УДК 621.391

Т.Ю. Микуляк, аспір.
Житомирський державний технологічний університет
І.А. Пількевич, к.т.н., доц.
Житомирський філіал ПВНЗ „Європейський університет”

МАТЕМАТИЧНИЙ ОПИС ВЕЛИКИХ СИСТЕМ ДИСКРЕТНИХ ЕЛЕМЕНТІВ, ОРГАНІЗОВАНИХ В ОБ’ЄМНО-РОЗПОДІЛЕНІ ОБ’ЄКТИ В КОСМОСІ РІВНЯННЯМИ БЕЗПЕРЕРВНОСТІ

У статті запропоновані основи моделювання великих систем дискретних елементів, організованих у вигляді об’ємно-розподілених об’єктів в космосі. Доказана можливість моделювання просторово-швидкісного розподілу елементів об’єкта поза атмосферою за допомогою законів гідродинаміки. Зроблено висновок, що сумарна похибка траєкторного моделювання не перевищує 1,5 %, а це свідчить про те, що математична модель є адекватною об’єкту, який описує.

Постановка задачі. Головною рисою сучасної воєнно-політичної ситуації у світі є наявність ядерної зброї у провідних держав світу і розвиток космічних систем та засобів. Провідні держави світу велику увагу приділяють розвитку космічних систем, які значно підвищують як рівень безпеки держави, так і військовий потенціал.

Одним з найбільш ефективних засобів, які створюють суттєві перешкоди роботі космічних систем, є пасивні перешкоди. Відомо, що для постановки пасивних перешкод радіолокаційним засобам космічних систем використовуються об’ємно-розподілені об’єкти, елементами яких є диполі резонансних довжин та іони. Тому при розробці вимог до технічних характеристик космічних систем необхідно враховувати можливість роботи їх в умовах такого виду перешкод.

В умовах жорсткої економічної політики України гостро стоять питання скорочення строків і засобів на проектування, виготовлення або модернізацію складних технічних систем, а також їх випробування [1]. Тому пріоритетним напрямком в цих питаннях є математичне моделювання. Останнім часом розвиток математики призвів до процесу математичного моделювання не тільки у фізиці, механіці, але й в гуманітарних науках.

Найбільш у повному обсязі математичне моделювання захопило гідротехніку, механіку твердого тіла. Академік НАН України Віктор Тимофійович Грінченко, прослухавши на семінарі з гідромеханіки доповідь здобувача В.А. Поздієва „Нестационарные волновые гидромеханические поля в областях с подвижными границами”, запитав: „Це математика чи фізика? Гідромеханіка все ж таки – фізика”. Член-кореспондент НАН України Григорій Семенович Кіт в розмові сказав: „Чим більше ми займаємося механікою, тим більше ми стаємо математиками” [2].

У зв’язку з цим закони гідродинаміки пропонується застосовувати для математичного опису об’ємно-розподілених об’єктів у космосі.

Рівняння безперервності для поля щільностей і поля кутових швидкостей. Рівняння безперервності є загальними рівняннями, які зв’язують між собою поле швидкостей і поле щільностей безперервного середовища. Вони, у загальному, є вираженням закону збереження матерії, і тому будь-які фізичні суцільні середовища є їх рішенням [3].

Якщо в деякій області чотиримірного простору-часу немає ні джерел елементів (пристроїв створення об’єкта), ні їхніх поглиначів (а їх взагалі ніде немає), то абсолютний диференціал щільності в цій області тотожно дорівнює нулю:

$$Dn\left(t, q^1, q^2, q^3\right) = 0\,, \tag{1}$$

де q^i – узагальнені координати.

Оскільки щільність $n\left(t, q^1, q^2, q^3\right)$ – скаляр і, отже, інваріант до зміни системи криволінійних координат $\left(q^i\right)$, де абсолютний диференціал збігається з повним, і принципові відмінності декартових та криволінійних координат не виявляються. Через це для математичної компактності зручно перейти до декартових координат (що дозволить використовувати апарат не тензорного, а векторного аналізу).

