

## БЕСКОНТАКТНЫЕ ОПОРЫ В СИСТЕМАХ ТЕРМОСТАТИРОВАНИЯ ЖИДКИХ КРИОГЕННЫХ ПРОДУКТОВ

В.А. Шувалов, А.А. Яковлев  
(ФГУП ЦНИИмаш)

*Рассматривается схема бесконтактного подвеса внутренней ёмкости криостата, основанная на магнитных опорах, позволяющих исключить теплоприток в холодную область (т. е. область с жидкими криопродуктами) по теплопроводным мостам. В качестве магнитных опор предполагается использовать постоянный магнит на внешнем сосуде и сверхпроводник на внутренней холодной ёмкости криостата в форме пластины или кольца. Определены силы взаимодействия магнитных элементов опор, позволяющих удерживать в бесконтактном положении холодную ёмкость в устойчивом (относительно внешнего сосуда) состоянии.*

**Ключевые слова:** магнитный подвес, криогенная жидкость, криостат, сверхпроводимость, короткозамкнутый контур, теплоприток, устойчивость.

### Введение

Реализация длительных и дальних полётов требует применения на борту криогенных жидкостей, таких как кислород, водород, неон, гелий, продолжительное хранение которых возможно только при создании криостатов с минимальными теплопритоками. Известно, что в условиях вакуумной теплоизоляции поступление тепла в холодную область осуществляется по теплопроводным или лучистым каналам. Схематично космический криостат состоит из внутренней ёмкости, где и находится криогенная жидкость, теплоизоляции (вакуумной) и внешнего сосуда (кожуха). Внутренний сосуд подвешен к внешнему через горловину, которую делают длинной и тонкой (иногда из гофрированных конструкций), снижая тем самым теплопритоки по этому каналу. Между внешним сосудом и внутренним создается вакуум. Для увеличения жёсткости конструкции используют тонкие растяжки между внутренним и внешним сосудами. Таким образом, теплоприток к криогенной жидкости связан с теплопроводностью по горловине и растяжкам, а также лучистым теплообменом, величина которого на порядок ниже теплопроводности. Если исключить теплопроводные мосты, то можно значительно снизить поступление тепла к жидким криопродуктам и тем самым – потери на испарение.

### Конструктивная схема бесконтактного подвеса внутренней ёмкости криостата

Одним из способов отказаться от растяжек является их замена магнитным подвесом. Ввиду того, что во внутренней ёмкости находится криогенная жидкость, перспективным представляется использование сверхпроводников, которые можно закрепить на внутреннем сосуде. Ниже рассмотрим криостат, в котором холодная ёмкость

подвешена на тонкой горловине, но вместо растяжек используются бесконтактные магнитные опоры, обеспечивающие устойчивость внутреннего сосуда.

Схема криогенного сосуда с элементами магнитного подвеса внутренней ёмкости представлена на рис. 1. В нём растяжки заменены парой постоянный магнит – сверхпроводящее кольцо. Постоянный магнит устанавливается на внутренней поверхности кожуха. В качестве сверхпроводящего

