УДК 620.76/78.004 Вестник СПбГУ. Сер. 1. Т. 1 (59). 2014. Вып. 1

О СОХРАНЕНИИ ФОРМЫ ОРБИТЫ МИКРОЧАСТИЦЫ С ПЕРЕМЕННЫМ ЗАРЯДОМ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В ПЛАЗМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Е. К. Колесников, А. Б. Яковлев

Санкт-Петербургский государственный университет,
Российская Федерация, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9

Частицы, движущиеся в магнитосферной плазме, получают электрический заряд $q(r)$, который зависит от плотности и температура плазмы и потока солнечного излучения. Если движение является достаточно медленным, можно полагать, что электрический заряд микрочастицы квазиравновесный. Для задачи с переменным электрическим зарядом при определенных условиях функция Гамильтона может быть записана и, следовательно, для исследования движения таких микрочастиц могут быть применены методы анализа гамильтоновых систем. Хотя эти условия достаточно строгие, они соответствуют формулировке многих реальных задач. Пространственное распределение плазмы в плазмосфере Земли описывается моделью двухкомпонентной плазмы. В настоящей работе показана возможность распространения результатов, которые были получены ранее на случай движения квазиравновесного электрического заряда в плазмосфере Земли. Полученный результат показывает, что существует возможность длительного орбитального удержания микрочастицы космической пыли в плазмосфере Земли. Библиогр. 17 назв. Ил. 2.

Ключевые слова: микрочастицы, электрический заряд, Земля, плазма, орбита.

Введение. На протяжении последних двух десятилетий активно рассматриваются задачи динамики мелкодисперсных частиц в околоземном космическом пространстве (ОКП) в связи с проблемой антропогенного загрязнения ближнего космоса техногенными микрочастицами (МЧ). Особенно сложной является задача динамики в ОКП частиц субмикронных размеров, на движение которых наряду с гравитационным полем Земли и световым давлением существенное воздействие оказывают и электродинамические силы, обусловленные взаимодействием электрического заряда, наводимого на МЧ, с магнитным и электрическим полями околоземного космического пространства. В настоящее время основным методом исследования особенностей динамики субмикронных частиц в ОКП является метод численного моделирования движения МЧ в околоземном пространстве с учетом воздействия на них всего отмеченного выше комплекса возмущающих сил. Тем не менее предпринимаются попытки и аналитического исследования свойств движения МЧ в ОКП в модельных постановках динамической задачи, основанных на определенных упрощающих предположениях о числе, характере и способе определения действующих на МЧ возмущающих сил. Особенно эффективным аналитический подход оказывается в случае, когда задача динамики МЧ в ОКП допускает каноническую формулировку в виде системы уравнений Гамильтона. В частности, в работе [1] с использованием известных методов теории гамильтоновых систем, развитых в работах А. Н. Колмогорова, В. И. Арнольда и Ю. Мозера [2–3] (так называемой КАМ-теории), удалось доказать сохранение формы орбиты частицы с постоянным зарядом, движущейся в центральном гравитационном поле, при наличии малого возмущающего воздействия силы Лоренца, действующей на МЧ со стороны дипольного магнитного поля. Задача о возмущенном движении заряженной МЧ в центральном гравитационном поле, которое описывается более общей функцией Гамильтона, учитывающей воздействие на движение МЧ наряду с дипольным магнитным полем и электрического поля коротации, рассмотрена в работах [4–8]. Заметим, однако, что все отмеченные выше канонические формулировки задачи о движении МЧ в ОКП основаны на предположении о постоянстве электрического заряда МЧ. В то же время, как показывают результаты численного моделирования движения микрочастиц в ОКП [9, 10], заряд МЧ в процессе ее орбитального движения, как правило, существенно меняется, что в реальных физических условиях ОКП ограничивает применимость модельных постановок с постоянным электрическим зарядом лишь некоторыми специальными случаями. В настоящей работе сделана попытка обобщения результатов [1] на случай переменного заряда микрочастицы при учете некоторых дополнительных предположений.

