УДК 531.38

ЛИНЕЙНЫЕ ИНВАРИАНТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ ГИРОСТАТА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА БАРНЕТТА-ЛОНДОНА

А.В.Мазнев

Введение. Впервые гиромагнитные эффекты были обнаружены в 1916 г. в опытах Эйнштейна и де Гааза. Проводившиеся опыты состояли в следующем. Внутри соленоида на нити подвешивали железный цилиндр и намагничивали его пропусканием электрического тока через соленоид. При изменении направления электрического тока на противоположное, цилиндр начинал вращаться вокруг оси намагничивания с некоторой угловой скоростью. Такое явление характерно для любого вещества, являющегося ферромагнетиком, и объясняется наличием у него спонтанной намагниченности. Согласно гипотезе Вейесса, ввиду доменной структуры ферромагнетика спонтанная намагниченность в различных участках тела направлена по-разному и в отсутствии внешнего магнитного поля ферромагнетик не намагничен. Однако, при внесении его даже в слабое магнитное поле, напряженность которого составляет некоторый угол с вектором намагниченности, магнитные силы будут стремиться повернуть вектор намагниченности в направлении поля. Но магнитный момент связан с механическим моментом. Поэтому намагничивание вещества, т.е. появление результирующего магнитного момента единицы объема, связано с появлением соответствующего момента количества движения, и обратно. В современной трактовке указанные эффекты связывают с именами Барнетта [1] и Лондона [2], которые проделали многочисленные опыты и получили значения многих физических параметров.

Таким образом, эффект Барнетта-Лондона состоит в том, что при быстром вращении «нейтральный» ферромагнетик (т.е. не проявляющий первоначально своих ферромагнитных свойств) становится намагниченным вдоль оси вращения. Возникающая при вращении намагниченность линейно зависит от угловой скорости тела [1-3]. Механический момент тела при взаимодействии с внешним магнитным полем будет стремиться по направлению к вектору напряженности. В результате, как показано, например, в работе [3], взаимодействие намагниченности, вызванной его вращением, с внешним магнитным полем приводит к прецессии вектора кинетического момента тела вокруг вектора поля.

Постановка задачи. Уравнения движения тела в магнитном поле с учетом эффекта Барнетта-Лондона изучались в работах [4-10] и других. Используя векторную запись, имеем следующие уравнения

$$A\dot{\overline{\omega}} = (A\overline{\omega} + \overline{\lambda}) \times \overline{\omega} + \overline{s} \times \overline{\nu} + B\overline{\omega} \times \overline{\nu} + \overline{\nu} \times C\overline{\nu}, \tag{1}$$

$$\dot{\overline{\nu}} = \overline{\nu} \times \overline{\omega}. \tag{2}$$

Система (1),(2) в отличие от классической задачи имеет только два интеграла

$$\overline{\nu} \cdot \overline{\nu} = 1, \qquad (A\overline{\omega} + \overline{\lambda}) \cdot \overline{\nu} = k. \tag{3}$$

В формулах (1)-(3) введены обозначения: $\overline{\omega}$ – угловая скорость гиростата; $\overline{\nu}$ – единичный вектор, характеризующий направление магнитного поля; $\overline{\lambda}$ – гиростатический момент; $\overline{s}$ – вектор обобщенного центра масс; B и C – симметричные матрицы третьего порядка; точка над переменными обозначает относительную производную.

Если $B = 0$ и $C = 0$, то есть матрицы нулевые, то из (1)-(3) получим уравнения классической задачи, то есть уравнения Эйлера-Пуассона.