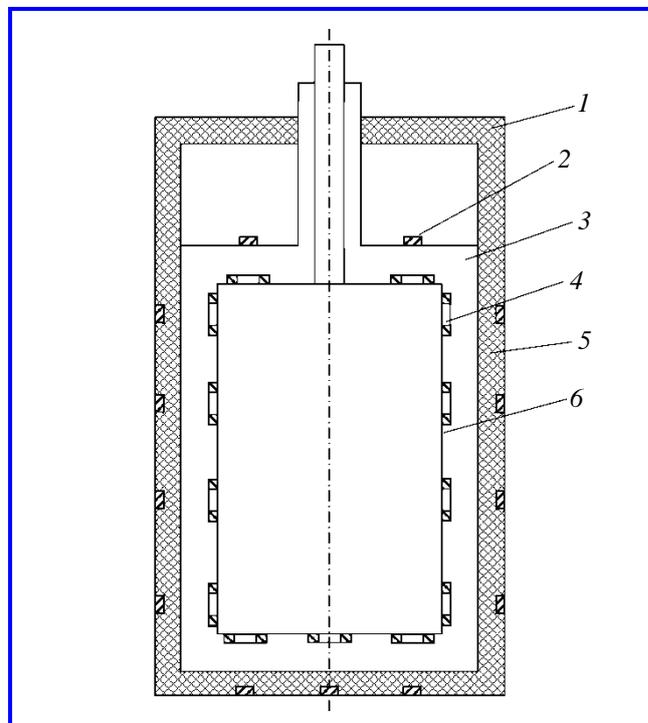


Рис. 1. Схема криогенного сосуда: 1 – кожух (внешний сосуд); 2 – постоянные магниты; 3 – вакуумная полость; 4 – сверхпроводящие короткозамкнутые контуры; 5 – теплоизоляция; 6 – внутренняя ёмкость

кольца возможно использование керамических высокотемпературных сверхпроводников, критическая температура которых выше температуры кипения азота. Причём понижение рабочих температур приводит к росту критического тока, а в сверхпроводниках и критического магнитного поля.

При захлаживании внутренней ёмкости криостата высокотемпературные керамические кольца перейдут в сверхпроводящее состояние, «вморозив» соответствующий магнитный поток постоянного магнита. При изменении расстояния между сверхпроводящим кольцом и постоянным магнитом возникает электродинамическая сила, которая будет стремиться вернуть внутренний сосуд в начальное состояние.

**Оценка взаимодействия пары постоянный магнит – сверхпроводящее кольцо**

Оценим величину силы взаимодействия пары постоянный магнит – сверхпроводящее кольцо. Расчётная схема представлена на рис. 2. Постоянный магнит будем рассматривать как магнитный диполь, расположенный на расстоянии  $x_0$  от сверхпроводящего кольца, магнитный момент которого направлен перпендикулярно плоскости кольца. Особенности силового взаимодействия такого идеально проводящего замкнутого контура с магнитным полем рассмотрены в [1], где показано, что сверхпроводящий контур может иметь устойчивое положение равновесия во внешнем магнитном поле, т. е. при отклонении контура от устойчивого положения возникает сила, стремящаяся вернуть его в исходное состояние.

Воспользуемся полученным в этой работе выражением силовой функции для идеально проводящего контура во внешнем магнитном поле:

$$U = -\Phi \left( I - \frac{\Phi}{2L} \right), \tag{1}$$

где  $\Phi$  – магнитный поток через контур;  $I$  – начальный (транспортный) ток в контуре;  $L$  – индуктивность контура.

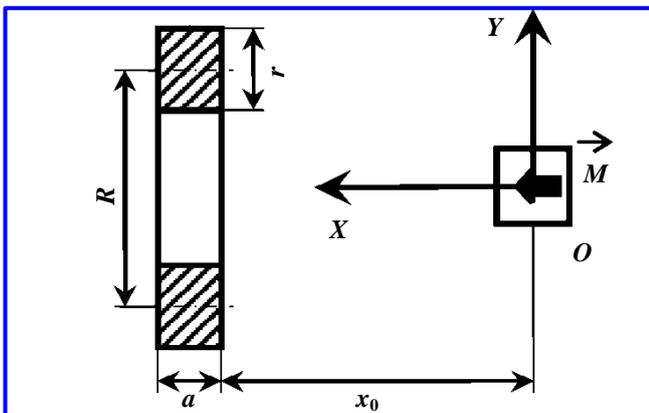


Рис. 2. Схема магнитной опоры со сверхпроводящим контуром

Сила взаимодействия контура с магнитным полем представляет собой производную (1) по координате  $x$ :

$$F = \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \left( I - \frac{\Phi}{L} \right). \tag{2}$$

Производную магнитного потока можно определить, воспользовавшись выражением

$$\Phi = \vec{B} \cdot \vec{S} = IL, \tag{3}$$

где  $S$  – площадь контура;  $B$  – магнитное поле.

Величину магнитного поля внутри контура при условии дипольного приближения можно записать:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2M}{x^3}. \tag{4}$$

Магнитный момент постоянного магнита  $M$  в соответствии с работой [2] можно представить в виде:

$$M = \frac{4\pi}{\mu_0} kV,$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная;  $V$  – объём постоянного магнита;  $k$  – намагничённость.

