розсіяні по об'ємах торових вихорів та зовні них, а у сучасному ста-

ні СС вони здебільшого сконцентровані в тілах відносно невеликих за об'ємами планет. При цьому завдяки силам градієнтів тиску до областей вихрових кілець зтягувалися маси ззовні [2] і вносили якісь добавки у маси та кінетичні моменти зон кільцевих тороїдів. Наше ж дослідження ґрунтується на однорідності густин у первинній туманності та на законах збереження мас і кінетичних моментів вихрових тороїдів. Судячи з хорошої відповідності кутових моментів вихрових кілець і планет СС, у цілому такі допущення є коректними. Звертають на себе увагу лише деякі відхилення кутових моментів планет земної групи.

У напрямі подолання вказаних суперечностей можна висловити кілька припущень: а) первинна густина маси у центральному дипольному вихорі була дуже великою, а у об'ємах зовнішніх вихорів – набагато меншою; б) у центральній частині планетарного вихору аж до 5-ї планети значну частку об'ємів хмари складали металоїдний пил і важкі частинки, які були зтягнуті до вихрових кілець і помітно змінили їх динамічні характеристики – підтвердженням цьому є вища у 3–5 разів густина планет земної групи; в) зовнішні паро-газові планети сформувалися в основному з пилу, газів і парів, які були у областях відповідних вихрових кілець і рухались як частинки течії. Тому для них закони збереження у вихровій структурі дають прекрасний збіг теоретичних і експериментальних даних

Такий же висновок випливає і з аналізу кінетичних моментів двох внутрішніх вихорів, співвідношення між якими також залежить від первинного розподілу густин у областях цих вихорів. Та у будь-якому разі наші результати знімають проблему неузгодженості гіпотез Канта-Лапласа стосовно гіпотетичних та реальних значень кінетичних моментів Сонця і планет, – планетарний вихор при утворенні вже мав відповідний розподіл кутових моментів, який і зберігся до сьогодні. Але натомість виникає «проблема мас», хоча й ця проблема у всіх попередніх теоріях також не мала належного вирішення [7; 8].

Тому в подальшому на новому рівні потрібні астрофізичні дослідження феномену дипольного джерела маси з параметрами, введеними й оціненими вище. З численних знімків молодих зіркових систем можна бачити, що викид маси таким диполем супроводжується також електромагнітними дипольними полями, які теж потребують вивчення. У астрономії це явище дістало назву «вибуху Наднових» зірок, що згідно з нашою теорією асоціюється з вибуховим виникненням центрального вихрового диполя, який породжує весь вихор, а потім зірку та її планетарну систему. Цей суттєвий результат нашої теорії є близьким до твердження акад. В. Амбарцумяна про те, що «зірки утворюються в результаті розширення надщільних тіл невідомої природи, які безпосередньо не спостерігаються» [9]. З точки зору найновіших досягнень сучасної астрофізики такими об'єктами можуть бути Чорні Діри різної природи і форм [12].

Але параметри, які мають гетерогонічну природу (такі, як кількість вихрових зон і планет, кутові та кінетичні моменти тощо) мають високий ступінь узгодженості нашої теорії з властивостями природних космічних процесів у планетарних системах.

Бібліографічні посилання

1. **Перехрест В. І.** Новий розв'язок гідродинамічних рівнянь Ейлера для сферичних вихрових течій / В. І. Перехрест, Р. В. Іванов // Вісник Дніпропетр. ун-ту. Серія: «Механіка». – 2002. – Вип. 6, т. 1 – С. 60–64.
2. **Перехрест В. І.** Планетарний вихор та гіпотези Лапласа і Вайцзекера / В. І. Перехрест // Вісник Дніпропетр. ун-ту. Серія: «Механіка». – 2009. – Вип. 13, т. 2. – С. 113–124.
3. **Перехрест В. І.** Про структури планетарних вихорів і закономірності їх обертання / В. І. Перехрест, М. М. Осипчук // Вісник Дніпропетр. ун-ту. Серія: «Механіка». – 2010. – Вип. 14, т. 1. – С. 110–118.
4. **Weizsäcker C. F.** Über die Entstehung des Planetensystems / C. F. Weizsäcker // Z. Astrophys. – 1943. – 22. – P. 319–355.

5. Милн-Томпсон Л. М. Теоретическая гидродинамика / Л. М. Милн-Томпсон. – М., 1964. – 655 с.
6. Перехрест В. І. Закон планетних відстаней у вихровій теорії планетарних систем / В. І. Перехрест // Вісник Дніпропетр. ун-ту. Серія: «Механіка». – 2011. – Вип. 15, Т. 1. – С. 21–33.
7. Альфвен Х. Структура и эволюционная история Солнечной системы / Х. Альфвен, Г. Аррениус. – К., 1981. – 332 с.
8. Струве О. Астрономия XX века / О. Струве, В. Зебергс. – М., 1968. – 548 с.
9. Кононович Э. В. Общий курс астрономии / Э. В. Кононович, В. И. Мороз. – М., 2004. – 344 с.
10. NASA «Sun Fact Sheet» – <http://nssds.gsfc.nasa.gov/plantary> 2009.
11. <http://exoplanets.org/exotable/exotable.html>.
12. Чандрасекар С. Математическая теория чёрных дыр / С. Чандрасекар. – М., 1989. – 323 с.

Надійшла до редколегії 10.01.2012.