Общая каноническая формулировка задачи о движении частицы с локально равновесным электрическим зарядом в плазмосфере. Как показано в работе [11], применение теории гамильтоновых систем возможно при выполнении следующих предположений о характере изменения заряда тела в процессе его орбитального движения и геометрических особенностях магнитного и электрического полей в ОКП. Первое из указанных предположений состоит в выполнении условия квазиравновесности электрического заряда микрочастицы, то есть близости его к равновесному электрическому заряду покоящейся в этой точке МЧ. При этом электрический заряд МЧ определяется местными значениями параметров фоновой плазмы и зависит только от текущих координат микрочастицы, то есть

$$q = q\left(\vec{r}\right), \tag{1}$$

где $\vec{r}$ — радиус-вектор текущего положения МЧ. Второе предположение состоит в выполнении условий на характер изменения электрического заряда:

$$\vec{B} \perp \nabla q, \tag{2}$$

$$\vec{E} \parallel \nabla q; \tag{3}$$

здесь $\vec{B}$ и $\vec{E}$ — соответственно индукция магнитного и напряженность электрического полей в рассматриваемой точке, ∇q — градиент электрического заряда. При выполнении условий (1)–(3) сила Лоренца может быть записана через обобщенный потенциал [11]

$$U^L = Y_1 - \frac{\vec{v} \cdot \vec{Y_2}}{c}, \tag{4}$$

причем скалярная и векторная функции Y_1 и $\vec{Y_2}$ удовлетворяют уравнениям

$$\begin{cases} Y_1 = q \cdot \nabla\varphi, \\ \mathrm{rot}\vec{Y_2} = q \cdot \mathrm{rot}\vec{A}, \end{cases} \tag{5}$$

где φ и $\vec{A}$ — соответственно скалярный и векторный потенциалы действующих на МЧ электрических и магнитных полей, $\vec{v}$ — скорость микрочастицы, c — скорость света. Таким образом, функция Гамильтона, описывающая динамику в ОКП микрочастицы с переменным электрическим зарядом, определяется формулой

$$H = \frac{1}{2m} \cdot \sum_{i=1}^{3} \left(P_i - \frac{Y_{2i}}{c}\right)^2 + V^{gr} + V^{pr} + Y_1, \tag{6}$$

где P_i — компоненты вектора обобщенного импульса, V^{gr} и V^{pr} — соответственно потенциалы гравитационной силы и силы солнечного давления.

Как показано в [11], выполнение условий (2) и (3) следует из особенностей пространственного распределения плазмы в плазмосфере Земли. Это распределение описывается моделью двухкомпонентной плазмы [12], состоящей из холодной компоненты с плотностью n_{cold} и температурой T_{cold} и горячей компоненты с плотностью n_{hot} и температурой T_{hot}. При этом полная плотность плазмы и параметры задаются выражениями [12]

$$n = n_{hot} + n_{cold}, \tag{7}$$

$$n_{cold} = \begin{cases} n^* - 1, & T^* > 1 \text{ эВ}, \\ n^*, & T^* < 1 \text{ эВ}, \end{cases} \quad T_{cold} = \begin{cases} 1 \text{ эВ}, & T^* > 1 \text{ эВ}, \\ T^*, & T^* < 1 \text{ эВ}, \end{cases} \tag{8}$$

$$n_{hot} = \begin{cases} 1, & T^* > 1 \text{ эВ}, \\ 0, & T^* < 1 \text{ эВ}, \end{cases} \quad T_{hot} = T^*, \quad T^* > 1 \text{ эВ}. \tag{9}$$

В (8) и (9) функции n^* и T^* определяются формулами

$$n^*(L) = 10^{\frac{15-L}{3.5}}, \quad T^*(L) = 0.09239 \cdot L^{2.7073} \text{ эВ},$$