Начальный транспортный ток в контуре  $I$  определяется из выражения (3):

$$I = \frac{\Phi_0}{L},$$

где  $\Phi_0$  – поток магнитного поля через контур в положении  $x_0$ .

После несложных преобразований выражений (2) и (3) получим зависимость силы взаимодействия сверхпроводящего кольца с постоянным магнитом в зависимости от их взаимного положения:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = S \frac{\partial B}{\partial x} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{6MS}{x^4};$$

$$F(x) = \left( \frac{\mu_0}{4\pi} \right)^2 \frac{12M^2 S^2}{L} \frac{1}{x^4} \left( \frac{1}{x^3} - \frac{1}{x_0^3} \right). \tag{5}$$

Индуктивность контура прямоугольного сечения, как показано в [3], определяется выражением:

$$L = 4\pi 10^{-7} R \left( \ln \frac{8R}{a+r} - 0,5 \right).$$

График, построенный для функции (5), представлен на рис. 3. В качестве начальных условий для оценок выбраны следующие значения:

– сверхпроводящее кольцо: размеры –  $R = 25, 35$  и  $40$  мм;  $r = 5$  мм;  $a = 5$  мм;

– постоянный магнит: размеры – 10 × 10 × 10 мм; намагниченность – 1,2 Тл (современные постоянные магниты на основе редкоземельных элементов могут иметь намагниченность до 1,5 Тл);

– начальное расстояние между центром магнита и сверхпроводящим кольцом – 20 мм.

Из графика на рис. 3 видно, что при увеличении расстояния между сверхпроводящим кольцом и постоянным магнитом возникает сила притяжения, а при уменьшении – отталкивания. Таким образом, при размещении магнитных опор, как показано на рис. 1, при изменении положения внутреннего сосуда относительно внешнего все опоры будут работать на восстановление исходной конфигурации. Устойчивость взаимодействия позволяет размещать пары постоянный магнит – сверхпроводящее кольцо с одной стороны подвешиваемой ёмкости. Силой взаимодействия, как видно из рис. 3, лишь за счёт выбора геометрических параметров сверхпроводящих колец можно варьировать в широких пределах. Всё это позволяет организовать магнитный подвес не только симметричных сосудов, но и сосудов практически любой формы.

**Оценка взаимодействия пары постоянный магнит – сверхпроводящая пластина**

В случае симметричных сосудов вместо сверхпроводящего кольца можно использовать сверхпроводящую пластину. В сверхпроводящей фазе на поверхности пластины в магнитном поле будут наводиться поверхностные токи, взаимодействие которых с магнитом приведёт к возникновению сил отталкивания.

Оценим величину возникающей силы (рис. 4).

Постоянный магнит, как и в предыдущем случае, будем рассматривать в дипольном приближении. Поверхностные токи, наведённые на пластине, в силу симметрии задачи являются круговыми, а их величина пропорциональна тангенциальной составляющей поля  $B_z$ , которую с учётом выражения (4) можно получить методом зеркального отображения:

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{6Mx_0y}{(x_0^2 + y^2)^{\frac{5}{2}}}$$

Взаимодействие постоянного магнита со сверхпроводящей пластиной сводится к определению электромагнитной силы  $\vec{F}$  между магнитным диполем  $\vec{M}$  и круговыми токами  $I$ . Элементарная сила  $dF$ , действующая на диполь в точке  $O$  в поле  $B_{СП}$  диамагнитных токов:

$$dF = d \left( M \frac{\partial B_{СП}}{\partial x} \right) \Big|_{x_0} \quad (6)$$

Магнитное поле  $B_{СП}$  на оси  $OX$ , создаваемое круговыми токами радиуса  $y$ , имеет вид:

$$B_{СП} = \frac{\mu_0}{2} \frac{Iy^2}{(y^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (7)$$

