

## О ВЛИЯНИИ РАЗДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОТОКОВ НА КОЛЕБАНИЯ ЭКИПАЖА В СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛЕВИТАЦИИ

Розглянуто спільні вертикальні та бічні коливання надпровідного магніту, що рухається в системі електродинамічної левітації з дискретною шляховою структурою. Досліджено вплив поділу магнітних потоків у магніті, що рухається, на його коливальні процеси. Показано, що введення додаткових надпровідних контурів дозволяє змінювати частоти вертикальних коливань магніту.

Рассмотрены совместные вертикальные и боковые колебания движущегося сверхпроводящего магнита в системе электродинамической левитации с дискретной путевой структурой. Исследовано влияние разделения магнитных потоков в движущемся магните на его колебательные процессы. Показано, что введение дополнительных сверхпроводящих контуров позволяет перестроить собственные частоты вертикальных колебаний магнита.

The joint vertical and lateral oscillations of a moving superconductive magnet in the electrodynamic levitation system with the discrete track structure have been researched. There has also been studied the effect of magnet flow separation into oscillation processes in the moving magnet. It has been shown that introduction of the extra superconductive coils enables to modify the own frequencies of vertical magnet oscillations.

Наиболее известным и хорошо установленным фактом в теории электродинамической левитации является неустойчивость вертикальных колебаний движущегося магнита [1; 2]. Неустойчивость левитирующего тела проявляется в виде слабого инкремента и имеет место как в случае использования в качестве путевой структуры сплошного токопроводящего полотна, так и дискретной путевой структуры, состоящей из короткозамкнутых токовых контуров.

Как показали многочисленные исследования, неустойчивость вертикальных колебаний в системах электродинамической левитации не может быть устранена без использования дополнительных механических демпфирующих устройств. Однако механические демпфирующие устройства [3] увеличивают массу системы, что неизбежно приводит к дополнительным энергетическим затратам.

Целью работы является исследование принципиальной возможности изменения частотных и амплитудных характеристик вертикальных и боковых колебаний сверхпроводящих магнитов за счет увеличения числа короткозамкнутых токовых сверхпроводящих контуров без применения вторичного демпфирования.

Постановка задачи формулируется следующим образом: рассматриваются вертикальные и боковые колебания тела, движущегося с постоянной скоростью  $V$  над дискретной путевой структурой, состоящей из короткозамкнутых электрических контуров. Короткозамкнутые контуры расположены независимо друг от друга. Расстояние между путевыми контурами  $dd$  задано.

Как известно, движение тела вдоль такой путевой структуры приводит к его левитации.

При решении поставленной задачи были использованы следующие допущения. Движущийся экипаж был представлен прямоугольной токовой рамкой длиной  $l_0$ , шириной  $b_0$ ; при расчете коэффициентов самоиндукции сечения проводников считались бесконечно малыми; явление поверхностного эффекта не учитывалось. Влияние путевых дискретных контуров друг на друга также не учитывается, так как это влияние обычно незначительно (порядка нескольких процентов от величины тока, наводимого в дискретном путевом контуре движущимся магнитом). Изучается случай левитации материальной точки в двухмерном магнитном поле.

Для моделирования разветвления магнитного потока в движущемся бортовом магните токовая рамка с некоторым фиксированным током  $I_0$  делится на две соосные рамки с токами  $I_{01}$  и  $I_{02}$  ( $I_{01} + I_{02} = I_0$ ), расположенными на расстоянии  $d$  друг от друга [4].

Уравнения, описывающие вертикальные боковые колебания движущегося тела в системе электродинамической левитации, имеют вид:

$$m\ddot{z} = -mg + F_z, \quad (1)$$

$$m\ddot{y} = F_y, \quad (2)$$

где  $m$  – масса сверхпроводящего магнита;  $z$  – вертикальная координата его центра масс;  $y$  –

координата центра масс магнита в боковом направлении;  $g$  – ускорение силы тяжести;  $F_z$  – сила взаимодействия магнита с вихревыми токами, наводимыми в дискретной путевой структуре при движении магнита;  $F_y$  – сила, действующая в боковом направлении на движущийся токовый контур.

Сила взаимодействия в вертикальном направлении  $F_z$  для разветвленного магнитного потока может быть представлена в виде

$$F_z = I_{01} \sum_{i=1}^N I_i \frac{\partial M_{01i}(Vt - x_i, z, y)}{\partial z} + I_{02} \sum_{i=1}^N I_i \frac{\partial M_{02i}(Vt - x_i, z + d, y)}{\partial z}. \quad (3)$$

Выражение для силы, действующей в боковом направлении, будет иметь подобный вид

$$F_y = I_{01} \sum_{i=1}^N I_i \frac{\partial M_{01i}(Vt - x_i, z, y)}{\partial y} + I_{02} \sum_{i=1}^N I_i \frac{\partial M_{02i}(Vt - x_i, z + d, y)}{\partial y}, \quad (4)$$

где  $d$  – расстояние между магнитосвязанными контурами;  $Vt$  – текущая координата тела в горизонтальном направлении;  $I_i$  – токи, наводимые в контурах путевой структуры;  $M_{01i}$  и  $M_{02i}$  – коэффициенты взаимной индуктивности между движущимся сверхпроводящим магнитом и короткозамкнутыми контурами дискретной путевой структуры.

