

УДК 53.843

Криогенний датчик гравиметрических приборов

О. Г. Чеборин, В. А. Яценко

Інститут космічних досліджень НАНУ—НКАУ, Київ

Надійшла до редакції 14.05.98

Розглянуто можливості використання результатів теоретичних досліджень для створення високочутливого кріогенного датчика. Побудована математична модель датчика, вивчена динаміка та стійкість чутливого елемента, а також запропоновані алгоритми попередньої обробки та фільтрації сигналів.

ВВЕДЕНИЕ

Гравиметрические приборы, предназначенные для измерения параметров гравитационных полей, используются для картографирования полей Земли и других планет (исследование структуры планет, поиск полезных ископаемых и т. д.), решения задач навигации, сейсмологии, астрофизики, фундаментальных физических задач (обнаружение гравитационных волн, подтверждение принципа эквивалентности, уточнение значения гравитационной постоянной и т. д.) и многих других. Для решения этих задач выдвигаются все более жесткие требования к приборам, поэтому исследователи уделяют огромное внимание совершенствованию существующих и созданию новых оригинальных приборов.

Наиболее распространенные в настоящее время наземные гравиметры («Шарп», «Аскания», «Содин», «Уорден» [6], Ла Косте—Ромберга [32]) преимущественно построены по одному принципу: упругий элемент — механическая пружина, изготовленная из кварца, металла или специальных сплавов; применена оптическая система индикации с микрометрической системой регистрации измерений. В зависимости от модификации гравиметры снабжены устройствами термо-, барокомпенсации, системами вакуумирования корпуса, термостатирования и т. п.

Все системы с кварцевым чувствительным элементом имеют погрешности, связанные с реологическими явлениями при циклическом изменении атмосферного давления (упругое последействие,

упруго-вязкий гистерезис) [25], влиянием температуры на работу безтермостатных гравиметров [26] и др., что и обуславливает введение дополнительных средств.

Источником снижения точности при определении изменения напряженности гравитационного поля служит и смещение нуль-пункта гравиметра. Изучению этого явления и возможности уменьшения его негативного влияния на показания гравиметров с кварцевой упругой системой чувствительного элемента посвящен ряд работ [23, 24]. В частности, в работе [8] предложено заменить материал упругой системы на монокристаллический сапфир с тем, чтобы обеспечить стабильность нуль-пункта выше 10^{-3} мкГал/год за счет сильного уменьшения упругого последействия. Лучшие из выпускаемых наземных гравиметров с кварцевой упругой системой достигают порога чувствительности 0.01 мГал.

Гравиметры, устанавливаемые на борту спутника, по функциональному назначению могут быть отнесены к классу гравиметров для аэрогравиметрических съемок.

Принципиально задачу измерения силы тяжести можно решить, зная изменение высоты, полученное инерциальным способом (с помощью альтиметра, микробарометра, радиофизических спутниковых средств). Однако точность таких измерений ниже по сравнению с гравиметрическими измерениями.

Проведение аэрогравиметрических измерений требует применения быстродействующей широкодиапазонной аппаратуры. Для этих целей пока

наиболее пригодным считается струнный гравиметр, принцип работы которого основан на изменении частоты поперечных колебаний вибрирующей струны, к нижнему концу которой подвешена пробная масса. Такие гравиметры могут быть созданы с применением специальных конструкторских приемов, защищающих их от воздействия возмущающих ускорений [16].

Анализируя приведенные в литературе данные, можно сделать вывод, что к настоящему времени подавляющее большинство гравиметров, выпускаемых промышленностью, используют свойства натянутой струны или упругие свойства кварцевых (или изготовленных из специальных сплавов) пружин. Так или иначе, но в любой модели гравиметра существует механическая связь чувствительного элемента с корпусом прибора, что оказывается на чувствительности и точности гравиметров. Модели таких гравиметров постоянно совершенствуются, но есть принципиальные физические ограничения. Поэтому реально достигнутые значения параметров (чувствительность наземных гравиметров порядка 0.01 мГал, чувствительность гравиметров на движном основании 1 мГал, дрейф нуль-пункта 0.1 мГал/сут) близки к предельным.

Крупным шагом стало внедрение в гравиметрическое приборостроение явления сверхпроводимости. Использование отдельных криогенных эффектов (диамагнитное отталкивание, идеальная проводимость, квантование магнитного потока) позволяет:

- создать магнитные подвесы высокой надежности и стабильности;
- применить высокочувствительные датчики съема информации на основе сверхпроводящих квантовых интерферометрических датчиков (СКВИДов);
- значительно повысить геометрическую стабильность элементов конструкции гравиметра;
- существенно снизить уровень тепловых шумов;
- обеспечить эффективное получение и хранение глубокого вакуума;
- обеспечить высокую степень экранирования чувствительного элемента от внешних электромагнитных полей;
- стабилизировать температуру в рабочем объеме до 10^{-4} — 10^{-5} К.

Начало разработок криогенных гравиинерциальных приборов с магнитным подвесом инерционной массы относится к 1960-м годам. Как правило, в этих приборах сверхпроводящее пробное тело вследствие эффекта Мейсснера [27] левитирует в неоднородном магнитном поле, создаваемом током в короткозамкнутых сверхпроводящих катушках.

В качестве преобразователя перемещений пробного тела используются низкочастотный емкостной

дифференциальный мост [33] сверхпроводящие магнитометры [4, 31, 34] или сверхпроводящие резонаторы [3, 7]. Предел чувствительности криогенных гравиметров лежит в интервале 10^{-9} — 10^{-11} , а дрейф нуль-пункта составляет 10^{-9} — 10^{-10} г/сут.

Из приведенного перечня сверхпроводящих гравиметров следует выделить гравиметр, разработанный в Физико-техническом институте низких температур НАН Украины (г. Харьков) [3]. На Украине это единственный прибор, сравнимый по точностным характеристикам с лучшими зарубежными аналогами.

Следует отметить, что упомянутые криогенные гравиметры относятся к приборам стационарного типа. Они отличаются высокими массогабаритными показателями и низким критическим полем сверхпроводников, из которых изготавливается пробное тело, т. е. не могут сохранять работоспособность при перегрузках. Эти причины исключают любые попытки разместить подобные приборы на борту космического аппарата.

В Институте кибернетики НАНУ был разработан принцип построения гравиметрических приборов, основанный на взаимодействии сверхпроводящих короткозамкнутых токовых контуров. Такое взаимодействие, обязанное свойству короткозамкнутых сверхпроводящих контуров «замораживать» связанные с ними магнитные потоки, обладает не присущей обычным магнитам возможностью изменять знак. Потенциальная энергия этого взаимодействия может иметь минимум, т. е. ее зависимость от координат имеет вид «потенциальной ямы» [12].

Сила притяжения таких неизменно ориентированных контуров при их сближении вначале увеличивается, достигает максимального значения, затем уменьшается и, пройдя нулевое значение, превращается в отталкивающую силу.

На основе описанного эффекта был разработан устойчивый магнитный подвес свободного тела. Если один из контуров жестко связать с основанием и завести в него незатухающий постоянный ток, он будет служить источником стабильного магнитного поля. Положение свободного контура (и связанного с ним тела) будет устойчивым по всем линейным и угловым координатам при условии, что равновесие достигается на участке уменьшения силы притяжения между максимальным ее значением и нулевой точкой [13].