Рассмотрим условия существования линейного инвариантного соотношения (ИС) для уравнений движения тела в магнитном поле с учетом эффекта Барнетта-Лондона (1),(2). В качестве основных переменных примем компоненты x_1, x_2, x_3 вектора момента количества движения $\overline{x} = A\overline{\omega}$ и компоненты ν_1, ν_2, ν_3 единичного вектора $\overline{\nu}$, указывающего направление магнитного поля. Тогда скалярные уравнения получим из уравнений (1),(2)

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= (a_{33} - a_{22})x_2x_3 + a_{13}x_1x_2 + a_{23}(x_2^2 - x_3^2) - a_{12}x_1x_3 + \\ &+ x_1(b_{21}\nu_3 - b_{31}\nu_2 + \lambda_2 a_{13} - \lambda_3 a_{12}) + x_2(b_{22}\nu_3 - b_{32}\nu_2 + \lambda_2 a_{23} - \\ &- \lambda_3 a_{22}) + x_3(b_{23}\nu_3 - b_{33}\nu_2 + \lambda_2 a_{33} - \lambda_3 a_{23}) + s_2\nu_3 - s_3\nu_2 + \\ &+ C_{13}\nu_1\nu_2 + C_{23}(\nu_2^2 - \nu_3^2) + (C_{33} - C_{22})\nu_2\nu_3 - C_{12}\nu_1\nu_3, \end{aligned} \tag{4}$$

$$\begin{aligned}\dot{x}_2 &= (a_{11}-a_{33})x_3x_1 + a_{12}x_2x_3 + a_{13}(x_3^2 - x_1^2) - a_{23}x_1x_2 + \\ &+ x_1(b_{31}\nu_1 - b_{11}\nu_3 + \lambda_3 a_{11} - \lambda_1 a_{13}) + x_2(b_{32}\nu_1 - b_{12}\nu_3 + \lambda_3 a_{12} - \\ &- \lambda_1 a_{23}) + x_3(b_{33}\nu_1 - b_{13}\nu_3 + \lambda_3 a_{13} - \lambda_1 a_{33}) + s_3\nu_1 - s_1\nu_3 + \\ &+ C_{12}\nu_2\nu_3 + C_{13}(\nu_3^2 - \nu_1^2) + (C_{11} - C_{33})\nu_1\nu_3 - C_{23}\nu_1\nu_2,\end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}\dot{x}_3 &= (a_{22}-a_{11})x_1x_2 + a_{23}x_1x_3 + a_{12}(x_1^2 - x_2^2) - a_{13}x_2x_3 + \\ &+ x_1(b_{11}\nu_2 - b_{21}\nu_1 + \lambda_1 a_{12} - \lambda_2 a_{11}) + x_2(b_{12}\nu_2 - b_{22}\nu_1 + \lambda_1 a_{22} - \\ &- \lambda_2 a_{12}) + x_3(b_{13}\nu_2 - b_{23}\nu_1 + \lambda_1 a_{23} - \lambda_2 a_{13}) + s_1\nu_2 - s_2\nu_1 + \\ &+ C_{23}\nu_1\nu_3 + C_{12}(\nu_1^2 - \nu_2^2) + (C_{22} - C_{11})\nu_1\nu_2 - C_{13}\nu_2\nu_3,\end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned}\dot{\nu}_1 &= x_1(a_{13}\nu_2 - a_{12}\nu_3) + x_2(a_{23}\nu_2 - a_{22}\nu_3) + x_3(a_{33}\nu_2 - a_{23}\nu_3),\\ \dot{\nu}_2 &= x_1(a_{11}\nu_3 - a_{13}\nu_1) + x_2(a_{12}\nu_3 - a_{23}\nu_1) + x_3(a_{13}\nu_3 - a_{33}\nu_1),\\ \dot{\nu}_3 &= x_1(a_{12}\nu_1 - a_{11}\nu_2) + x_2(a_{22}\nu_1 - a_{12}\nu_2) + x_3(a_{23}\nu_1 - a_{13}\nu_2).\end{aligned} \tag{7}$$

В системе (4)-(7) введены обычные обозначения: $a = (a_{ij})$, $B = (B_{ij})$, $C = (C_{ij})$, $\bar{s} = (s_1, s_2, s_3)$, $\bar{\lambda} = (\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$, а через b_{ij} обозначены выражения