Для переходных процессов в короткозамкнутых контурах справедливы уравнения

$$L_k \frac{dI_k}{dt} + \sum_{i=1}^N I_i \frac{dM_{ik}}{dt} + R_k I_k = - \left( I_{01} \frac{dM_{01k}}{dt} + I_{02} \frac{dM_{02k}}{dt} \right) \quad k = 1, 2, \dots, N, \quad (5)$$

где  $L_k$ ,  $R_k$  – собственная индуктивность и сопротивление контура;  $N$  – число контуров дискретной путевой структуры.

Выражения для коэффициентов взаимной индуктивности и самоиндуктивности соосных короткозамкнутых токовых рамок дискретной путевой структуры и движущегося сверхпроводящего магнита, имеющих одинаковую ширину, взяты соответственно из работ [5; 6].

В соотношение (5) входит изменение коэффициента взаимной индуктивности в зависимости от времени, которое определяется по формуле

$$\frac{dM_{ik}}{dt} = \frac{\partial M_{ik}}{\partial x} V + \frac{\partial M_{ik}}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial M_{ik}}{\partial y} \frac{dy}{dt}.$$

Нетрудно видеть, что уравнения (1), (2) и уравнение (5) являются связанными только через коэффициенты взаимной индуктивности  $M(Vt - x, z, y)$ .

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (1)–(5) была дополнена начальными условиями, которые задавались в виде:

$$z|_{t=0} = h_0 + \Delta z_0, \quad \dot{z}|_{t=0} = \dot{z}_0,$$

$$y|_{t=0} = y_0, \quad \dot{y}|_{t=0} = \dot{y}_0, \quad I_k|_{t=0} = 0.$$

Данная расчетная модель была использована для исследования вертикальных и боковых колебаний в системе электродинамической левитации с дискретной путевой структурой и разветвлением магнитного потока в движущемся магните. Устойчивость системы отслеживалась на основании поведения зависимостей  $z(t)$ ,  $y(t)$ . Одновременно мы отслеживали и временные зависимости сил, действующих на движущуюся токовую рамку при одновременном возмущении в  $z$  и  $y$  направлениях.

Рассматривались колебания единичного магнита. В движущемся магните ток равнялся  $I_0 = 10^5$  А. Во всех расчетах длина подвижной рамки варьировалась от  $l_0 = 0,3$  м до  $l_0 = 1$  м, ширина  $b_0 = 0,3$  м. В качестве путевых контуров были выбраны квадратные токовые рамки длиной  $l_i = 0,3$  м, выполненные из алюминиевой проволоки радиусом  $\delta_i = 0,15$  м. Расстояние между рамками  $dd$  варьировалось.

Отметим, что масса левитирующего магнита определялась из условия его равновесия

$$mg = \sum_{i=1}^N I_{01} I_i \frac{dM_{01i}(z)}{dz} + \sum_{i=1}^N I_{02} I_i \frac{dM_{02i}(z)}{dz}.$$

Система уравнений (1)–(5) интегрировалась методом Рунге-Кутты в широком диапазоне изменения входных параметров.

Результаты расчетов показали, что вертикальные колебания единичного магнита являются неустойчивыми для всех значений параметров, но величина амплитуды существенно зависит от параметров  $l_0$  и  $dd$ . С уменьшением длины движущегося магнита уменьшается амплитуда его вертикальных колебаний, а при длине  $l_0$  соизмеримой с длиной токовой рамки дискретной путевой структуры наблюдается

изменение фазы вертикальных колебаний. При этом частота вертикальных колебаний практически остается неизменной.

Изменение в зависимости от времени амплитуды вертикальных и боковых колебаний бортового магнита длиной  $l_0 = 1$  м, массой 130 кг, движущегося со скоростью 100 м/с показано на рис. 1 и 2. Расстояние между контурами путевой структуры в этих расчетах составляет 0,03 м.