Такой магнитный подвес может служить основой гравиметрического датчика. Действительно, при изменении ускорения силы тяжести чувствительный элемент, в роли которого выступает свободное тело, смещается от положения равновесия, в свободном и неподвижном контурах наводятся дополнительные токи, магнитная ситуация вблизи кон-

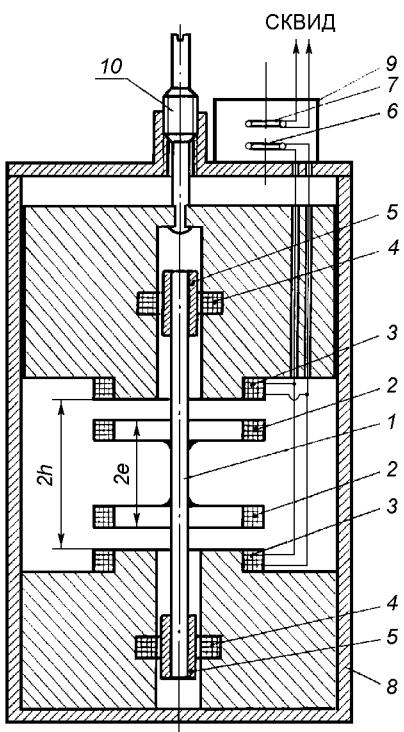


Рис. 1. Конструкция датчика гравитационных ускорений

туров изменяется. Измеряя ток в одном из контуров или вообще оценивая магнитную ситуацию в рабочем объеме, можно судить о величине гравитационного возмущения.

Обладая всеми преимуществами сверхпроводящих систем, предложенный подвес имеет особенности, присущие только ему. Например, в отличие от получившего широкое распространение в гравиметрии подвеса на основе эффекта диамагнитного отталкивания магнитоямный подвес позволяет регулировать жесткость подвеса (следовательно, и чувствительность к изменению ускорения) в очень широких пределах: от нуля (в точке максимума силы) до 100 Н/мм (вблизи нуля магнитной силы). Потенциальная чувствительность гравиметров, принцип работы которых основан на взаимодействии сверхпроводящих контуров, достигает значения 10^{-11} м/с² (10^{-6} мГал). Кроме того, к преимуществам магнитоямного подвеса следует отнести работоспособность при больших перегрузках, технологичность изготовления, малые масса, габариты и др.

В зависимости от поставленной цели, от функционального назначения подвеса, форме кривой зависимости магнитной силы от расстояния может придаваться требуемый вид варьированием количества взаимодействующих контуров, их геометрии, электромагнитных параметров. В частности, для грави-

инерциальных датчиков нами было предложено несколько схем исполнения магнитного подвеса чувствительного элемента, которые или принципиально отличались друг от друга, или являлись модификациями одного типа.

Вначале чисто из физических соображений, на основании приобретенного опыта формируется принципиальная схема подвеса, затем разрабатывается математическая модель, исследуется динамика чувствительного элемента, его устойчивость и, принимая во внимание результаты исследований, схема оптимизируется.

В данной работе мы предлагаем для повышения чувствительности гравиметрического датчика использовать магнитный подвес с четырьмя взаимодействующими контурами, два из которых жестко связаны с корпусом и два — с чувствительным элементом.

КОНСТРУКЦИЯ ДАТЧИКА

Физически датчик представляет собой свободное тело или чувствительный элемент (ЧЭ), выполненный в виде жесткой связки двух соосных короткозамкнутых сверхпроводящих катушек и взвешенный в магнитном поле двух неподвижных сверхпроводящих токовых катушек, оси которых в невозмущенном состоянии совпадают с осью ЧЭ. Он расположен между неподвижными катушками, причем расстояние между каждой неподвижной катушкой и ближайшей к ней катушкой ЧЭ значительно меньше расстояния между катушками ЧЭ. Неподвижные катушки запитываются токами одного направления и одинаковой величины, затем закорачиваются, а в катушки ЧЭ индуктивно от неподвижных катушек заводятся такие магнитные потоки, что каждая катушка ЧЭ притягивается к ближайшей неподвижной катушке, т. е. ЧЭ растягивается магнитными силами. Регистрируется составляющая ускорения, направление которой совпадает с общей осью катушек.

Конструкция датчика приведена на рис. 1, на котором показан ЧЭ 1, состоящий из тонкостенной трубы Ø 3.5 мм (нержавеющая сталь), с которой жестко соединены каркасы сверхпроводящих катушек 2. Минимальный диаметр катушек — 40 мм, толщина — 5 мм, расстояние между плоскостями катушек — 40 мм. Они наматывались сверхпроводящим проводом NbTi Ø 0.33 мм и закорачивались.

Подвес ЧЭ осуществляется путем взаимодействия катушек ЧЭ 2 с неподвижными сверхпроводящими катушками 3, одна из которых (нижняя) жестко связана с корпусом датчика, а другая (верхняя) может перемещаться вдоль общей оси катушек и

фиксируется в заданном положении. Перемещение производится с помощью микрометрического винта 10. Размеры и намотка неподвижных катушек идентичны размерам и намотке катушек ЧЭ с той лишь разницей, что неподвижные катушки имеют выводы для запитки их постоянным током.

При создании гравиметрических приборов обычно выделяют ось чувствительности, вдоль которой жесткость подвеса делается минимальной, а по другим степеням свободы — максимальной. При разработке математической модели было установлено, что выбранная схема датчика гравиметра инвариантна к возмущениям, действующим в радиальном направлении и по углу наклона чувствительной оси ЧЭ. Тем не менее в конструкции предусмотрены дополнительные средства, увеличивающие жесткость подвеса по всем координатам, кроме оси чувствительности датчика (совпадающей с осью ЧЭ) и угла собственного вращения ЧЭ (от этого угла потенциальная энергия ЧЭ не зависит, и следовательно, магнитных сил при его изменении не возникает). Достигается это тем, что соосно неподвижным катушкам 3 на корпусе располагаются короткозамкнутые сверхпроводящие катушки 4 (NbTi , около 20 витков), а на концах тонкостенной трубы ЧЭ жестко закрепляются сверхпроводниковые цилиндры 5 (Nb). Зазор между ниобиевыми цилиндрами и катушками 4 — 0.5 мм. При заведении тока в катушки цилиндры проявляют свойства идеального диамагнетика, отталкиваясь от источника магнитного поля, и за счет этого происходит стабилизация соосного расположения ЧЭ и неподвижных катушек.

Важнейшую роль при создании гравиметрических приборов повышенной чувствительности играет защита датчика от механических и электромагнитных возмущений. Влияние внешних электромагнитных полей на магнитную ситуацию в рабочем объеме датчика может быть в значительной мере ослаблено, если взаимодействующие элементы тщательно экранировать. В данной конструкции для этой цели используется ниобиевый стакан 8, а для экранирования сигнальной катушки 6 и антенны СКВИДа 7 — экран 9 из свинцовой фольги, внутри которого осуществляется индуктивная связь сигнальной катушки и антенны.

Электрическая схема датчика гравиметра приведена на рис. 2. В исходном положении перемещением верхней катушки 3 и ЧЭ устанавливаются предварительно рассчитанные равные зазоры между близлежащими неподвижными катушками и катушками ЧЭ. С помощью тепловых ключей $TK1$ и $TK2$ в неподвижные катушки 3 заводится постоянный ток. Если тепловые ключи $TK1$ и $TK2$ включены, электрическая цепь представляет собой

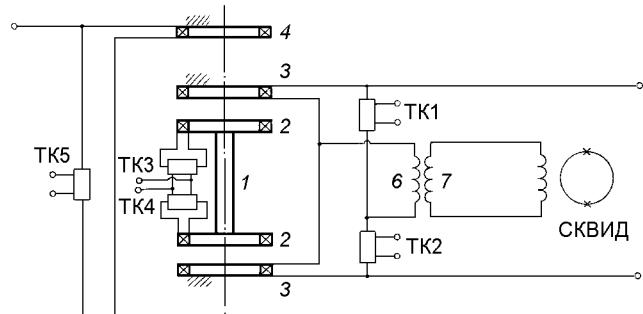


Рис. 2. Электрическая схема датчика

две последовательно соединенные катушки, подключенные к специальному источнику постоянного тока. Такое включение позволяет запитывать катушки током одинаковой величины и нужного направления. При отключении $TK1$ и $TK2$ образуются два самостоятельных короткозамкнутых контура (каждый из них включает неподвижную катушку) с общим участком,ключающим сигнальную катушку b , причем катушка b включена таким образом, что токи, протекающие в нижней и верхней катушках, на ней вычитаются. Поскольку в катушки заводятся равные токи, в исходном положении тока в сигнальной катушке нет.