Умова рівності нулю повного диференціала щільності запишеться так:

$$dn(t, x, y, z) = \frac{\partial n}{\partial t}dt + \left(\frac{\partial n}{\partial x}dx + \frac{\partial n}{\partial y}dy + \frac{\partial n}{\partial z}dz\right) = 0\,. \tag{2}$$

Після введення позначень:

$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial}{\partial z}\vec{k}$ – набла-вектор;

$\left(\vec{\eta}, \vec{\xi}\right) = \sum_{i,j} \eta_i \xi_j$ – скалярний добуток векторів $\vec{\eta}$ і $\vec{\xi}$ в ортонормованому базисі;

$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$ – радіус-вектор точки $\{x, y, z\}$

рівняння (2) запишеться в компактній формі:

$$\frac{\partial n}{\partial t}dt + \left(d\vec{r},\ \vec{\nabla}\right) n = 0\ . \qquad (3)$$

Фізично (3) означає можливість „перекачки” елементів тільки по координатах чотиримірного простору-часу.

Поділивши (3) на диференціал часу dt, одержимо:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + V_x \frac{\partial n}{\partial x} + V_y \frac{\partial n}{\partial y} + V_z \frac{\partial n}{\partial z} = 0$$

або компактно

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \left(\vec{V},\ grad n\right) = 0\ . \qquad (4)$$

Рівняння (4) показує, що будь-яка зміна щільності в будь-якій точці простору в часі $\left(\partial n / \partial t\right)$ пов’язана тільки з перетіканням елементів у сусідніх областях простору ($\left(\vec{V}, grad\ n\right)$ – похідна за напрямком вектора швидкості $\vec{V}$).

Від загального рівняння безперервності гідродинаміки маємо:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + n \cdot div\,\vec{V} + \left(\vec{V},\ grad\ n\right) = 0,$$

рівняння (4) відрізняється тільки відсутністю дивергенції поля швидкості $div\,\vec{V}$, що є наслідком раніше зробленого припущення про відсутність джерел і поглиначів елементів у розглянутих областях простору.

Істотною відмінністю в аналітичній моделі об’єкта аналітичного опису фізичних суцільних середовищ є існування в кожній точці простору з області, займаної хмарою, крім скалярного поля щільності $n\left(t, \vec{r}\right)$ ще й інших скалярних полів: пари полів кутових швидкостей ω_1, ω_2 (обертання в одній та іншій площинах) і їм відповідна пара кутів орієнтації (наприклад, орієнтації диполів у картинній і докартинній площині). Справа в тому, що кінцевою метою вивчення механічних характеристик об’ємно-розподіленого об’єкта є вивчення його електродинамічних характеристик як об’єкта вторинного випромінювання радіохвиль. А орієнтація елементів об’єкта (наприклад, диполів) у просторі і кутові швидкості їхнього обертання значною мірою визначають статистичні і спектральні характеристики сигналів, відбитих від об’ємно-розподіленого об’єкта.

В умовах відсутності обертаючих моментів, швидкості обертання елементів об’єкта залишаються постійними. Джерелами і поглиначами скалярного поля кутових швидкостей $\omega\left(t, x, y, z\right)$ можуть бути тільки силові поля, що забезпечують обертаючі моменти сил, тобто роторні поля. Такі – відсутні.

Відкладемо з точки простору $\{x, y, z\}$ диференціал шляху переміщення елементів $d\vec{r}$, тобто по траєкторії елемента, у кожній точці якої вектор поля швидкості $\vec{V} = d\vec{r} / dt$ дотичний до неї. Тоді повний диференціал поля кутової швидкості

$$d\omega = \frac{\partial \omega}{\partial t}dt + \left(d\vec{r}, \vec{\nabla}\right)\omega \qquad (5)$$

знаходить фізичний зміст збільшення кутової швидкості елемента при переміщенні з однієї точки в нескінченно близьку за час dt, а похідна $d\omega / dt$ знаходить зміст субстаціональної [4]. Обчислюючи похідну $d\omega / dt$ і згадуючи про сталість кутових швидкостей окремих елементів, одержуємо рівняння:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \left(\vec{V},\ grad\omega\right) = 0\ . \qquad (6)$$

Рівняння (6) являє собою рівняння безперервності для кутових швидкостей, що є істотно новим для суцільних середовищ як наслідок особливостей модельованого середовища – велика система дискретних елементів, організованих в об’ємно-розподілений об’єкт. Фізично воно означає, що в кожній точці простору з області визначення поля $\omega\left(t, x, y\ z\right)$ зміна швидкості ω можлива лише за рахунок зсуву в просторі з даної точки $\{x, y, z\}$ елементів зі швидкістю ω в сусідню область простору і їхньою заміною в даному місці елементами з іншими швидкостями. Іншої фізичної причини зміни кутових швидкостей немає.