где L — параметр местной магнитной оболочки. Покажем, что с высокой степенью точности величину квазиравновесного электрического заряда можно представить в виде полинома от отношения $(L - L_0)/L$, где L_0 — минимальное значение L на траектории. Значение электрического заряда $q(\vec{r})$ определяется в результате численного решения уравнения баланса заряжающих токов:

$$J_{tot}(\Phi_{eq}) \equiv J_p^e + J_p^i + J_{ph} + J_{f-em} = 0. \tag{10}$$

Здесь Φ_{eq} — равновесный потенциал, J_p^e — ток плазменных электронов, J_p^i — ток ионов плазмы, J_{ph} — ток фотоэлектронов и J_{f-em} — ток автоэлектронной эмиссии. Так как в плазмосфере равновесный заряд является отрицательным, заряжающие токи в формуле (10), как показано в [13], определяются выражениями

$$J_p^e = J_{p\ 0}^e \cdot \exp\left(\frac{|e|\Phi_{eq}}{kT_e}\right), \tag{11}$$

$$J_p^i = J_{p\ 0}^i \cdot \left(1 - \frac{|e|\Phi_{eq}}{kT_e}\right), \tag{12}$$

$$J_{ph} = |e|\pi \cdot R_d^2 I_0^{ph}, \tag{13}$$

$$J_{f-em} = 4\pi R_d^2 \cdot 1.54 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{e\varphi} \cdot \exp\left\{-\frac{6.79 \cdot 10^7 (e\varphi)^{3/2}}{E} \cdot \theta\left(\frac{3.62 \cdot 10^{-4} E^{1/2}}{e\varphi}\right)\right\}, \tag{14}$$

где $q(\vec{r}) = \Phi_{eq} R_d$, $J_{p\ 0}^e = -4\pi R_d^2 n_p^e |e| \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}$ — ток плазменных электронов, падающих на покоящуюся незаряженную сферу радиуса R_d; $J_{p\ 0}^i = 4\pi R_d^2 n_p^i \cdot |e| \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}}$ — ток плазменных ионов, падающих на покоящуюся незаряженную сферу; I_0^{ph} — максимальная плотность потока фотоэлектронов (при нормальном падении квантов); $E = \frac{\Phi_{eq}}{R_d}$ — поверхностная напряженность электрического поля [В/см]; $e\varphi$ — работа выхода [эВ]; $\theta(\ldots)$ — функция Нордгейма, n_p^e и n_p^i — плотности электронов и ионов плазмы соответственно, m_e и m_i — массы электрона и протона, T_e и T_i — температуры электронов и протонов, k — постоянная Больцмана. В качестве модели плазмосферной плазмы используется описанная выше модель двухкомпонентной плазмы.

Задача о возмущении орбиты микрочастицы с переменным зарядом магнитной составляющей силы Лоренца. Значение заряда будем аппроксимировать многочленом вида

$$q(L) = Q_0 \left[1 + \sum_{k=1}^{n} \alpha_k \left(\frac{L - L_0}{L} \right)^k \right]. \tag{15}$$

Здесь Q_0 — заряд для $L = L_0$. Коэффициенты разложения α_k получаем подстановкой выражения (15) в уравнение (10). Как видно из рисунков 1 и 2, увеличение степени многочлена существенно улучшает точность приближения даже для большего интервала значений L.

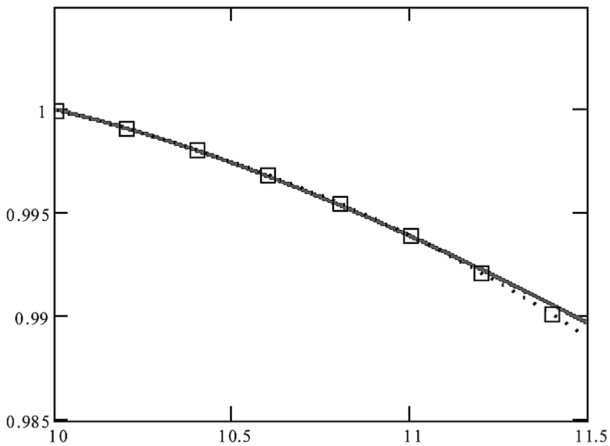

Рис. 1. Квазиравновесный заряд (сплошная линия) и его аппроксимация полиномом (15) (пунктирная линия) при $n = 2$.