$$\begin{aligned}&b_{11} = a_{11}B_{11} + a_{12}B_{12} + a_{13}B_{13}, && b_{12} = a_{12}B_{11} + a_{22}B_{12} + a_{23}B_{13},\\ &b_{13} = a_{13}B_{11} + a_{23}B_{12} + a_{33}B_{13}, && b_{21} = a_{11}B_{12} + a_{12}B_{22} + a_{13}B_{23},\\ &b_{22} = a_{12}B_{12} + a_{22}B_{22} + a_{23}B_{23}, && b_{23} = a_{13}B_{12} + a_{23}B_{22} + a_{33}B_{23},\\ &b_{31} = a_{11}B_{13} + a_{12}B_{23} + a_{13}B_{33}, && b_{32} = a_{12}B_{13} + a_{22}B_{23} + a_{23}B_{33},\\ &b_{33} = a_{13}B_{13} + a_{23}B_{23} + a_{33}B_{33}.\end{aligned} \tag{8}$$

Первые интегралы (3) запишем в скалярном виде

$$\nu_1^2 + \nu_2^2 + \nu_3^2 = 1, \quad (x_1 + \lambda_1)\nu_1 + (x_2 + \lambda_2)\nu_2 + (x_3 + \lambda_3)\nu_3 = k. \tag{9}$$

Рассмотрим условия существования у системы (4)-(7) одного линейного ИС. Подвижную систему координат гиростата выберем так, чтобы ИС имело вид

$$x_1 = g_0 + g_1\nu_1 + g_2\nu_2 + g_3\nu_3. \tag{10}$$

Условия существования ИС (10). Редукция системы (4)-(7). В данной работе для уравнений (4)-(7) решена задача определения условий существования ИС (10). В работе [4] рассмотрен частный случай, когда центр масс гиростата направлен по первой оси, то есть $\bar{s} = (s_1, 0, 0)$.

Вычислим производную от соотношения (10) после подстановки в него (10) в силу уравнений (4)-(7) и потребуем, чтобы полученное равенство было тождеством по $x_2, x_3, \nu_1, \nu_2, \nu_3$. Тогда получим следующие условия

$$a_{12} = a_{23} = 0, \quad a_{33} = a_{22}, \tag{11}$$

$$\begin{aligned}&s_2 = 0, \quad \lambda_2 = 0, \quad b_{23} = 0, \quad b_{32} = 0, \quad g_2 = 0,\\ &g_1 = -\frac{1}{2a_{22}}(b_{22} + b_{33}), \quad g_3 = -\frac{a_{13}}{2a_{22}^2}(b_{22} + b_{33}),\\ &a_{13}g_0 = \lambda_3 a_{22}, \quad b_{22}(a_{22}^2 - a_{13}^2) = b_{33}(a_{22}^2 + a_{13}^2),\end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned}&C_{23} = C_{12} = 0, \quad C_{13} + g_1(g_3 a_{11} - g_1 a_{13} - b_{31}) = 0,\\ &C_{33} - C_{22} + g_3(g_3 a_{11} - g_1 a_{13} - b_{31}) = 0,\end{aligned} \tag{13}$$

$$s_3 - g_0(g_3 a_{11} - g_1 a_{13} - b_{31}) = 0. \tag{14}$$

В силу $g_2 = 0$ ИС (10) упрощается

$$x_1 = g_0 + g_1 \nu_1 + g_3 \nu_3, \tag{15}$$

где g_0, g_1, g_3 удовлетворяют условиям из (12).

Из условий (11) следует, что первая координатная ось, относительно которой задано ИС (10), перпендикулярна круговому сечению гирационного эллипсоида и плоскости, проходящей через неподвижную точку (т.е. имеем аналог условий В.Г. Гесса [11]). В силу равенств $s_2 = 0,\ \lambda_2 = 0$, которые следуют из системы (12), векторы центра масс и гиростатического момента принадлежат главной плоскости гирационного эллипсоида (и, как следствие этого факта, эллипсоида инерции). На основании условий (11) компоненты матрицы b_{ij} из равенств (8) принимают значения

$$\begin{aligned} &b_{11} = a_{11}B_{11} + a_{13}B_{13}, \quad b_{12} = a_{22}B_{12}, \quad b_{13} = a_{13}B_{11} + a_{22}B_{13}, \\ &b_{21} = a_{11}B_{12} + a_{13}B_{23}, \quad b_{22} = a_{22}B_{22}, \quad b_{23} = a_{13}B_{12} + a_{22}B_{23}, \\ &b_{31} = a_{11}B_{13} + a_{13}B_{33}, \quad b_{32} = a_{22}B_{23}, \quad b_{33} = a_{13}B_{13} + a_{22}B_{33}. \end{aligned} \tag{16}$$