После перевода неподвижных катушек 3 полностью в сверхпроводящее состояние они становятся источниками постоянного магнитного поля. Если теперь включить тепловые ключи $TK3$ и $TK4$, разомкнув при этом катушки 2 чувствительного элемента, то часть магнитного потока от каждой неподвижной катушки будет проходить через плоскость близлежащей катушки ЧЭ. Затем ключи $TK3$ и $TK4$ отключатся, катушки ЧЭ переходят в сверхпроводящее состояние, а магнитные потоки, охваченные катушками ЧЭ, оказываются «замороженными», т. е. величины магнитных потоков, охваченных как неподвижными катушками, так и катушками ЧЭ, в дальнейшем будут оставаться постоянными.

При этом токи в неподвижных катушках сохраняют первоначальное значение, а токи в катушках ЧЭ и в сигнальной катушке равны нулю. С увеличением расстояния между неподвижными катушками (путем перемещения верхней катушки 3) увеличиваются и зазоры в каждой паре неподвижных и ЧЭ-катушек. В силу замороженности магнитных потоков токи в неподвижных катушках изменятся, а в катушках ЧЭ наведутся токи такого направления, что между близлежащими катушками возникнут силы притяжения — ЧЭ будет растягиваться магнитными силами. В отсутствие гравитационных или иных внешних сил (например, в условиях

невесомости) ЧЭ всегда будет располагаться симметрично относительно неподвижных катушек, ток в неподвижных катушках будет изменяться на одинаковую величину, поэтому в сигнальной катушке ток по-прежнему будет равен нулю.

Под действием гравиинерциального ускорения ЧЭ смещается от среднего, симметричного относительно неподвижных катушек положения. Тогда в верхнем неподвижном кольце ток, например, увеличится, а в нижнем — уменьшится. Предположим, что в невозмущенном состоянии в обеих неподвижных катушках протекал ток I . При смещении ЧЭ вдоль оси под действием ускорения в одной из неподвижных катушек ток увеличивается на величину ΔI_1 , в другой — уменьшается на ΔI_2 . Через измерительную катушку в этом случае будет протекать ток $(\Delta I_1 + \Delta I_2)$.

Однако приращения токов противоположных знаков появляются только при смещении вдоль оси. Если же возникают возмущения в направлении, перпендикулярном к оси, или по углу наклона оси ЧЭ, токи в обоих контурах или увеличиваются или уменьшаются. В измерительной катушке ток изменяться не будет. Причем чем большей симметрией обладает магнитная система, тем более инвариантной будет схема по отношению к указанным возмущениям.

Сигнальная катушка 6 индуктивно связана с антенной СКВИДа 7, с помощью которого измеряется ток в сигнальной катушке и оценивается величина ускорения, действующего на ЧЭ.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДАТЧИКА [28]

Для математического описания приведенной электромеханической системы предположим, что сверхпроводящие катушки — бесконечно тонкие идеально проводящие токовые кольца радиуса a . Присвоим им индексы: 1, 4 — неподвижные контуры; 2, 3 — жестко связанные между собой контуры ЧЭ.

Введем также инерциальную систему отсчета, совместив ее начало с центром одного из неподвижных колец. Положение центра масс ЧЭ относительно этой системы будем описывать цилиндрическими координатами ρ, α, ζ , а ориентацию ЧЭ — углами Эйлера: θ — угол нутации, ψ — угол прецессии, φ — угол собственного вращения [22].

Тогда кинетическую энергию ЧЭ можно определить по формуле

$$T = \frac{1}{2} m(\dot{\rho}^2 + \rho^2 \dot{\alpha}^2 + \dot{\zeta}^2) + \frac{1}{2} A(\dot{\theta} \sin \varphi - \dot{\psi} \sin \theta \cos \varphi)^2 + \\ + \frac{1}{2} B(\dot{\theta} \cos \varphi + \dot{\psi} \sin \theta \sin \varphi)^2 + \frac{1}{2} C(\dot{\varphi} + \dot{\psi} \cos \theta)^2, \quad (1)$$

где m — масса, A, B, C — главные моменты инерции ЧЭ.

С помощью уравнений Лагранжа II рода

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} = \frac{\partial L}{\partial q_i},$$

где $L = T - U$ — функция Лагранжа, U — потенциальная энергия ЧЭ, получим уравнения динамики ЧЭ в предположении, что $A = B$:

$$\begin{aligned} m\ddot{\rho} &= m\rho\dot{\alpha}^2 - \frac{\partial U}{\partial \rho}, \\ m(\rho^2\ddot{\alpha} + 2\rho\dot{\rho}\dot{\alpha}) &= -\frac{\partial U}{\partial \alpha}, \\ m\ddot{\zeta} &= -\frac{\partial U}{\partial \zeta}, \\ A\ddot{\theta} &= A\dot{\psi}^2 \sin \theta \cos \theta + \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{2} C(\dot{\varphi} + \dot{\psi} \cos \theta)^2 \right] - \frac{\partial U}{\partial \theta}, \quad (2) \\ A(\ddot{\psi} \sin^2 \theta + 2\dot{\psi}\dot{\theta} \sin \theta \cos \theta) &+ \\ + \frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \psi} \left[\frac{1}{2} C(\dot{\varphi} + \dot{\psi} \cos \theta)^2 \right] &= -\frac{\partial U}{\partial \psi}, \\ C \frac{d}{dt} (\dot{\varphi} + \dot{\psi} \cos \theta) &= -\frac{\partial U}{\partial \varphi}. \end{aligned}$$

В правые части полученных уравнений входят производные потенциальной энергии по координатам, поэтому необходимо определить явную ее зависимость от координат, описывающих положение ЧЭ. Методика определения явной зависимости потенциальной энергии магнитного взаимодействия сверхпроводящих токовых колец и ее производных от координат подробно рассмотрена в работе [20]. Поэтому приведем лишь окончательное выражение для U_m :

$$\begin{aligned} U_m &= \Psi_1^2(2L)^{-1} \{ 2(1 - y_5)(1 - y_6^2) - (y_1 - y_3)^2 - \\ &- (y_2 - y_4)^2 + 2y_6(y_1 - y_3)(y_2 - y_4) + \\ &+ 2p[(y_1y_4 - y_2y_3)(y_1 - y_2 - y_3 + y_4) - \\ &- (1 - y_5)(1 - y_6)(y_1 + y_2 + y_3 + y_4)] + \\ &+ p^2[2(1 - y_5^2)(1 - y_6) - (y_1 - y_2)^2 - (y_3 - y_4)^2 + \\ &+ 2y_5(y_1 - y_2)(y_3 - y_4)] \} \times \\ &\times [(1 - y_5^2)(1 - y_6^2) - y_1 - y_2^2 - y_3^2 - y_4^2 + \\ &+ (y_1y_4 - y_2y_3)^2 + 2y_5(y_1y_3 - y_2y_4)^2 + \\ &+ 2y_6(y_1y_2 - y_3y_4) - 2y_5y_6(y_1y_4 - y_2y_3)]^{-1}, \quad (3) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} y_1 &= L_{12}L^{-1}, & y_2 &= L_{13}L^{-1}, & y_3 &= L_{24}L^{-1}, \\ y_4 &= L_{34}L^{-1}, & y_5 &= L_{14}L^{-1}, & y_6 &= L_{23}L^{-1}, \\ p &= \Psi_2\Psi_1^{-1}, \end{aligned}$$

L_{jk} — взаимные индуктивности контуров; L — собственная индуктивность каждого контура; $\Psi_1 = \Psi_4$, $\Psi_2 = \Psi_3$ — магнитные потокосцепления контуров.