Рассмотрим МЧ, движущуюся в суперпозиции центрального гравитационного поля и геомагнитного поля, которое будем аппроксимировать полем магнитного диполя. Заметим, что дипольная аппроксимация магнитного поля является корректной на геоцентрических расстояниях от полутора до десяти радиусов Земли [14]. В дальнейшем ограничимся рассмотрением микрочастиц с радиусами порядка сотых долей микрона. Как показано в работе [15], силой солнечного давления на частицы таких размеров можно пренебречь в силу малости эффективности давления солнечного излучения на указанные частицы. Проведенные оценки позволяют утверждать, что на геоцентрических расстояниях порядка нескольких радиусов Земли сила Лоренца, действующая со стороны магнитного поля Земли на частицы рассматриваемых размеров, может рассматриваться как малое возмущение по сравнению с гравитационной силой. В то же время действием на МЧ электрических полей в ОКП (полями конвекции и коротации) можно пренебречь.

Введем сферическую систему координат r, ϑ, φ с началом в центре Земли и полярной осью, проходящей через южный магнитный полюс. В этом случае гамильто-

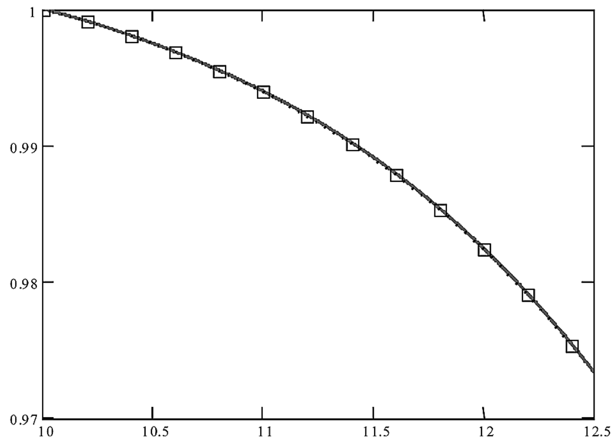

Рис. 2. Квазиравновесный заряд (сплошная линия) и его аппроксимация полиномом (15) (пунктирная линия) при $n = 5$.

ниан (6) может быть записан следующим образом:

$$H = \frac{1}{2m}\left[P_r^2 + P_\vartheta^2 + \frac{1}{r^2 \cdot sin^2\vartheta}\cdot\left[P_\varphi + \frac{Y_{2\varphi}\cdot r\cdot sin\vartheta}{c}\right]^2\right] - \frac{m\mu_E}{r}, \tag{16}$$

где μ_E — гравитационный параметр Земли. Чтобы получить выражение для $Y_{2\varphi}$ перейдем к дипольным координатам L, Φ, M [16] и воспользуемся формулой (15). Тогда

$$Y_{2\varphi}\cdot H_\Phi = -Q_0\cdot B_E\cdot R_E^2\cdot\int\left[1+\sum_{k=1}^{n}\alpha_k\left(\frac{L-L_0}{L}\right)^k\right]\frac{1}{L^2}dL. \tag{17}$$

Здесь H_Φ — коэффициент Ламэ, $B_E = M_E/R_E^3$ — индукция магнитного поля на экваторе ($\vartheta = 0$) на поверхности Земли, M_E — величина момента магнитного диполя, R_E — радиус Земли [16]. Не нарушая общности, для упрощения полученных выражений ограничимся случаем малого эксцентриситета немозмущенной кеплеровской эллиптической орбиты и, соответственно, тремя первыми членами в полиноме (15). Тогда из (17) получим

$$Y_{2\varphi} = \frac{Q_0\cdot B_E\cdot R_E}{L\cdot sin^3\vartheta}\left[\frac{1+\alpha_1+\alpha_2}{L} + \frac{L_0(\alpha_1+2\alpha_2)}{2L^2} + \frac{\alpha_2\cdot L_0^2}{3L^3}\right]. \tag{18}$$