Поле кутових швидкостей і кутів орієнтації елементів об’єкта. У вибраній сферичній системі координат векторні лінії поля $\vec{V}(t, r, \varphi, \theta)$ є координатними лініями, які визначаються перетинанням координатних площин:

$$\begin{aligned} &\varphi - \mathrm{const}_1, \\ &\theta - \mathrm{const}_2. \end{aligned} \tag{7}$$

Тому, як і колись, серед компонентів вектора $\vec{V}$ відмінна від нуля тільки V_r, і рівняння (6) приймає вигляд:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + V_r \frac{\partial \omega}{\partial r} = 0 . \tag{8}$$

Диференціальні рівняння векторних ліній для поля $F = 1\vec{i} + V_r\vec{j} + 0\vec{k}$

$$\frac{dt}{1} = \frac{dr}{V_r} = \frac{d\omega}{0} \tag{9}$$

мають розв’язок:

$$\begin{aligned} &\omega = C_1, \\ &r = C_2 t. \end{aligned} \tag{10}$$

Зв’язуємо параметри C_1 і C_2 безперервним зв’язком

$$\Phi(C_1, C_2) = 0 , \tag{11}$$

шляхом підстановки (10) у (11) одержуємо загальний інтеграл рівняння (8):

$$\Phi\left(\omega, r/t\right) = 0 , \tag{12}$$

або в явному вигляді:

$$\omega(t, r, \varphi, \theta) = f\left(r/t, \varphi, \theta\right). \tag{13}$$

Область визначення поля щільностей (13), звичайно, збігається з областю визначення поля швидкостей

$$0 < r \le V_0(\varphi, \theta)\, t .$$

З урахуванням того, що [5] $V_r(t, r, \varphi, \theta) = r/t$, розв’язок (13) можна записати:

$$\omega = f(V_r, \varphi, \theta) . \tag{14}$$

Таким чином, загальним розв’язком поєднуються всі диференціюючі хоча б один раз по першому аргументу функції $f(x_1, x_2, x_3)$.

Висновок із загального розв’язання: на даному фіксованому кутовому напрямку $\{\varphi, \theta\}$ кутова швидкість елементів об’єкта ω є функцією тільки швидкості V_r, тобто поверхні рівних швидкостей ω, які розлітаються разом з поверхнями рівних швидкостей V_r.

Поле кутів орієнтації пов’язане з полем кутових швидкостей очевидним диференціальним рівнянням:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega[\vec{r}(t), t], \tag{15}$$

де $\vec{r}(t)$ – траєкторія елемента об’єкта, тобто одна з векторних ліній поля поступаючих швидкостей $\vec{V}(t, \vec{r})$.

Якщо момент часу початку формування об’ємно-розподіленого об’єкта t_0 і початкові умови по відповідній траєкторії $\vec{r}(t)$ виражаються початковим кутом орієнтації φ_0, то (15) має очевидне розв’язання:

$$\varphi(t, x, y, z) = \int_{t_0}^{t} \omega[x(\tau), y(\tau), z(\tau), \tau]\, d\tau + \varphi_0 . \tag{16}$$

Вираз (16) за допомогою поля кутових швидкостей $\omega(t, x, y, z)$ дає можливість моделювати розподіл кутів орієнтації елементів і пов'язані з ними поляризаційні характеристики сигналів, відбитих від об'єкта.