Градиент магнитного поля в направлении оси  $OX$  в точке  $O$ , учитывая выражение (7), можно записать:

$$\frac{\partial B_{СП}}{\partial x} \Big|_{x_0} = \frac{3\mu_0}{2} \frac{x_0 y^2 I}{(x_0^2 + y^2)^{\frac{5}{2}}} \quad (8)$$

Подставив полученное выражение для градиента магнитного поля пластины (8) в формулу (6) и проинтегрировав его в пределах от 0 до  $y$ , получим следующую формулу для вычисления силы, действующей на диполь:

$$F(y) = \frac{18\mu_0}{\pi} x_0^2 M^2 \left[ \frac{-1}{3(x_0^2 + y^2)^3} + \frac{x_0^2}{4(x_0^2 + y^2)^4} + \frac{1}{12x_0^6} \right] \quad (9)$$

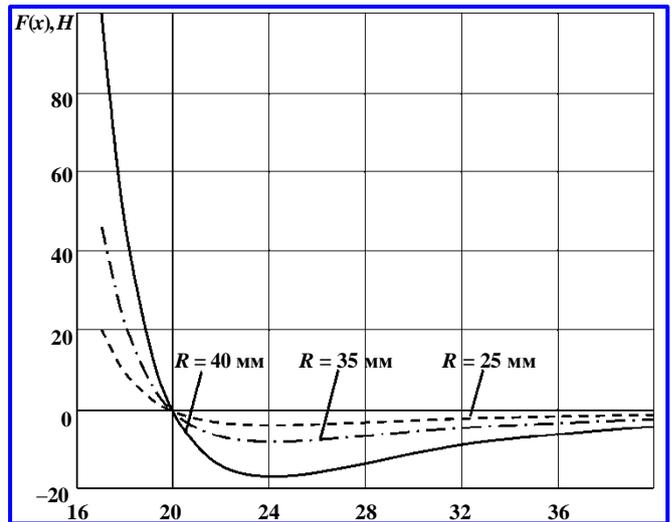


Рис. 3. Зависимость силы взаимодействия сверхпроводящего кольца и постоянного магнита при отклонении от нулевого положения

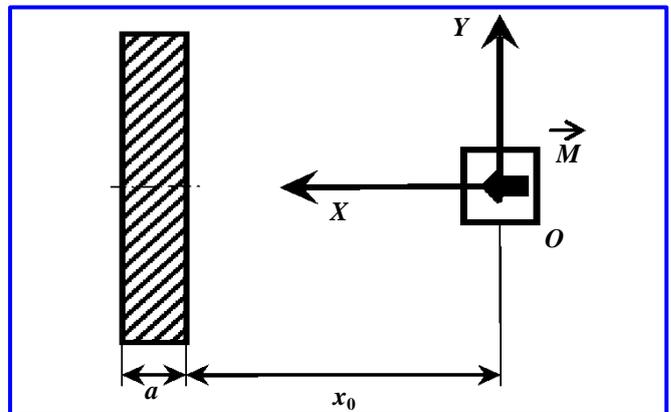


Рис. 4. Схема магнитной опоры со сверхпроводящей пластиной

В случае бесконечной пластины, т. е. когда  $y \rightarrow \infty$ , сила взаимодействия будет максимальной и выражение (9) примет вид:

$$F_{\max} = \frac{3\mu_0 M^2}{2\pi x_0^4}. \quad (10)$$

График для выражения (9) представлен на рис. 5.

По оси абсцисс радиус пластины отложен в долях  $x_0$ , а по оси ординат значение силы отложено в долях от максимально возможной силы. Из графика видно, что при радиусе пластины  $2x_0$  сила