Воспользовавшись выражением для величины B_E и связью между сферическими и дипольными координатами, преобразуем выражение (18) и подставим его в (16). Тогда можно представить гамильтониан (16) в виде

$$H = H_0 + H_1 + H_2, \tag{19}$$

где

$$H_0 = \frac{1}{2m}\left[P_r^2 + P_\vartheta^2 + \frac{P_\varphi^2}{r^2\cdot sin^2\vartheta}\right] - \frac{m\mu_E}{r},$$

$$H_1 = \frac{P_\varphi\cdot Q_0\cdot M_E\cdot\beta_1}{m\cdot r^3\cdot c},\quad H_2 = \frac{Q_0^2\cdot M_E^2\cdot sin^2\vartheta\cdot\beta_2}{2\cdot m\cdot r^4\cdot c^2} + o\left(\frac{1}{r^4}\right).$$

Здесь

$$\beta_1 = 1 + \alpha_1 + \alpha_2, \quad \beta_2 = 1 + \alpha_1^2 + 2 \cdot \alpha_2 + 2 \cdot \alpha_1 + \alpha_2^2 + 2 \cdot \alpha_1 \cdot \alpha_2 - \beta_3,$$

$$\beta_3 = \frac{P_\varphi \cdot L_0 \cdot R_E \cdot c}{Q_0 \cdot M_E} \left(\alpha_1 + 2 \cdot \alpha_2\right).$$

Для значений радиуса микрочастиц в сотые доли микрометра и $L \sim 10$ все β_i порядка единицы. Следовательно, для рассматриваемого случая выражения для составляющих гамильтониана с точностью до множителя порядка единицы совпадают с их выражениями для случая постоянного электрического заряда [1].

Действуя аналогично работе [1], можно показать, что в переменных Делоне $L_D, G_D, H_D, l_D, g_D, h_D$ [17] функция Гамильтона не зависит от обобщенного импульса h_D и, поэтому, координата H_D является интегралом движения

$$H_D = H_{D0}.$$

Вводя в рассмотрение безразмерный параметр

$$\epsilon = \frac{M_E \cdot Q_0 \cdot k_0^2}{m \cdot c \cdot H_0^3},$$

легко показать, что функцию Гамильтона (19) можно представить как отрезок ряда по степеням ϵ:

$$H = H_0(L_D) + \epsilon \cdot H_1(L_D,\ G_D,\ l_D) + \epsilon^2 \cdot H_2(L_D,\ G_D,\ l_D,\ g_D),$$

где $k_0^2 = \gamma \cdot m_E$, m_E — масса Земли, γ — гравитационная постоянная и

$$H_0(L_D) = \frac{k_0^4}{2 \cdot L_D^2}.$$

В [1] доказано, что можно ввести новые переменные $\bar{L},\ \bar{G},\ \bar{l},\ \bar{g}$, в которых функция Гамильтона будет иметь вид

$$\bar{H}(\bar{L},\ \bar{G},\ \bar{l},\ \bar{g}) = \bar{H}_0(\bar{L}) + \epsilon \cdot H_1(\bar{L},\ \bar{G}) + \epsilon^2 \cdot H_2(\bar{L},\ \bar{G},\ \bar{l},\ \bar{g}), \tag{20}$$

причем

$$\bar{H}_0(\bar{L}) = H_0(L_D),$$

$$H_1(\bar{L},\ \bar{G}) = \frac{k_0^4 \cdot H_{D0}^4}{\bar{L}^3 \cdot \bar{G}^3}.$$

В новых переменных уравнения движения МЧ будут иметь следующий вид:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \bar{L}}{\partial t} = \dfrac{\partial \bar{H}}{\partial \bar{l}}, \\ \dfrac{\partial \bar{l}}{\partial t} = -\dfrac{\partial \bar{H}}{\partial \bar{L}}, \end{cases} \quad \begin{cases} \dfrac{\partial \bar{G}}{\partial t} = \dfrac{\partial \bar{H}}{\partial \bar{g}}, \\ \dfrac{\partial \bar{g}}{\partial t} = -\dfrac{\partial \bar{H}}{\partial \bar{G}}. \end{cases} \tag{21}$$

Так как $\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \equiv 0$, траектории движения системы (21) лежат на изоэнергетических поверхностях:

$$\bar{H}(\bar{L},\ \bar{G},\ \bar{l},\ \bar{g}) = C. \tag{22}$$

Фиксация константы C в (22) позволяет выразить $\bar{L}$ через переменные $\bar{G}$, $\bar{l}$, $\bar{g}$. Используя переменную $\bar{l}$ вместо времени в качестве независимой переменной, преобразуем (21) к виду