Функциями координат являются относительные взаимные индуктивности y_i ($i = 1, \dots, 4$); y_5, y_6 — const.

Как видно из формулы (3), потенциальная энергия зависит от всех шести взаимных индуктивностей. Вычисляются они по одной схеме и имеют аналогичные зависимости от координат, поэтому для наглядности приведем только формулу, определяющую зависимость $y_1(q_i)$:

$$\begin{aligned} y_1 = & \frac{1}{40\pi} \int_0^{2\pi} d\lambda_2 \int_0^{2\pi} [\sin x_4 \cos \lambda_1 \cos(\lambda_2 + x_6) + \\ & + \sin \lambda_1 \sin(\lambda_2 + x_6) + \cos x_4 \sin x_5 \sin \lambda_1 \cos(\lambda_2 + x_6)] \times \\ & \times [x_1^2 + x_{10}^2 + e^2 + x_3^2 - 2x_1 x_{10} \sin x_2 - \\ & - 2x_1 e \sin(x_2 - x_5) \sin x_4 + 2x_{10} e \sin x_4 \cos x_5 + \\ & + \frac{1}{2} [1 + \cos x_4 \sin x_5 - \sin \lambda_1 \sin(\lambda_2 + x_6) - \\ & - \cos x_5 \cos \lambda_1 \cos(\lambda_2 + x_6)] + \\ & + x_1 [\cos(x_2 - x_5) \cos(\lambda_2 - x_6) - \cos x_2 \cos \lambda_1 + \\ & + \sin(x_2 - x_5) \cos x_4 \sin(\lambda_2 + x_6)] - \\ & - x_{10} [\sin x_5 \cos(\lambda_2 + x_6) + \cos x_4 \cos x_5 \sin(\lambda_2 + x_6)] - \\ & - e(\sin x_4 \sin x_5 \cos \lambda_1 + \cos x_4 \sin \lambda_1) - \\ & - x_3 [\sin \lambda_1 - \sin x_4 \sin(\lambda_2 + x_6)] + 2x_3 e \cos x_4]^{1/2} d\lambda_1, \quad (4) \end{aligned}$$

где введены безразмерные переменные

$$x_1 = \frac{\rho}{2a}, \quad x_2 = \alpha, \quad x_3 = \frac{\zeta}{2a},$$

$$x_4 = \theta, \quad x_5 = \psi, \quad x_6 = \varphi;$$

λ_1, λ_2 — переменные интегрирования; $2e$ — безразмерное расстояние между плоскостями колец ЧЭ ($e/2a$). Совокупность формул (3) и (4) определяет зависимость магнитной потенциальной энергии от координат ЧЭ, а полная потенциальная энергия равна

$$U = U_M - 2amgx_1 \quad (5)$$

(g — ускорение силы тяжести) при условии, что направление гравитационной силы совпадает с направлением оси неподвижных колец.

В соответствии с поставленной целью будем рассматривать конкретную конфигурацию, имеющую реальный физический смысл (положение равновесия ЧЭ в магнитном поле неподвижных колец и внешнем гравитационном поле) и описываемую

набором координат ЧЭ:

$$\begin{aligned} x_1 &= x_{10}, & x_2 &= \pi/2, & x_3 &= 0, \\ x_4 &= \pi/2, & x_5 &= x_6 = 0, & \dot{x}_i &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Поскольку это — точка равновесия, магнитная и гравитационная силы в ней должны уравновешивать друг друга. Необходимое условие существования равновесия запишется при этом в виде

$$\frac{\partial U_M}{\partial x_1} - 2amg = 0. \quad (7)$$

Возмущающие силы, под действием которых ЧЭ отклоняется от положения равновесия, малы в сравнении с действующими в системе магнитными силами, поэтому потенциальную энергию можно разложить в ряд по степеням отклонений, ограничившись вторым порядком малости:

$$\begin{aligned} U = & \sum_{j=1}^6 \left(\frac{\partial U}{\partial q_j} \right) \Big|_0 (q_j - q_{j0}) + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{j,n=1}^6 \frac{\partial^2 U}{\partial q_j \partial q_n} \Big|_0 (q_j - q_{j0})(q_n - q_{n0}), \end{aligned} \quad (8)$$

где производные вычисляются в точке (6). Не останавливаясь на вычислениях производных потенциальной энергии по индуктивностям и производных взаимных индуктивностей по координатам, отметим, что для случая, когда взаимодействующие кольца соосны, выражения для взаимной индуктивности и ее производных удается свести к линейным комбинациям полных эллиптических интегралов. С учетом малости некоторых величин разложение потенциальной энергии (8) можно записать в виде

$$\begin{aligned} U = & \sum_{i=1}^4 \left(\frac{\partial U}{\partial y_i} \frac{\partial y_i}{\partial x_1} - 2amg \right) \Big|_0 (x_1 - x_{10}) + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y_i \partial y_n} \frac{\partial y_i}{\partial x_1} \frac{\partial y_n}{\partial x_1} + \frac{\partial U}{\partial y_i} \frac{\partial^2 y_i}{\partial x_1^2} \right) \Big|_0 (x_1 - x_{10})^2 + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 \sum_{j=2}^5 \frac{\partial U}{\partial y_i} \frac{\partial^2 y_i}{\partial x_j^2} \Big|_0 (x_j - x_{j0})^2 + \\ & + \sum_{i=1}^4 \frac{\partial U}{\partial y_i} \frac{\partial^2 y_i}{\partial x_2 \partial x_3} \Big|_0 (x_2 - \pi/2)x_5 + \\ & + \sum_{i=1}^4 \frac{\partial U}{\partial y_i} \frac{\partial^2 y_i}{\partial x_3 \partial x_4} \Big|_0 x_3(x_4 - \pi/2). \end{aligned} \quad (9)$$

В этом разложении опущен член $U \Big|_0$, так как потенциальная энергия определяется с точностью до постоянной, а равенство нулю коэффициента в первом слагаемом представляет собой необходимое условие существование равновесия в системе. От-

сюда нетрудно найти производные U по координатам и подставить их в уравнения динамики. При этом становится очевидным, что координата $x_6 = \varphi$ в явном виде не входит в функцию Лагранжа, т. е. является циклической.

Тогда формула кинетической энергии (1) записывается следующим образом:

$$T = 2ma^2\omega^2(\dot{x}_1^2 + x_1^2\dot{x}_2^2 + \dot{x}_3^2 + \dot{x}_4^2 + \dot{x}_5^2) \quad (10)$$

в предположении, что $A = B = 4ma^2$, а дифференцирование ведется по безразмерному времени $\tau = t\omega$ (ω — характеристическая частота колебаний ЧЭ).