В силу условий (12),(16) компоненты матрицы B удовлетворяют условиям

$$B_{23} = B_{12} = 0. \tag{17}$$

Из равенств (13) вытекает, что компоненты матрицы C удовлетворяют условиям, аналогичным условиям (17) для матрицы B. Равенство (14) показывает, что в общем случае центр масс гиростата не лежит на первой оси.

На основании условий (11)-(17) можно записать уравнение класса Т.Леви-Чивиты

$$\begin{aligned} &\left[x_1 - (g_0 + g_1\nu_1 + g_3\nu_3)\right]^{\bullet} = \\ &= \left[x_1 - (g_0 + g_1\nu_1 + g_3\nu_3)\right]\left[a_{13}x_2 + (g_3 a_{11} - g_1 a_{13} - b_{31})\nu_2\right]. \end{aligned}$$

С помощью первых интегралов (9) систему шести уравнений (4)-(7) на инвариантном соотношении (15) приведем к системе третьего порядка

$$\begin{aligned} \dot{x}_3 = \frac{1}{\sqrt{1-\nu_1^2-\nu_3^2}}\Big[&a_{13}\nu_3 x_3^2 + (\alpha_0 + \alpha_1\nu_1 + \alpha_2\nu_3 + \alpha_3\nu_1^2 + \alpha_4\nu_1^2 + \\ &+ \alpha_4\nu_1\nu_3 + \alpha_5\nu_3^2)x_3 + \beta_0 + \beta_1\nu_1 + \beta_2\nu_3 + \beta_3\nu_1\nu_3 + \beta_4\nu_1^2 + \beta_5\nu_3^2 + \\ &+ \beta_6\nu_1^3 + \beta_7\nu_3^3 + \beta_8\nu_1^2\nu_3 + \beta_9\nu_1\nu_3^2\Big], \end{aligned} \tag{18}$$

$$\begin{aligned} \dot{\nu}_1 = \frac{1}{\sqrt{1-\nu_1^2-\nu_3^2}}\Big[&a_{22}(1-\nu_1^2)x_3 + a_{13}g_0 + a_{13}g_1\nu_1 + (a_{13}g_3 - ka_{22})\nu_3 + \\ &+ a_{22}g_0\nu_1\nu_3 - a_{13}g_0\nu_1^2 - a_{13}g_1\nu_1^3 - a_{13}g_3\nu_3^3 - b_{33}\nu_1^2\nu_3\Big], \end{aligned} \tag{19}$$

$$\begin{aligned} \dot{\nu}_3 = \frac{1}{\sqrt{1-\nu_1^2-\nu_3^2}}\Big[&-(a_{13} - a_{13}\nu_1^2 - a_{13}\nu_3^2 + a_{22}\nu_1\nu_3)x_3 - a_{11}g_0 + \\ &+ (ka_{22} - a_{11}g_1)\nu_1 - a_{11}g_3\nu_3 + (a_{11} - a_{22})g_0\nu_1^2 + g_0 a_{11}\nu_3^2 - a_{22}\lambda_3\nu_1\nu_3 + \\ &+ (a_{11} - a_{22})g_1\nu_1^3 + a_{11}g_3\nu_3^3 + (a_{11} - a_{22})g_3\nu_1^2\nu_3 + a_1 g_1\nu_1\nu_3^2\Big], \end{aligned} \tag{20}$$