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \bar{G}}{\partial \bar{l}} = -\dfrac{\bar{H}_{\bar{g}}}{\bar{H}_{\bar{L}}}, \\ \dfrac{\partial \bar{g}}{\partial \bar{l}} = \dfrac{\bar{H}_{\bar{G}}}{\bar{H}_{\bar{L}}}. \end{cases} \tag{23}$$

Система уравнений (23), задающая на изоэнергетической поверхности (22) траектории исходной системы (21), является также канонической. Рассмотрим отображение ψ_ε в фазовой плоскости $\bar{G}$, $\bar{g}$ системы уравнений (23), определяемое перемещением по траекториям от $\bar{l} = 0$ до $\bar{l} = 2\pi$. Интегрируя систему уравнений (23), получим явный вид отображения ψ_ε:

$$\bar{G}(2\pi) = \bar{G}(0) + \varepsilon^2 \cdot f_1(\bar{G}(0), \bar{g}(0)), \tag{24}$$

$$\bar{g}(2\pi) = \bar{g}(0) + \gamma(\bar{G}(0)) + \varepsilon^2 \cdot f_2(\bar{G}(0), \bar{g}(0)), \tag{25}$$

где

$$\gamma(\bar{G}(0)) = \frac{6\pi H_{D0}^4}{\bar{G}^4(0)}.$$

Отображение, задаваемое соотношениями (24) и (25), удовлетворяет теореме Мозера [3]. Действительно, $\frac{d\gamma(\bar{G}(0))}{d\bar{G}(0)} \neq 0$ и, как следует из теоремы Лиувилля, отображение ψ_ε сохраняет площадь. Теорема Мозера гарантирует существование бесконечного множества инвариантных кривых отображения ψ_ε для достаточно малых ε. Траектории системы уравнений (21), исходящие из точек инвариантной кривой, образуют двумерный инвариантный тор в четырехмерном фазовом пространстве. Движения по поверхности инвариантных торов является квазипериодическим с двумя частотами. Любая траектория, начинающаяся между двумя инвариантными торами на одной и той же изоэнергетической поверхности, будет вечно оставаться между ними. Это гарантирует для любого решения системы (21) и достаточно малого ε вечную близость текущего значения переменной $\bar{G}(t)$ к начальному значению $\bar{G}(0)$.

Заключение. В рамках предложенной модели для достаточно малых ε переменная $\bar{G}$ (и связанная с ней переменная G_D) может быть рассмотрена как квазиинтеграл системы (21). Как следует из интеграла энергии (22), аналогичным свойством обладают переменные $\bar{L}$ и L_D. Вследствие этого в силу соотношений между переменными Делоне и оскулирующими элементами возмущенной орбиты должна иметь место вечная близость к начальным значениям таких оскулирующих элементов возмущенной орбиты, как большая полуось, эксцентриситет и угол наклона орбиты к плоскости магнитного экватора. Таким образом, в случае локальной равновесности электрического заряда МЧ с радиусом в сотые доли микрометра, движущейся в плазмосфере Земли, должно иметь место сохранение формы орбиты МЧ и угла наклона орбиты к плоскости магнитного экватора.

Литература

1. *Вавилов С. А., Колесников Е. К.* Некоторые вопросы динамики сильнозаряженных тел в космическом пространстве // Физическая механика. Вып. 4. Динамические процессы в газах и твердых телах. Л., 1981. С. 168–180.

2. *Арнольд В. И.* Доказательство теоремы А. Н. Колмогорова о сохранении условно-периодических движений при малом изменении функции Гамильтона // УМН. 1961. Т. 25, № 1. С. 21–86.

3. *Мозер Ю.* Некоторые аспекты интегрируемых гамильтоновых систем // УМН. 1981. Т. 36. № 5. С. 109–151.

4. *Schaffer L., Burns J. A.* Charged dust in planetary magnetospheres: Hamiltonian dynamics and numerical simulations for highly charged grains // J. of Geoph. Res. A. 1994. Vol. 99, N 9. P. 17211–17223.