Выражение для потенциальной энергии (5) также запишем по-иному:

$$\begin{aligned} U &= 4ma^2\omega^2 \left[\Psi_1^2(8ma^2\omega^2L)^{-1}U_M - \frac{g}{2a\omega^2}x_1 \right] = \\ &= 4ma^2\omega^2 \left(\gamma U_M - \frac{g}{2a\omega^2}x_1 \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Таким образом, полностью определены искомые уравнения движения чувствительного элемента датчика в безразмерном виде:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 &= -\gamma \frac{\partial^2 U_M}{\partial x_1^2} \Big|_0 (x_1 - x_{10}) + x_1 \dot{x}_2^2, \\ \ddot{x}_2 &= -\gamma \frac{\partial^2 U_M}{\partial x_2^2} \Big|_0 \frac{x_2 - \pi/2}{x_1^2} - \gamma \frac{\partial^2 U_M}{\partial x_2^2 \partial x_5} \Big|_0 \frac{x_5}{x_1^2} - 2 \frac{\dot{x}_1 \dot{x}_2}{x_1}, \\ \ddot{x}_3 &= -\gamma \frac{\partial^2 U_M}{\partial x_3^2} \Big|_0 x_3 - \gamma \frac{\partial^2 U_M}{\partial x_3^2 \partial x_4} \Big|_0 (x_4 - \pi/2), \quad (12) \\ \ddot{x}_4 &= -\gamma \frac{\partial^2 U_M}{\partial x_4^2} \Big|_0 (x_4 - \pi/2) - \gamma \frac{\partial^2 U_M}{\partial x_3^2 \partial x_4} \Big|_0 x_3 - \\ &\quad - (x_4 - \pi/2)\dot{x}_5^2, \\ \ddot{x}_5 &= -\gamma \frac{\partial^2 U_M}{\partial x_5^2} \Big|_0 x_5 - \gamma \frac{\partial^2 U_M}{\partial x_2^2 \partial x_5} \Big|_0 (x_2 - \pi/2) + 2 \frac{\dot{x}_4 \dot{x}_5}{x_4 - \pi/2}, \end{aligned}$$

где значение γ находится из необходимого условия существования равновесия

$$\gamma \sum_{i=1}^4 \frac{\partial U_M}{\partial y_i} \frac{\partial y_i}{\partial x_1} \Big|_0 = \frac{g}{2a\omega^2}.$$

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ И УСТОЙЧИВОСТИ ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА

Так как в качестве чувствительного элемента используется осесимметричное тело, взвешенное в осесимметричном магнитном поле, динамика ЧЭ описывается системой пяти нелинейных дифференциальных уравнений 2-го порядка, в которой вследствие нецентральности магнитного взаимодействия уравнения, описывающие движение центра масс ЧЭ, взаимосвязаны с уравнениями вращатель-

ного движения.

Уравнения динамики чувствительного элемента оказываются довольно сложными. Это вызвано громоздкой формулой зависимости потенциальной энергии от обобщенных координат, взаимосвязью уравнений поступательного и вращательного движений и их нелинейностью. Получить общее решение нелинейной системы уравнений (12) при произвольных начальных условиях не представляется возможным, поэтому исследовалась динамика ЧЭ вблизи точки равновесия численными методами.

Анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы. Поскольку рассматривается бездиссилиптивная электромеханическая система, под действием импульса ускорения возникают неизтухающие собственные колебания ЧЭ, причем на колебания по оси датчика (координата x_1) не оказывают влияния возмущения по другим координатам. Механически осевые колебания развязаны с другими модами колебаний, поэтому, если система съема информации построена таким образом, что фиксирует только смещения ЧЭ вдоль оси, задача выделения полезного сигнала значительно упрощается.

Различаются колебания и по частоте. Однако отличия не настолько велики, чтобы на этой основе разрабатывать частотные фильтры, позволяющие выделять полезный сигнал. По величине частота осевых колебаний ЧЭ, равновесие которого осуществлено при $x_1 = 1.34$, приблизительно равна $\omega_1 \approx \approx 120 \text{ c}^{-1}$ ($\nu \approx 20 \text{ Гц}$). Для того чтобы собственные колебания ЧЭ не накладывались на сигнал, подлежащий идентификации, полезный сигнал ω_c должен удовлетворять условию $\omega_c < \omega_1$. Такое условие вполне приемлемо для гравиметрических приборов, работающих как на стационарном, так и на подвижном основании.

Характер колебаний позволяет также сделать вывод о том, что положение равновесия не является неустойчивым.

Исследование устойчивости динамических систем рассматриваемого типа удобно проводить с помощью второго (или прямого) метода Ляпунова, который позволяет не только установить факт устойчивости некоторого решения нелинейной системы, но и оценить область устойчивости, качество переходных процессов и другие характеристики системы. Суть его состоит в том, что вывод об устойчивости или неустойчивости решений делается на основе исследования поведения вспомогательной функции (функции Ляпунова) вдоль решения системы. Для устойчивости положения равновесия функция Ляпунова должна быть положительно определенной и убывать или быть равной нулю вдоль решения системы [18].

Как отмечают многие авторы, построение функции Ляпунова для конкретной нелинейной системы является чрезвычайно тонким делом и зависит как от вида системы, так и от исследователя. В данном случае, поскольку исследуется консервативная электромеханическая система (взаимодействия, приводящие к диссипации энергии, не учитываются), в качестве функции Ляпунова выбрана полная энергия системы.

Очевидно, что кинетическая энергия положительно определена (см. (10)), а для положительности потенциальной энергии, записанной в квадратичной форме (9), потребуем в соответствии с критерием Сильвестра [10] выполнения неравенств

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial x_1^2} \Big|_0 &> 0, & \frac{\partial^2 U}{\partial x_2^2} \Big|_0 &> 0, & \frac{\partial^2 U}{\partial x_3^2} \Big|_0 &> 0, \\ \frac{\partial^2 U}{\partial x_4^2} \Big|_0 &> 0, & \frac{\partial^2 U}{\partial x_5^2} \Big|_0 &> 0, \\ \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x_2^2} \frac{\partial^2 U}{\partial x_5^2} \right)_0 - \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x_2^2 \partial x_5} \right)_0^2 &> 0, \\ \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x_3^2} \frac{\partial^2 U}{\partial x_4^2} \right)_0 - \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x_3^2 \partial x_4} \right)_0^2 &> 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Эти неравенства представляют собой достаточные условия устойчивости равновесия (6). Основным требованием для выражения производных через полные эллиптические интегралы является совпадение осей ЧЭ и неподвижных колец. Для этого необходимо координатам $x_2 \div x_5$ придать значения (6), а положение на оси точки x_{10} зависит от электромагнитных параметров и ограничивается только конструктивными соображениями. Кроме того, для обеспечения взаимодействия свободных колец с неподвижными токи должны протекать во всех контурах. На практике это достигается следующим образом. Соосные неподвижные кольца 3 располагаются на расстоянии $2h^{(0)}$ друг от друга. Между ними соосно помещают чувствительный элемент, расстояние между кольцами которого равно $2e$, причем величина $h^{(0)} - e$ для пар колец 2 и 3 одинакова. В этом положении неподвижные кольца запитываются током заданной величины, затем все контуры переводятся в сверхпроводящее состояние, при этом потокосцепления колец оказываются «замороженными». Поскольку токи в контурах ЧЭ отсутствуют, взаимодействия чувствительного элемента с неподвижными контурами нет. Токи в контурах ЧЭ наводятся при изменении зазора $h^{(0)} - e$. Достигается это тем, что расстояние между неподвижными кольцами изменяют до величины $2h$, а положение ЧЭ остается симметричным относительно катушек 3. При этом в катушках 2 наводятся токи, и в зависимости от того, положи-

тельна величина $h - h^{(0)}$ или отрицательна, между свободными и неподвижными контурами возникают силы взаимного притяжения или отталкивания. Изменение $h - h^{(0)}$ по величине существенно влияет на характер зависимости магнитных сил от переменной x_1 . Таким образом, производные в неравенствах (13) являются функциями координаты x_1 и параметров $h^{(0)}$, h , e , но качественные изменения во взаимодействии контуров происходят лишь при изменении разности $h - h^{(0)}$. Поэтому в дальнейшем параметрам $h^{(0)}$ и e придадим конкретные значения: $h^{(0)} = 1, 2$; $e = 1, 0$, а область устойчивости найдем для переменных x_1 и $h - h^{(0)}$.