где

$$\alpha_0 = b_{13} - ka_{13}, \quad \alpha_1 = a_{13}g_0, \quad \alpha_2 = \lambda_3 a_{13} - \lambda_1 a_{22} - (a_{22} - a_{11})g_0,$$
$$\alpha_3 = a_{13}g_1 - b_{13}, \quad \alpha_4 = b_{22} + a_{13}g_3 - (a_{22} - a_{11})g_1,$$
$$\alpha_5 = -b_{13} - (a_{22} - a_{11})g_3,$$
$$\beta_0 = k(a_{22} - a_{11})g_0 + ka_{22}\lambda_1 + s_1 + g_0 b_{11},$$
$$\beta_1 = k(a_{22} - a_{11})g_1 - kb_{22} - g_0^2(a_{22} - a_{11}) - g_0\lambda_1 a_{22} + b_{11}g_1 + C_{22} - C_{11},$$
$$\beta_2 = k(a_{22} - a_{11})g_3 - g_0(a_{22} - a_{11})\lambda_3 - a_{22}\lambda_1\lambda_3 + g_3 b_{11} - C_{13},$$
$$\beta_3 = -2g_0 g_3(a_{22} - a_{11}) - \lambda_1 a_{22} g_3 - \lambda_3 g_1(a_{22} - a_{11}) + \lambda_3 b_{22},$$
$$\beta_4 = -2g_0 g_1(a_{22} - a_{11}) + g_0(b_{22} - b_{11}) - \lambda_1 g_1 a_{22} - s_1,$$
$$\beta_5 = -\lambda_3 g_3(a_{22} - a_{11}) - s_1 - b_{11}g_0,$$
$$\beta_6 = -g_1^2(a_{22} - a_{11}) + g_1(b_{22} - b_{11}) - C_{22} + C_{11},$$
$$\beta_7 = C_{13} - g_3 b_{11},$$
$$\beta_8 = -2g_1 g_3(a_{22} - a_{11}) + g_3(b_{22} - b_{11}) - C_{13},$$
$$\beta_9 = -g_3^2(a_{22} - a_{11}) + b_{11}g_1 - C_{22} + C_{11}.$$

После интегрирования системы (18)-(20) переменную ν_2 получим из формулы $\nu_2 = \sqrt{1 - \nu_1^2 - \nu_3^2}$, переменную x_1 из формулы (15), а переменную x_2 из формулы $x_2 = \dfrac{1}{\sqrt{1 - \nu_1^2 - \nu_3^2}}(k - \lambda_1\nu_1 - \nu_3(x_3 + \lambda_3))$. Таким образом, интегрирование уравнений движения гиростата (4)-(7) на линейном инвариантном соотношении (10) сведено к интегрированию системы третьего порядка (18)-(20).

Отметим, что при $a_{13} = 0$ из равенств (12) вытекает, что $g_3 = 0, \quad \lambda_3 = 0, \quad b_{22} = b_{33}$, а из равенств (13) следует условие $C_{33} = C_{22}$. Значения (16) значительно упрощаются

$$\begin{gathered} b_{11} = a_{11}B_{11}, \quad b_{12} = 0, \quad b_{13} = a_{22}B_{13}, \quad b_{21} = 0, \\ b_{22} = a_{22}B_{22}, \quad b_{23} = 0, \quad b_{31} = a_{11}B_{13}, \quad b_{32} = 0, \quad b_{33} = a_{22}B_{33}. \end{gathered} \tag{21}$$

Следовательно для матрицы B имеет место наряду с условиями (17) условие $B_{22} = B_{33}$.

Инвариантное соотношение (15) примет вид

$$x_1 = g_0 + g_1\nu_1$$
(22)

Сравнение полученных результатов с известными результатами [12,13]. Представляет большой интерес сравнить найденные условия существования линейного ИС для уравнений (4)-(7) с условиями для уравнений Кирхгофа-Пуассона [12,13]. Запишем эти уравнения в виде

$$\dot{\bar{x}} = (\bar{x} + \bar{\lambda}) \times \bar{x} + a\bar{x} \times B^*\bar{\nu} + \bar{s} \times \bar{\nu} + \bar{\nu} \times C\bar{\nu}, \qquad \dot{\bar{\nu}} = \bar{\nu} \times a\bar{x} \tag{23}$$