Похибка математичного опису. Похибка моделі зумовлена перекручуванням характеристик реального фізичного об'єкта, що моделюються, за рахунок неврахування ряду його властивостей, апріорі припущених несуттєвими, за рахунок ідеалізацій. Такими властивостями, що не враховуються прийнятою моделлю об'ємно-розподіленого об'єкта у вигляді суцільного середовища, є: а) дискретний характер об'єкта; б) нееліптичність траєкторій в об'єкті. Ця властивість при суворому змісті не „вписується" в модель суцільного середовища, що описується гідродинамічними рівняннями. Зневага „дискретністю" дозволяє використовувати зручний та одночасно сильний математичний апарат диференціального й інтегрального обчислення. Спосіб „безперервної ідеалізації" широко використовується в різних галузях фізики, будучи виправданий тим, що в розглянутих об'ємах знаходиться велика кількість елементів, що утворюють модельоване суцільне середовище. Подібно до цього факту й у нашому випадку „безперервна" або „суцільна" модель об'єкта виправдана остільки, оскільки в імпульсному об'ємі РЛС знаходиться досить велика кількість елементів об'єкта. Кількісна характеристика цієї достатності піддається досить простому оцінюванню.

Кількість елементів у фіксованому об'ємі N (імпульсному об'ємі РЛС) належить рядові натуральних чисел. Тому, якщо ми маємо задану в просторі щільність елементів $n(x, y, z)$ у припущенні їхнього безперервного розподілу, то реальна кількість елементів в об'ємі ϑ може відрізнятися від $n\vartheta$ не більше, ніж на одиницю (неточність оцінки самої щільності n у цьому випадку не враховується). Тому відносна похибка δ_1 за рахунок безперервності моделі під час оцінювання кількості елементів в імпульсному об'ємі ϑ дорівнює:

$$\delta_1 = \frac{N - n\vartheta}{N} \cdot 100\,\% = \frac{1}{N} \cdot 100\,\% \approx \frac{1}{n\vartheta} \cdot 100\,\%\,. \qquad (17)$$

На рис. 1 подано залежності похибки δ_1 від роздільної здатності за дальністю для РЛС із розділенням за кутовими координатами $\delta_\varphi = 1^o$ і похилою дальністю $Д = 2000$ км. Розрахунок проведений для двох можливих щільностей елементів $n = 10^{-3}\,\text{м}^{-3}$ і $n = 10^{-4}\,\text{м}^{-3}$.

Використовувані в гідродинамічній моделі рівняння поля швидкостей (ПШ) об'єкта та зв'язку ПШ і поля щільностей (ПЩ) вимагають диференційованості як поля щільності $n(t, x, y, z)$, так і поля швидкості $\vec{V}(t, x, y, z)$. Безперервність першого постулюється разом з „скрізьвизначеністю", оскільки, визначаючи щільність $n(t, x, y, z)$ там, де вона насправді відсутня, можна визначити її як завгодно, у тому числі і диференційованою скрізь. „Скрізьвизначеність" поля $\vec{V}$ випливає із „скрізьвизначеності" n. Безперервність поля $\vec{V}$ означає неможливість нескінченно близького „сусідства" траєкторій з різними дотичними $\vec{V}$. Можливість такого сусідства практично виключена, тому постульована безперервність поля $\vec{V}$ фізично завжди виправдана.