Формулы для вторых производных (13) позволяют определить изменения магнитного взаимодействия при малых отклонениях системы от положения равновесия. Например, производную $\partial^2 U / \partial q_i \partial q_j$ можно трактовать как обобщенную силу $\partial U / \partial q_i$, появляющуюся в результате изменения координаты q_j (или наоборот, силу $\partial U / \partial q_j$ при изменении координаты q_i). На участках, где вторая производная $\partial^2 U / \partial q_i^2$ положительна, с увеличением q_i увеличивается сила, направленная против действующего возмущения, т. е. система устойчива по данной координате. На координаты, взаимосвязанные посредством смешанной производной, накладываются дополнительные условия (последние два неравенства в (13)).

Область устойчивости показана на рис. 3, а на рис. 4 приведены зависимости осевых магнитных сил, взятых с обратным знаком, от координаты x_1 при указанных значениях $h - h^{(0)}$: кривые 1 — магнитные силы, учитывающие взаимодействие верхней катушки 2 с неподвижными токами; кривые 2 — силы, действующие на нижнюю катушку 2; кривые 3 — результатирующая сила, действующая на ЧЭ со стороны неподвижных контуров. На рисунках заштрихованы области, где выполняются достаточные условия устойчивости равновесия (6).

Анализируя полученные результаты, можно сделать вывод, что предлагаемая конструкция датчика улучшает характеристики подвеса, основанного на взаимодействии двух сверхпроводящих контуров. Наличие жесткой связи между кольцами чувствительного элемента ослабляет ограничения, связанные с неустойчивостью по углу между осями ЧЭ и неподвижных колец, т. е. зазор между взаимодействующими кольцами может быть сколь угодно малым.

В предлагаемом датчике для отдельно взятого кольца чувствительного элемента характер взаимодействия остается таким же, как и для изолированной пары контуров [13], но зависимость результатирующей силы, действующей на ЧЭ, от смещения по x_1 монотонна, причем $\partial^2 U / \partial x_1^2 > 0$ при всех допу-

сказанных конструкцией значениях x_1 (рис. 4, а, б), т. е. при $h < x_1 < 2h - e$. Увеличение h ведет к расширению области устойчивости, однако для каждого h^0 существует некоторое значение h (в данном случае $h \approx 1.35$), выше которого внутри появляется область неустойчивых положений равновесия, т. е. превалирует закон дипольного взаимодействия.

Решающую роль в формировании области устойчивости играет факт появления силы отталкивания между кольцами. В области $h - h^{(0)} < 0$, где силы отталкивания действуют при любых смещениях ЧЭ, устойчивых положений равновесия вообще не существует.

Представленные на рис. 4 графики зависимости сил, действующих на ЧЭ, от смещения x_1 несут информацию и о чувствительности магнитного подвеса к изменению внешних (гравитационных) сил. При выполнении определенных условий подвес мо-

жет обладать нулевой жесткостью в точке $x_1 - h = 0$ (рис. 4, в), т. е. появление минимального возмущения может вызвать значительное смещение ЧЭ. Можно сказать, что подвес в этой точке имеет практически неограниченную чувствительность, а ограничения на чувствительность датчика в целом накладываются в первую очередь средствами съема информации (в данном случае СКВИДом). Но для реализации столь высокой чувствительности необходимо, чтобы рабочая точка гравиметрического датчика занимала именно положение $x_1 - h = 0$, для чего постоянная составляющая гравитационного поля должна быть скомпенсирована. Поэтому наиболее благоприятные условия для эксплуатации гравиметров такого типа создаются на борту спутника, где сила гравитации уравновешивается центробежной силой.

АЛГОРИТМЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ В ГРАВИТАЦИОННЫХ ДАТЧИКАХ

Общая схема обработки сигналов гравитационного датчика включает в себя последовательное решение следующих задач: фильтрация (выделение полезного сигнала); классификация (распознавание типа исследуемых объектов); прогнозирование сигналов; оценка параметров объектов.

В качестве элементов классификации или прогноза могут быть выбраны существенные независимые признаки гравитационного сигнала, достоверно характеризующие зондируемые объекты. Эти признаки могут нести информацию о возможных местах залежей полезных ископаемых, представляют интерес для отработки геофизических методик поиска углеводородных ресурсов, геодинамических исследований и обнаружения геологических опасностей.

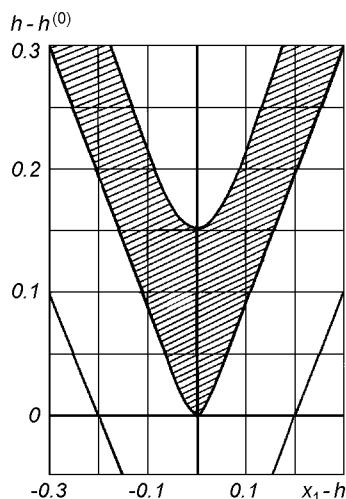


Рис. 3. Область устойчивых положений равновесия ЧЭ датчика (заштрихована)

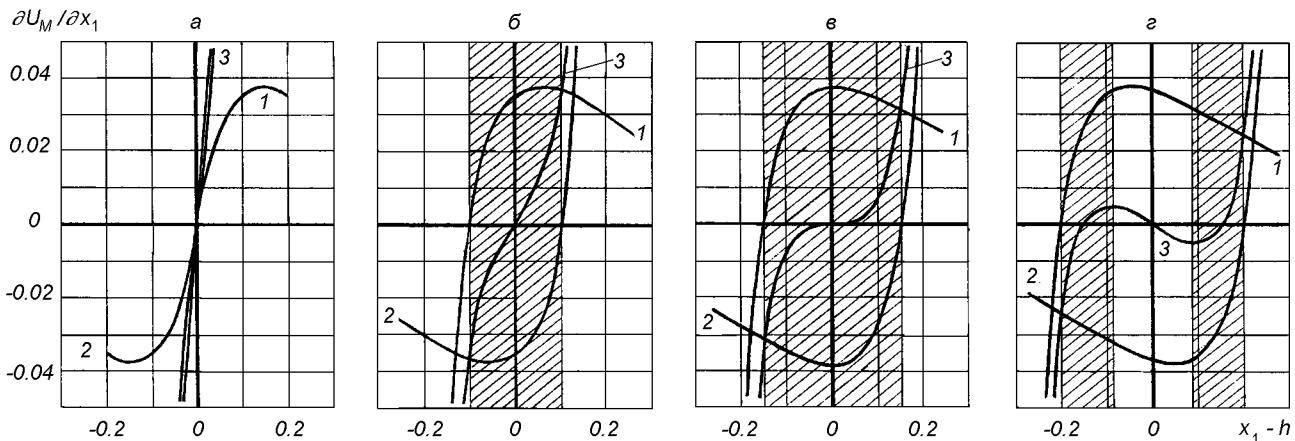


Рис. 4. Графики зависимостей магнитных сил, действующих на ЧЭ, от смещений ЧЭ по оси чувствительности: а — для $h - h^{(0)} = 0$, б — 0.1, в — 0.15, г — 0.2

Проблема выделения полезных сигналов, действующих на макроскопическое пробное тело была предметом многих исследований [1, 5, 19]. Однако задачи оценивания слабых гравитационных возмущений в условиях действия различных шумов, действующих на пробное тело в магнитной потенциальной яме до настоящего времени достаточно не исследовались. На левитирующее пробное тело криогенного датчика действуют различные виды шумовых воздействий (вибрации, ускорения, обратное влияние измерителя смещений, упругие свойства чувствительного элемента, перемещения сторонних массивных тел и т. д.) [29]. Дополнительное шумовое воздействие вызвано СКВИДом, измеряющим смещение пробного тела. Этот вид шумовых воздействий детально описан в работе [17]. При измерении силы тяжести на борту самолета на показания гравиметра влияют возмущения в виде наклонов и ускорений гироплатформы. Задача выделения гравиметрического сигнала предусматривает введение поправок, учитывающих наклоны и ускорения основания гравиметра (эффект Этвеша, кросс-каплинг и др.) и фильтрацию Δg из остаточных флюктуаций инерциальных ускорений.