Выпишем условия существования ИС (10) для уравнений (23) [12,13]

$$a_{12} = a_{23} = 0, \quad a_{22} = a_{23}, \quad \lambda_2 = 0, \quad a_{13}g_0 - a_{22}\lambda_3 = 0, \quad g_2 = B_{12}^*,$$
$$a_{13}g_1 - a_{22}g_3 + a_{22}B_{13}^* = 0, \quad a_{13}g_2 + a_{22}B_{23}^* = 0,$$
$$a_{13}g_3 + a_{22}g_1 + a_{22}B_{33}^* = 0, \quad a_{22}g_1 - a_{13}g_3 + a_{22}B_{22}^* = 0,$$

$$\begin{gathered} s_2 = g_0(a_{13}B_{23}^* + a_{11}g_2), \quad s_3 = g_0(a_{11}g_3 - a_{13}g_1 - a_{13}B_{22}^*), \\ C_{12} + g_1(a_{13}B_{23}^* + a_{11}g_2) = 0, \quad C_{13} + g_1(a_{11}g_3 - a_{13}g_1 - a_{13}B_{22}^*) = 0, \end{gathered} \tag{24}$$

$$C_{23} + g_2(a_{11}g_3 - a_{13}g_1 - a_{13}B^*_{22}) = 0, \quad C_{23} + g_3(a_{13}B^*_{23} + a_{11}g_2) = 0,$$
$$C_{22} - C_{33} = a_{11}(g_3^2 - g_2^2) - a_{13}(g_1g_3 + g_3B^*_{22} + g_2B^*_{23}).$$

В равенствах (24) приняты такие же обозначения, как и в уравнении (1), исключая матрицу B^*. То есть это позволяет сравнить условия (11)-(14),(17) и условия (24). Прежде всего, следует отметить, что условия на компоненты гирационного эллипсоида a_{ij} одинаковые. Сравнение указанных условий приводит к следующим выводам: в условиях (12) $s_2 = 0$, а в условиях (24) s_2 в общем случае отлично от нуля; компонента λ_2 в обоих случаях равна нулю; компоненты матриц B и B^* удовлетворяют разным условиям (например, условий (17) в равенствах (24) нет); компоненты матрицы C также подчинены разным условиям.

Наглядными являются отличия не только в условиях на параметры задач (1), (2) и (23), но и в структуре ИС (10). Например, в задаче о движении тела гиростата в магнитном поле с учетом эффекта Барнетта-Лондона при $a_{13} = 0$ ИС принимает вид (22), а компоненты матриц C и B^* удовлетворяют равенствам $C_{22} = C_{33}$, $B^*_{22} = B^*_{33}$. В задаче о движении гиростата под действием потенциальных и гироскопических сил, описываемой уравнениями Кирхгофа-Пуассона (23) при $a_{13} = 0$ ИС (10) имеет вид

$$x_1 = g_0 - B^*_{22}\nu_1 + B^*_{12}\nu_2,$$

а условия существования этого ИС отличаются от условий существования ИС (22). Если в этой задаче предполагать, что $a_{13} \neq 0$, то ИС (10), как показано в работе [13], таково

$$x_1 = \frac{a_{22}\lambda_3}{a_{13}} - \frac{1}{2}(B^*_{22} + B^*_{33})\nu_1 + \frac{a_{22}(B^*_{22} - B^*_{33})}{2a_{13}}\nu_3. \tag{25}$$

К аналогичной структуре на основании (12) можно привести ИС (15)

$$x_1 = \frac{a_{22}\lambda_3}{a_{13}} - \frac{1}{2a_{22}}(b_{22} + b_{33})\nu_1 + \frac{b_{22} - b_{33}}{2a_{13}}\nu_3. \tag{26}$$

Однако значения B^*_{22}, B^*_{33} заменяются не на соответствующие значения B^*_{22}, B^*_{33}, а на $\frac{b_{22}}{a_{22}}$ и $\frac{b_{33}}{a_{22}}$.

Общим свойством ИС (25),(26) является отсутствие слагаемого, содержащего переменную ν_2.

Проведенные сравнения условий существования ИС (10) в двух задачах (1),(2) и (23) носят аналитический характер, который не влияет на принципиальные вопросы редуцированных систем: в задаче (1),(2) редуцированная система имеет третий порядок; в задаче (23) редуцированная система имеет второй порядок [12,13].