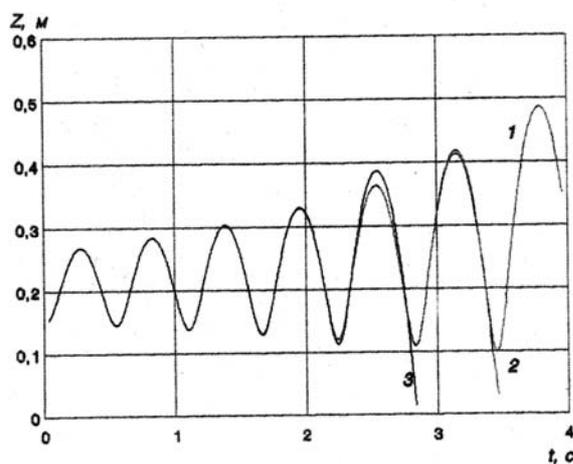


Рис. 1. Амплитуда вертикальных колебаний магнита

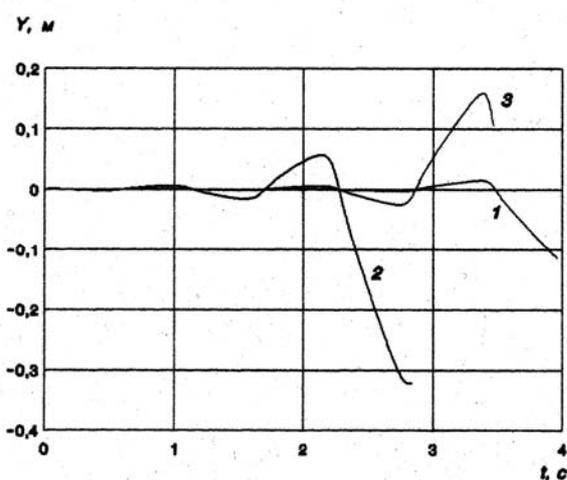


Рис. 2. Амплитуда боковых колебаний магнита

На указанных рисунках кривые 1 соответствуют возмущению  $y_0 = 0,00001$  м, кривые 2 –  $y_0 = 0,0001$  м, кривые 3 –  $y_0 = 0,001$  м.

Отметим, что величина амплитуды боковых колебаний оказывается значительно ниже амплитуды вертикальных колебаний сверхпроводящего магнита. Влияние возмущений по оси  $Y$  сказывается незначительно на вертикальные колебания. Однако наличие боковых возмущений достаточно часто приводит к разрушению подвеса (см. рис. 2).

Далее было исследовано влияние разветвления магнитного потока в бортовом сверхпроводящем

магните на колебательные процессы в указанной системе электродинамической левитации.

Как показали расчеты, разделение магнитных потоков в системах электродинамической левитации по указанному принципу позволяет существенно изменить амплитуду и частоту вертикальных незатухающих колебаний.

Например, если взять отношение токов равным  $I_{02}/I_{01} = 2$ , то амплитуда незатухающих колебаний становится приблизительно в 3 раза меньше по сравнению с неразделенным магнитным потоком, при этом инкремент незатухающих колебаний изменяется незначительно (инкремент незатухающих колебаний имеет минимум в зависимости от величины  $I_{02}/I_{01}$ , координата минимума изменяется в зависимости от скорости движения  $V$ ). Кроме того, при разделении магнитных потоков, меняется фаза незатухающих колебаний. Следовательно, при необходимости фазовый сдвиг вертикальных колебаний можно произвести только за счет разветвления магнитного потока в движущемся магните.

Проведенные расчеты показали, что разветвление магнитного потока в бортовом сверхпроводящем магните по указанному принципу совершенно не влияет на характер боковых колебаний.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Байко А. В. О вертикальной неустойчивости в системах электродинамического подвешивания экипажей ВСНТ / А. В. Байко, К. Э. Воеводский // Изв. ВУЗов СССР. Электромеханика. – 1979. – № 11. – С. 983–990.
2. Кочетков В. М. Теория электродинамической левитации. Основные результаты и дальнейшие задачи / В. М. Кочетков, К. И. Ким, И. И. Трещев // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1981. – № 1. – С. 72–91.
3. Дзензерский В. А. Устойчивость вертикальных колебаний в системах электродинамического подвеса с дискретной путевой структурой / В. А. Дзензерский, А. А. Зевин, Л. А. Филоненко // Прикладная механика. – 1995. – Т. 31 – № 7. – С. 88–93.
4. Горский О. И. Частотные характеристики многоконтурных систем подвешивания / О. И. Горский, В. А. Дзензерский, Э. А. Зельдина // Изв. РАН: Энергетика и транспорт, – 1992. – Т. 38. – С. 125–129.
5. Kratki N., Oberreti K. Ausgleichs organge and schwingungen beimelec namischen magnetkissen system // archiv fur elecrutechnik BRD. – 1975. – V. 67, N 2. – P. 59–64.
6. Каланторов М. Л. Расчет индуктивностей / М. Л. Каланторов, А. Л. Цейтлин. – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 487 с.

Поступила в редколлегию 10.11.2005.