В аэрогравиметрии метод фильтрации не решает задачу отделения полезного сигнала от помехи, так как высокая скорость самолета по сравнению с морскими судами делает гравитационные аномалии более высокочастотными, а низкочастотный характер изменения высоты полета обусловливает инерциальный шум, который практически неотделим по частоте от изменений силы тяжести [21].

Мы предполагаем, что выходной сигнал СКВИДа после аналого-цифрового преобразования поступает на процессор для последующей обработки. Вследствие неточности аналого-цифрового преобразования результирующий сигнал в сигнальном процессоре дополнительно подвергается шумам квантования. Поэтому проблема цифровой обработки выходного сигнала датчика является весьма сложной и требует привлечения современных методов фильтрации. В настоящее время разработано большое число таких методов для сигналов с априори не известными параметрами [9–11]. Детальный анализ проблемы цифровой обработки показал, что высокая точность оценивания параметров сигнала может быть обеспечена комплексным применением пространственно-временных компенсаторов шумов [30] и цифровых адаптивных фильтров. В данном разделе основное внимание уделено последней из указанных задач: адаптивному оцениванию зашумленного сигнала, позволяющему получить оценку минимально обнаружимого сигнала сверх ранее достигнутой границы.

Пусть на выходе гравитационного датчика имеется

ся аддитивная смесь полезного сигнала и помехи со спектральной плотностью

$$S(w) = S_r(w) + S_s(w), \quad (14)$$

где

$$S_r(w) = Q^2 \prod_{i=1}^{m_1} (\omega^2 + a_i^2) / \prod_{i=1}^{m_2} (\omega^2 + p_i^2), \quad (15)$$

$$S_s(w) = R^2 \prod_{i=1}^{m_3} (\omega^2 + b_i^2) / \prod_{i=1}^{m_4} (\omega^2 + c_i^2), \quad (16)$$

$m_1 \leq m_2 - 2$, $N = m_2 + m_3 - m_1 - m_4 > 0$; Q и R — ограниченные параметры, подлежащие оценке; a_i , p_i , b_i , c_i — комплексные числа, обеспечивающие ограниченность дисперсии $r(t)$ и $s(t)$.

Пусть $\hat{y}(t)$ — сигнал на выходе адаптивного фильтра. Тогда передаточная функция W адаптивного фильтра, которая обеспечивает минимум средней квадратичной ошибки

$$I = \min M[r(t) - \hat{y}(t)]^2 \quad (17)$$

и удовлетворяет условиям: совпадает с передаточной функцией оптимального фильтра при больших значениях отношения Q/R ; незначительно отличается от передаточной функции оптимального фильтра при других по сравнению с единицей значениях отношения Q/R .

Передаточная функция фильтра определяется в соответствии с общей теорией фильтрации Колмогорова—Винера [9, 10] выражением

$$W(j\omega) = \frac{Q/R}{\prod_{i=0}^{N/2-1} \left[(j\omega)^2 + 2\sqrt{\frac{Q}{R}} \cos\left(\frac{\pi}{2N} + \frac{\pi}{N}\right) i \right] j\omega + \sqrt{\frac{Q^2}{R^2}}}.$$

Оценивание уровня полезного сигнала $r(t)$ состоит в формировании функции

$$\varphi = \begin{cases} V(t^*) + k_0(t - t^*), & \text{при } q_1 > 0, \\ \max_{t \in (t^* - \Delta t, t^*)} |V(t)|, & \text{при } q_1 < 0, q_2 > 0, \\ |V(t^*)| - k_1(t - \Delta t - t^*), & \text{при } q_1 > 0, \end{cases} \quad (19)$$

где t^* — момент времени, в который выполняются соотношения

$$V(t^*) = \max_{t \in (t^* - \Delta t, t^*)} |V(t)|, \quad V(t) = r(t) + s(t), \\ k_0, k_1 \geq \max |\dot{r}(t)|, \quad (20)$$

$$\Delta t = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} f_r(w) dw / \int_0^{\infty} w f_r(w) dw, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} q_1(t) &= |V(t)| - |V(t^*) + k_0(t - t^*)|, \quad t > t^*, \\ q_2(t) &= |V(t) - \Delta t| - |V(t) - k_1(t - t^* - \Delta t)|, \\ t &> t^* + \Delta t \end{aligned} \quad (22)$$

и вычисления разности

$$Q = \varphi(t) - \psi. \quad (23)$$

Здесь ψ определяется выражением

$$\begin{aligned} k_1 \left[1 - \frac{\Delta t}{2\pi} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_0} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{\psi^2}{2\lambda_0} \right) \right] &= k_0 \left[1 - \Phi \left(\frac{\psi}{\lambda_0} \right) \right], \\ \lambda_{2i} &= \int_0^\infty w^{2i} S_s(w) dw, \quad i = 0, 1, \end{aligned}$$

$\Phi(\psi/\lambda_0)$ — стандартная нормальная функция распределения.

Оценивание уровня помех осуществляется одним из известных методов.

Дополнительные возможности в оценивании сигналов появляются при введении в датчик управляющей подсистемы [29, 30]. Модельный вариант управляемого гравиметрического датчика рассмотрен специалистами Института кибернетики в серии докладов [11, 14, 29]. С 1990 г. исследования были направлены на решения задач адаптивного оценивания влияний на пробное тело и разработку алгоритмов обработки сигналов. Это позволяет использовать дуальный подход и известный принцип инвариантности в автоматике [15] для обеспечения более высокой точности и помехоустойчивости датчика. Оценивание параметров неизвестного гравитационного возмущения осуществляется на основе алгоритма моделирования обратной модели динамики левитирующего пробного тела датчика с последующим использованием методов адаптивного оценивания. Один из вариантов такого подхода реализован в работе [11].

Численное моделирование подтвердило инвариантность математической модели оценивания к шуму с ограниченным сверху спектром и стационарного шума с неизвестными параметрами спектральной плотности. Установлена инвариантность к возмущениям импульсного характера, исследована нелинейная динамика процессов измерения и выявлена стохастичность измерителя смещения пробного тела, обусловленная процессом перезарядки джозефсоновского контакта через нормальное сопротивление в гистерезисном режиме. Проведена цифровая фильтрация модельных реализаций гравитационного сигнала. Получены оценки минимально обнаружимого сигнала, позволяющие надеяться на возможность проведения некоторых экспериментов фундаментального характера при условии реализации адаптивной системы оценивания: проверка

принципа эквивалентности в теории относительности, выявление гравитационных волн и т. д. Дальнейшее повышение чувствительности можно реализовать оптимизацией процесса измерения на основе методов [2] и реализацией механизма стохастичности в динамике левитирующего пробного тела.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены некоторые из полученных авторами теоретических результатов, положенных в основу при создании криогенных гравиметрических приборов нового типа. Разработана и исследована математическая модель чувствительного элемента одной из модификаций такого гравиметрического датчика, алгоритмы адаптивной компенсации шумов и обработки сигналов. К преимуществам датчика следует отнести высокую чувствительность, помехоустойчивость, сохранение работоспособности при больших перегрузках, высокую стабильность нуль-пункта и др.