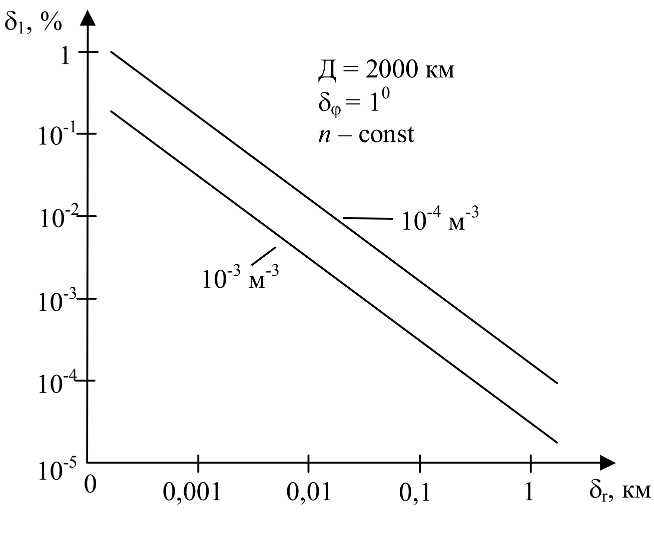

Рис. 1

Нееліптичність траєкторій у реальному об’єкті зумовлена рядом факторів, що збурюють, і не враховуються в кеплерівській постановці задачі руху матеріальної точки в центральному потенційному силовому полі з величиною потенціалу, обернено пропорційною квадратові відстані від центра. Дослідження факторів, що збурюють, на траєкторії у хмарі дипольних відбивачів проводилися американськими фахівцями в 60-х роках з перевіркою результатів досліджень у натурному експерименті [6]. При цьому були докладно вивчені п’ять основних факторів, що збурюють і впливають на орбітальні параметри:

- екваторіальний горб;
- місячна і сонячна гравітація;
- залишкова атмосфера Землі;
- тиск сонячного випромінювання;
- зарядне гальмування.

У результаті досліджень встановлено [6], що адитивний вплив усіх збурюючих складових неістотний так, що траєкторії окремих диполів являють собою кеплерові орбіти з повільно мінливими орбітальними параметрами. Для оцінювання швидкості зміни аргументу перигею ω і прямого піднесення висхідного вузла Ω наводяться оцінні формули [7]:

$$\dot{\omega} \approx 5\cdot\frac{5\cos^2 i - 1}{a_0^{7/2}\left(1-\varepsilon^2\right)^2}\ \text{(град / доба)}; \tag{18}$$

$$\dot{\Omega} \approx -5\cdot\frac{2\cos i}{a_0^{7/2}\left(1-\varepsilon^2\right)^2}\ \text{(град / доба)}. \tag{19}$$

Для оцінювання верхньої границі „дрейфа” параметрів орбіт ω і Ω за інтервал часу значення косинусів у формулах (18), (19), що цікавить, покладемо максимальними і виразимо ексцентриситет ε через коефіцієнт еліптичності K. Зауважуємо, що „дрейф” параметра перигею ω у два рази більший, ніж Ω, тому оцінювання „дрейфа” орбітальних параметрів по верхній границі варто проводити за параметром перигею (18). Максимальний „дрейф” за час Δt дорівнює:

$$\Delta\omega(\text{град}) \approx 1{,}39\cdot 10^{-2} K^{-4}\left(\frac{h_{an}+R_3}{1+\sqrt{1-K^2}}\right)^{-\frac{7}{2}}\cdot\Delta t(\text{хв}), \tag{20}$$

де a_0 виражено через висоту апогею h_{an} і радіус Землі $R_з$ (рис. 2). Зокрема, для коефіцієнта еліптичності $K = 0{,}894$ при висоті апогею $h_{an} = 1300$ км за час $\Delta t = 30$ хв. зміна орбітальних параметрів не вийде за межі $\Delta\omega = 6{,}0247\cdot 10^{-14}$.

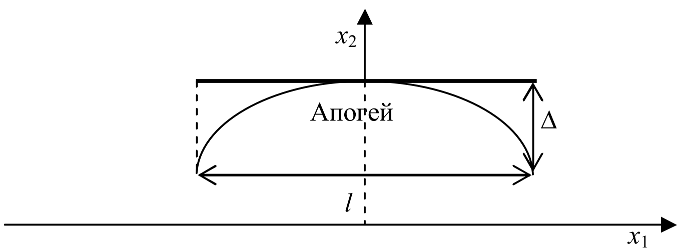

Рис. 2

За цей же час радіус-вектор елемента з початком у центрі траєкторного еліпса при його швидкості $V = 6$ км/с в апогеї на висоті $h_{an} = 1300$ км розгорнеться на кут:

$$\varphi = \frac{1+\sqrt{1-K^2}}{h_{an}+R_з}\cdot V\Delta t = 3{,}397\cdot 10^{-2}. \tag{21}$$

Тому „кутове” перекручування траєкторії елемента за рахунок впливу екваторіального горба не перевищить величини:

$$\delta_2 = \frac{\Delta\omega}{\varphi}\cdot 100\ \% = 1{,}7735\cdot 10^{-10}\ \%. \tag{22}$$

Розрахунками встановлено [6], що вплив місячної та сонячної гравітацій на три порядки менший, ніж вплив екваторіального горба.