Таким образом, в работе найдены условия существования линейного инвариантного соотношения уравнений движения гиростата в магнитном поле, которые обобщают условия [4]. Инвариантное соотношение обладает свойством инвариантного соотношения, которое введено Т. Леви-Чивитой [14], то есть производная от заданного ИС в силу уравнений движения обращается в нуль на этом ИС. Применяемый метод отличается от метода П.В. Харламова [15,16].

РЕЗЮМЕ

Отримані умови існування лінійного інваріантного співвідношення рівнянь руху гіростату в магнітному полі сил, з урахуванням ефекту Барнетта-Лондона.

SUMMARY

We discovered the conditions of linear invariant correlation's existence of equations of gyrostat's movement in the magnetic field taking into consideration Barnett-London's effect which generalize the conditions.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barnett S.I. Rev. Modern Phys. / S.I. Barnett. – 1935. – V.7. – P.129-137.
2. London F. Superfluids / F. London., H. London // I. N. Y., Wiley. Inc. – 1950. – 372 p.
3. Урман Ю.М. Динамические эффекты, обусловленные вращательным движением сверхпроводника в магнитном подвесе / Ю.М. Урман // Докл. АН СССР. – 1984. – Т.276, № 6. – С.23-33.
4. Горр Г.В. О линейном инвариантном соотношении в задаче о движении гиростата в магнитном поле /Г.В.Горр // Прикл. математика и механика. – 1997. – Т. 61, вып. 4. – С.566-569.
5. Горр Г.В. Об одном классе полиномиальных решений в задаче о движении гиростата в магнитном поле / Г.В.Горр, Н.Г. Суворова // Прикл. математика и механика. – 1997. – Т.61, вып.5. – С.781-787.
6. Зыза А.В. О полиномиальных решениях уравнений движения гиростата в магнитном поле / А.В.Зыза // Механика твердого тела. – 2003. – Вып.33. – С.61-70.
7. Козлов В.В. К задаче о вращении твердого тела в магнитном поле / В.В.Козлов // Изв. РАН. Механика твердого тела. – 1985. - № 6. – С.28-33.
8. Миронова Е.М. О решении уравнений движения в магнитном поле на основе полиномиальных решений / Е.М.Миронова // Прикл. механика. – 2001. – Т.37, вып. 2. – С.105-113.
9. Самсонов В.А. О вращении тела в магнитном поле / В.А.Самсонов // Изв. РАН. Механика твердого тела. – 1984. - № 4. – С.32-34.
10. Ткаченко Н.В. Некоторые классы прецессионных движений твердого тела в магнитном поле / Н.В Ткаченко. // Механика твердого тела. – 1997. – Вып.29. – С.26-30.
11. Hess W. Über die Eulerchen Bewegungsgleichungen und über eine neue partikuläre Lösung des Problems der Bewegung eines starren schweren Körpers um einen festen Punkt / W. Hess // Math. Ann. – 1890. – B.37, H.2. – S.153-181.
12. Горр Г.В. О новом решении уравнений Кирхгофа в случае линейного инвариантного соотношения / Г.В. Горр, Е.К. Узбек // Прикл. математика и механика. – 2005. – Т.67, вып.6. – С.931-939.
13. Узбек Е.К. Об интегрировании уравнений Кирхгофа в случае линейного инвариантного соотношения / Е.К. Узбек, Е.А. Данилейко // Механика твердого тела. – 2004. – Вып.34. – С.87-94.
14. Леви-Чивита Т. Курс теоретической механики в 2-х т. / Т. Леви-Чивита, У. Амальди – М.: Изд-во иностр. литер., – 1951. – Т. 2, ч.2: Динамика систем с конечным числом степеней свободы. – 555 с.
15. Харламов П.В. Об инвариантных соотношениях системы дифференциальных уравнений / П.В. Харламов // Механика твердого тела. – 1974. – Вып.6. – С.15-24.
16. Харламов П.В. Об алгебраических инвариантных соотношениях уравнений движения твердого тела, имеющего неподвижную точку / П.В.Харламов // Механика твердого тела. – 1974. – Вып.6. – С.25-33.

Поступила в редакцию 30.04.2010 г.