5. *Dullin H. R., Horanyi M., Howard J. E.* Generalizations of the Stormer problem for dust grain orbits // Physica D. 2002. Vol. 171. P. 178–195.

6. *Howard J. E., Dullin H. R., Horanyi M.* Stability of halo orbits // Physical Review Letters. 2000. Vol. 84, N 15. P. 3244–3247.

7. *Howard J. E., Horanyi M., Stewart G. R.* Global dynamics of charged dust particles in planetary magnetospheres // Physical Review Letters. 1999. Vol. 83, N 20. P. 3993–3996.

8. *Howard J. E.* Stability of relative equilibria in arbitrary axisymmetric gravitational and magnetic fields // Celestial mechanics and dynamical astronomy. 1999. Vol. 74. P. 19–57.

9. *Колесников Е. К.* Особенности орбитального движения субмикронных частиц в плазмосфере Земли // Космические исследования. 2001. Т. 39. № 1. С. 100–105.

10. *Juhasz A., Horanyi M.* Dynamics of Charged Space Debris in the Earth's Plasma Environment // J. Geophys. Res. A. 1997. Vol. 102, N 4. P. 7237–7246.

11. *Kolesnikov E. K., Chernov S. V., Yakovlev A. B.* On correctness of canonical formulation of the problem of motion of submicron particles in the Earth's plasmasphere // Kosm. Issled. 2007. Vol. 45, N 6. P. 499–504.

12. *Hill J. R., Wipple E. C.* J. Spacecraft Rockets. 1985. Vol. 22. P. 245.

13. *Колесников Е. К.* Влияние авроральных потоков электронов на динамику техногенных микрочастиц в полярной ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т. 41, № 1. С. 238–242.

14. *Дорман Л. И., Смирнов В. С., Тясто М. И.* Космические лучи в магнитном поле Земли. М., 1971. 400 с.

15. *Колесников Е. К., Чернов С. В.* Разработка методов численного моделирования динамики мелкодисперсных частиц в околоземном космическом пространстве // Модели механики сплошной среды. Обзорные доклады и лекции 17 сессии Международой школы по моделям механики сплошной среды (Казань, 4–10 июля). 2004. Казань. С. 55–83.

16. Плазменная гелиогеофизика: в 2 т. Т. 2 / под ред. Л. М. Зеленого и И. С. Веселовского. М., 2008. 560 с.

17. *Дубошин Г. Н.* Небесная механика. Основные задачи и методы. М., 1964. 800 с.

Статья поступила в редакцию 24 октября 2013 г.

Сведения об авторах

Колесников Евгений Константинович — доктор физико-математических наук, профессор; kolesnikov_evg@mail.ru

Яковлев Андрей Борисович — кандидат физико-математических наук; andy_yakovlev@rambler.ru

ON PRESERVATION OF THE FORM OF THE ORBIT OF A MICROPARTICLE WITH A VARIABLE CHARGE MOVING IN THE EARTH PLASMOSPHERE

Evgeniy K. Kolesnikov, Andrey B. Yakovlev

St.Petersburg State University, Universitetskaya nab., 7/9, St. Petersburg, 199034, Russian Federation; kolesnikov_evg@mail.ru, andy_yakovlev@rambler.ru

Particles which move in magnetosphere's plasma get the electric charge $q(r)$ which depends on density and temperature of plasma and the sunlight stream. If motion is slow enough, it is possible to consider that the microparticle's electric charge is quasi-equilibrium. For certain conditions the Hamilton function can be written for the problem with a variable electric charge and, hence, the methods of the analysis of systems of Hamilton equations can be applied for research of such microparticles motion. Though these conditions are strong enough, they correspond to statement of many real problems. Spatial distribution of plasma in the Earth's plasmasphere is described by the model of twocomponent plasma. In the present paper the capability of propagation of results which were received earlier on a case of motion of quasi-equilibrium electric charge in the Earth plasmasphere has been shown. The received result shows there is an opportunity of long orbital holding for microparticles of space dust in the Earth's plasmasphere. Refs 17. Figs 2.

Keywords: microparticles, electric charge, Earth, plasma, orbit.