Предложена новая конструкция датчика, исследована устойчивость его пробного тела на основе второго метода Ляпунова, который позволил также оценить область устойчивости. Показано, что положение равновесия чувствительного элемента устойчиво при условии, что между катушками действуют только силы притяжения.

Использование методических основ и алгоритмов обработки сигналов гравиметрического датчика позволяют решать основные задачи выделения полезного сигнала на фоне шума в предположении неизвестности параметров спектральной плотности. Показана возможность дальнейшего совершенствования системы обработки сигналов на основе использования дуального подхода, принципа инвариантности и решения обратной задачи динамики.

В целом полученные результаты показали принципиальную возможность создания адаптивного криогенного гравиметрического датчика. Такой датчик может быть использован в ракетно-космической отрасли, при выполнении перспективных работ по проектам «Попередження» и «Геодинамика», при анализе сейсмических явлений, поиске полезных ископаемых и космической сенсорике.

1. Брагинский Б. В. Физические эксперименты с пробными телами. — М.: Наука, 1970.—136 с.
2. Бутковский А. Г., Самойленко Ю. И. Управление квантовомеханическими процессами. — М.: Наука, 1984.—256 с.
3. Веркин Б. Н., Менде Ф. Ф., Трубицин А. В. и др. Сверхпроводящий гравиметр // Тр. Всесоюз. совещ. по физике низких температур: Тез. докл. Киев, 1974. — Киев: Наук. думка, 1974.—С. 237—238.
4. Веряскин А. В., Крысанов В. А., Монахов Е. А. Сверхпроводящий гравиметр для прецизионных гравиинерциальных

- измерений // Современные теоретические и экспериментальные проблемы теории относительности и гравитации. — М., 1984.—С. 280.
5. Вик Д. Проблема измерения // Успехи физ. наук.—19...—101, № 2.—С. 303—329.
 6. Гравиразведка: Справочник геофизика / Под ред. Е. А. Мудрецовой. — М.: Недра, 1990.—320 с.
 7. Диценко А. Н., Самойленко Г. М., Кузнецов С. И. Криогенный гравиметр // Метрология в гравиметрии. — Харьков, 1980.—С. 65—66.
 8. Долговременная стабильность гравиинерциальных приборов / Под ред. И. А. Маслов. — М.: Наука, 1979.—117 с.
 9. Загарий Г. И., Шубладзе А. М. Синтез систем управления на основе критерия максимальной устойчивости. — М.: Энергоатомиздат, 1988.—104 с.
 10. Калман Р., Фауб П., Арбиг М. Очерки по математической теории систем. — М.: Мир, 1981.—400 с.
 11. Кнопов П. С., Яценко В. А. Оценивание неизвестных параметров почти периодического сигнала по управляемым билинейным наблюдениям // А и Т.—1992.—№ 3.—С. 65—73.
 12. Козорез В. В., Колодеев И. Д., Крюков М. И. и др. О потенциальной яме магнитного взаимодействия идеальных токовых контуров // Докл. АН УССР. Сер. А.—1976.—№ 3.—С. 248—249.
 13. Козорез В. В. Чеборин О. Г. Об устойчивости равновесия в системе двух идеальных токовых колец // Докл. АН УССР. Сер. А.—1977.—№ 1.—С. 80—81.
 14. Козорез В. В., Яценко В. А. Дифференциальновекторные методы анализа нелинейных управляемых цепей с контактом Джозефсона // Междунар. конф. по теорет. электротехнике: Тез. докл. — М.: Наука, 1985.—С. 87—88.
 15. Кухтенко А. И. Проблема инвариантности в автоматике. — Киев: Гостехиздат УССР, 1963.—376 с.
 16. Левицкая З. Н. Теоретическая модель инерциальной помехи в аэрогравиметрии // Гравиметрические и магнитные исследования. — М., 1989.—С. 50—59.
 17. Лихарев К. К., Ульрих Б. Т. Системы с джозефсоновскими контактами. Основы теории. — М.: Изд-во МГУ, 1978.—447 с.
 18. Малкин И. Г. Теория устойчивости движения. — М.: Физматгиз, 1966.—240 с.
 19. Менский М. Е. Группа путей: измерения, поля, частицы. — М.: Наука, 1983.—320 с.
 20. Михалевич В. С., Козорез В. В., Ращкован В. М. и др. «Магнитная потенциальная яма» — эффект стабилизации сверхпроводящих динамических систем. — Киев: Наук. думка, 1991.—335 с.
 21. Пантелеев В. Л. К задаче измерения силы тяжести на борту самолета // Гравиметрические и магнитные исследования. — М., 1989.—С. 60.
 22. Парс Л. А. Аналитическая динамика. — М.: Наука, 1971.—636 с.
 23. Повторные гравиметрические наблюдения: Результаты теоретических исследований и наблюдений на полигонах. — М., 1983.—133 с.—(Сб. науч. тр. Межведомств. геофизич. комитета при Президиуме АН СССР).
 24. Повторные гравиметрические наблюдения: Вопросы теории и результаты. — М., 1984.—143 с.—(Сб. науч. тр. ВНИИГеофизика).
 25. Попов Е. И. определение силы тяжести на подвижном основании. — М.: Наука, 1967.—218 с.
 26. Попов Е. И., Кочетков Б. М. Упругая система морского гравиметра // Аппаратурные и опытно-методические работы по моской гравиметрии. — М.: Наука, 1973.—С. 6—32.
 27. Роуз-Инс А., Родерик Е. Введение в физику сверхпроводимости. — М.: Мир, 1972.—272 с.
 28. Чеборин О. Г. Математическая модель датчика гравиинерциальных приборов // Кибернетика и вычислительная техника.—1994.—Вып. 103.—С. 89—96.
 29. Яценко В. А. Адаптивное оценивание воздействий на макроскопическое тело в управляемой потенциальной яме // Кибернетика.—1989.—№ 2.—С. 81—85.
 30. Яценко В. А. Методы фильтрации и обработки биомагнитных сигналов в условиях влияния шумовых факторов. — Киев, 1991.—25 с.—(Препринт / АН УССР, Ин-т кибернетики им. В. М. Глушкова; № 91-9).
 31. Fujimoto H., Tomoda Y. Superconducting gravimeter of novel design // J. Geod. Soc. Jap.—1980.—26, N 2.—P. 75—81.
 32. Proceeding of the General Meeting of the International Association of Geodesy (Tokyo, May 7—15, 1982)/ Ed. Nakagawa Ichiro e. a. — Kyoto; Local Organ Comm. Gen. Meet.—IAG, 1982.—734 p.
 33. Prothero W., Goodkind J. Superconducting gravimeter // Rev. Sci. Instrum.—1968.—39, N 9.—P. 1257—1262.
 34. Tuman V. Cryogenic gravity meter // Proc. 12-th Int. Conf. Low Temp. Phys., Kyoto, 1970. — Tokyo, 1971.—P. 859—861.

CRYOGENIC SENSOR FOR GRAVIMETRIC DEVICES

O. G. Cheborin and V. A. Yatsenko

Certain results of theoretical investigations are considered for their application to the creation of a highly sensitive superconducting gravity sensor. We have studied the mathematical model of the sensor, the dynamics and equilibrium of the sensitive element, and its design. Algorithms are proposed for the preprocessing and filtration of signals.