За оцінками американських фахівців [6], вплив залишкової атмосфери починає відчутно виявлятися на висотах 110–90 км. На великих висотах у траєкторних розрахунках за окремими диполями з відношенням площі поздовжнього перетину до маси $A/_{м} = 80\,\text{см}^2/_{\text{г}}$ залишкову атмосферу можна не враховувати.

Тиск сонячного випромінювання поблизу Землі дорівнює $P = 4,65\,\text{дин}/_{\text{см}^2}$ [6]. Прискорення, що повідомляється цією силою елемента, дорівнює $\text{PA}/_{\text{м}}$, а відносне спотворення кеплерівської траєкторії під дією тиску сонячної радіації можна оцінити відношенням цього прискорення до прискорення вільного падіння в апогеї (де воно мінімальне):

$$\delta_3 = \frac{A}{м} \cdot \frac{P}{g_{ап}} \cdot 100\,\%. \tag{23}$$

Так, для висоти апогею $h_{ап} = 1300$ км $g_{ап} = g_0 \dfrac{R_з^2}{\left(R_3 + h_{ап}\right)^2} \approx 6,765\,\dfrac{\text{м}}{\text{с}^2}$ [3], а $\delta_3 = 5,5 \cdot 10^{-1}\,\%$, тобто сили сонячного тиску в 200 разів слабкіші, ніж сили земної гравітації, що головним чином визначають траєкторію.

Теоретичне дослідження впливу зарядного гальмування на параметри орбіти виявилося ускладненим великими невизначеностями у вихідних даних. Однак експериментальні дослідження з проекту West Ford показали, що „... зарядное торможение на орбитальное движение диполей было незначительным” [6].

На закінчення слід відзначити, що аналогічні оцінки впливу на точність моделювання несферичності Землі, тиску сонячної радіації й інших факторів проводилися і радянськими фахівцями [7]. У роботі [7] описується побудова моделі хмари дипольних відбивачів на базі рівнянь теоретичної механіки (Лагранжа), на відміну від описуваного підходу до побудови моделі на базі рівнянь гідродинаміки. При цьому, якщо в рівняннях Лагранжа група аналізованих факторів не врахована, що і має місце в моделі [7], то математичні моделі одного об’єкта на базі теоретико-механічних методів і на базі гідродинамічних методів і точності адекватні. Так, зокрема, з рівнянь Лагранжа з необхідністю випливають рівняння Ньютона [8], а рівняння ПШ об’єкта (їхня система) є (подібно до рівняння Эйлера в гідродинаміці) математичною формою цих рівнянь Ньютона, тільки для суцільного середовища й у просторі з римановою метрикою.

За оцінками фахівців [7], сумарна похибка траєкторного моделювання за рахунок неврахування аналізованих факторів не перевищує 1,5 %, тобто трохи перевищує отримані вище оцінки, однак висновок за результатами оцінювання загальний: похибки настільки неістотні, що в практичних розрахунках вищеперерахований ряд спотворюючих факторів спеціального обліку не вимагає, і математичні моделі ([7] і дана) є адекватними описуваному об’єктові.

Висновок. За отриманими результатами можна зробити висновок про можливість моделювання великих систем дискретних елементів, організованих в об’ємно-розподілений об’єкт в космосі за допомогою рівнянь гідродинаміки, що в подальшому дозволить отримати аналітичні розв’язання рівнянь в компактній формі без застосувань електронно-обчислювальної техніки, а також використовувати модель при розробці перешкодозахищених контрольно-корегуючих станцій для космічних систем України.

ЛІТЕРАТУРА:

1. *Ягодка А.О., Диба М.А., Кондратюк С.К.* Перекоси регіональної політики держави // Економіка України. – К.: Преса України, 2004. – № 8(513). – С. 28–35.
2. *Наринян А.Р., Поздеев В.А.* Основы научных исследований: Учебн. пособие. – К.: Изд-во Епроп. ун-та, 2002. – 110 с.
3. *Кухлинг Х.* Справочник по физике: Пер. с нем. – М.: Мир, 1982. – 520 с.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика: Учебное пособие. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика. – 3-е изд., перераб. – М.: Наука. ГРФМЛ, 1986. – 736 с.
5. *Пількевич І.А.* Використання законів гідродинаміки для опису локальних хмар дипольних відбивачів поза атмосферою // Доповідь на науково-практичній конференції Національної академії оборони України „Актуальні проблеми створення і застосування авіаційних та космічних систем”, 20 листопада 2003 року.