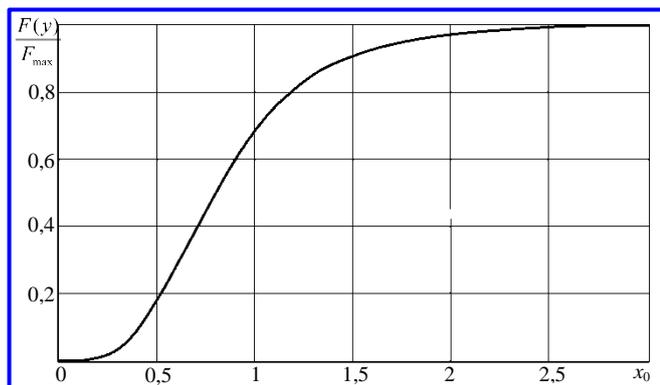


Рис. 5. Зависимость силы взаимодействия от размера пластины

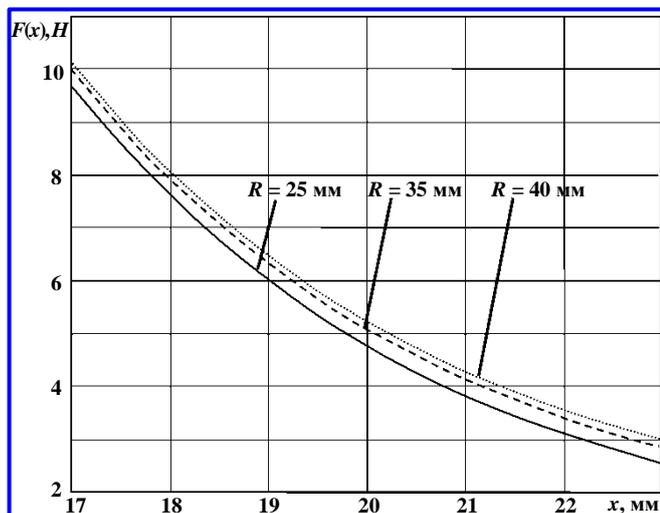


Рис. 6. Зависимость силы взаимодействия сверхпроводящей пластины и постоянного магнита при отклонении от нулевого положения

взаимодействия составляет около 97% от максимальной (в случае бесконечной пластины), а при радиусе пластины равном  $x_0$  составляет 68%.

Зависимость, представленная на графике (см. рис. 5), и полученное выражение (10) позволяют провести оценку силы взаимодействия между сверхпроводящей пластиной и постоянным магнитом.

На рис. 6 приведена зависимость силы взаимодействия сверхпроводящей пластины и постоянного магнита при отклонении от нулевого положения.

Начальные условия для оценок были выбраны близкими к условиям пары сверхпроводящее кольцо – постоянный магнит:

– сверхпроводящая пластина: размеры –  $R = 25, 35$  и  $40$  мм;  $a = 5$  мм;

– постоянный магнит: размеры –  $10 \times 10 \times 10$  мм; намагниченность –  $1,2$  Тл;

– начальное расстояние между центром магнита и сверхпроводящей пластиной –  $20$  мм.

Из графика видно, что возникающей при взаимодействии постоянного магнита и сверхпроводящей пластины силы достаточно для создания бесконтактного магнитного подвеса внутренней ёмкости криостата в невесомости. При этом следует учитывать, что сила, действующая на внутреннюю ёмкость, определяется как разность между силой взаимодействия двух пар.

### Заключение

Проведённые оценки показали, что для бесконтактного подвеса внутренней ёмкости криостата возможно использовать как пару постоянный магнит – сверхпроводящее кольцо, так и пару постоянный магнит – сверхпроводящая пластина. Однако первый вариант представляется более предпочтительным, ввиду устойчивости не только системы (подвеса) в целом, но и каждой отдельной пары.

### Литература

1. Шувалов В. А. Особенности силового взаимодействия идеально проводящего замкнутого контура с магнитным полем / В. А. Шувалов // Прикладная физика. – 2003. – № 6. – С. 23 – 26.
2. Тамм И. Е. Основы теории электричества: учеб. пособие для вузов / И. Е. Тамм. – М. : Наука, 1989. – 504 с.
3. Расчёт индуктивностей / П. Л. Калантаров, Л. А. Цейтлин. – Л. : Энергоатомиздат, 1986. – 488 с. : ил.

Поступила в редакцию 22.03.2013

Вячеслав Александрович Шувалов, начальник лаборатории, канд. техн. наук, т. (495) 513-49-45, e-mail: s5134146@yandex.ru.

Александр Александрович Яковлев, начальник сектора, канд. техн. наук, т. (495) 513-47-44, e-mail: aakuzmin@yandex.ru.