6. *Шапиро, Джонс, Перкинс.* Орбитальные свойства пояса диполей проекта West Ford // Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике. – 1964. – № 5. – С. 495–547.
7. Отчёт о НИР „Арбалет”, книга II: Разработка методов моделирования характеристик дипольных отражателей на внеатмосферном и атмосферном участках траектории. – В/ч 03425, 1987. – 93 с.
8. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика: Учебное пособие. В 10 т. Т. I. Механика. – 3-е изд., перераб. – М.: Наука. ГРФМЛ, 1973. – 208 с.

МИКУЛЯК Таміла Юріївна – аспірант Житомирського державного технологічного університету.
Наукові інтереси:
– математичне моделювання фізичних процесів.
Тел.: 42-14-27;
8(097)3336515 – моб.

ПІЛЬКЕВИЧ Ігор Анатолійович – кандидат технічних наук, доцент, декан факультету інформаційних систем та технологій Житомирської філії ПВНЗ „Європейський університет”.
Наукові інтереси:
– математичне моделювання складних систем;
– обробка радіолокаційної інформації на фоні перешкод.
E-mail: office@eu.zt.ua.

Подано 23.05.2005

Микуляк Т.Ю., Пількевич І.А. Математичний опис великих систем дискретних елементів, організованих в об'ємно-розподілені об'єкти в космосі рівняннями безперервності

Микуляк Т.Ю., Пилькевич И.А. Математическое описание больших систем дискретных элементов организованных в объемно-распределенные объекты в космосе уравнениями непрерывности

Mykulyak T.Y., Pil'kevych I.A. Mathematical description of big systems of the discrete elements are organized by the continuity equations in volume-divided objects in space

УДК 621.391

Математичний опис великих систем дискретних елементів організованих в об'ємно-розподілені об'єкти в космосі рівняннями безперервності / Т.Ю. Микуляк, І.А. Пількевич // ЖДТУ. – 2005. – №? С. ?? – ??: іл. 2. – бібліогр.: 8 назв.

У статті запропоновані основи моделювання великих систем дискретних елементів, організованих у вигляді об'ємно-розподілених об'єктів в космосі. Доказана можливість моделювання просторово-швидкісного розподілу елементів об'єкта поза атмосферою за допомогою законів гідродинаміки. Зроблено висновок, що сумарна похибка траєкторного моделювання не перевищує 1,5 %, а це свідчить про те, що математична модель є адекватною об'єкту, який описує.

УДК 621.391

Математическое описание больших систем дискретных элементов организованных в объемно-распределенные объекты в космосе уравнениями непрерывности / Т.Ю. Микуляк, И.А. Пилькевич // ЖДТУ. – 2005. – № ??. С. ?? – ??: ил. 2. – библиогр.: 8 назв.

В статье предложенные основы моделирования больших систем дискретных элементов организованных в виде объемно-распределенных объектов в космосе. Доказанная возможность моделирования пространственно-скоростного распределения элементов объекта вне атмосферы с помощью законов гидродинамики. Сделан вывод, что суммарная погрешность траекторного моделирования не превышает 1,5 %, а это свидетельствует о том, что математическая модель адекватна описываемому объекту.

УДК 621.391

Mathematical description of big systems of the discrete elements are organized by the continuity equations in volume-divided objects in space // ZSTU. – 2005. – № ? P. ??: ill. 2 – Refs.: 8 titles.

The modeling bases of big systems of the discrete elements organized as the volume-divided objects in space are offered in the article. The possibility of the space-rapid division modeling of the object's elements out of atmosphere with the help of hydrodynamic laws has been proved. The conclusion was made that the total accuracy of the trajectory modeling doesn't exceed 1,5 %, and this shows that the mathematical model is adequate to the object which describes.