

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ МЕХАНИЧЕСКИЙ ОСЦИЛЛЯТОР С ИЗМЕНЯЕМОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ЧАСТОТОЙ

© 2020 г. В. Л. Цымбаленко*

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

*e-mail: VLT49@yandex.ru

Поступила в редакцию 31.03.2020 г.

После доработки 07.04.2020 г.

Принята к публикации 09.04.2020 г.

Предложена и опробована конструкция высокодобротного механического осциллятора из сверхпроводящего материала, частота которого изменяется внешним магнитным полем.

DOI: 10.31857/S0032816220050225

В экспериментах при низких температурах для приведения объекта в движение применяется незамкнутая петля из сверхпроводящего материала, помещенная в магнитное поле. Сверхпроводимость обеспечивает отсутствие тепловыделения от тока, приводящего петлю в движение. Такая методика использовалась для измерения вязкости жидкого ^3He [1], на основе чего был предложен стандарт термометрии до ~ 1 мК. Приведение в движение кристалла ^4He в экспериментах по кинетике движения квантового кристалла также выполнялось с помощью сверхпроводящей петли [2].

Частота колебаний (разомкнутой) петли определяется ее механическими параметрами: размерами сверхпроводника и его упругими константами. Поэтому такая петля может приводить в движение исследуемый объект только на фиксированной частоте. Если замкнуть петлю так, чтобы сверхпроводимость не нарушалась в контакте, то при отклонении части петли, пересекающей силовые линии магнитного поля, в сверхпроводящем контуре индуцируется незатухающий ток, взаимодействие которого с полем создает бездиссипативную возвращающую силу.

В данной работе рассмотрен колебательный режим упругой замкнутой сверхпроводящей петли в магнитном поле. Воздействие магнитного поля на поступательное движение жесткой сверхпроводящей прямоугольной петли было рассмотрено в работах [3, 4].

Рассмотрим простейшую П-образную форму петли. Низ петли жестко заделан в неподвижное основание. Перекладина длиной b перпендикулярна магнитному полю B , направленному вдоль оси Z . Части петли от основания до перекладки длиной a параллельны магнитному полю (см. рис. 1).

В такой геометрии дополнительная сила приложена только к перекладине. На свободном конце петли располагается объект массой M и моментом инерции J относительно оси Y . Уравнение малых колебаний стержня следующее [5]:

$$\rho S \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = EI_y \frac{\partial^4 \zeta}{\partial z^4}, \quad (1)$$

где ζ – отклонение профиля стержня от положения равновесия в направлении X , ρ – плотность материала, E – модуль Юнга, S – площадь сечения проволоки, I_y – момент инерции сечения. Граничные условия у основания:

$$\zeta(0) = 0, \quad \left. \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right|_{z=0} = 0. \quad (2)$$

К свободному концу приложены силы инерции объекта массы M и взаимодействия индуцированного тока с внешним магнитным полем. Смещение перекладки на величину $\zeta(a)$ создает ток $I_B = B\zeta(a)b/L$, где L – индуктивность контура. Суммарная сила при колебании с частотой ω дается выражением

$$F_{\text{total}} = M\omega^2\zeta(a) - B^2b^2\zeta(a)/L = -EI_y \left. \frac{\partial^3 \zeta}{\partial z^3} \right|_{z=a}. \quad (3)$$

Момент, вызванный вращением объекта, равен

$$M_{\text{obj}} = \omega^2 J \left. \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right|_{z=a} = -EI_y \left. \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} \right|_{z=a}. \quad (4)$$

Уравнение для собственных колебаний определим, положив $\zeta \sim \exp(i\omega t)$. С учетом условий (2)–(4) получаем искомое уравнение (5):

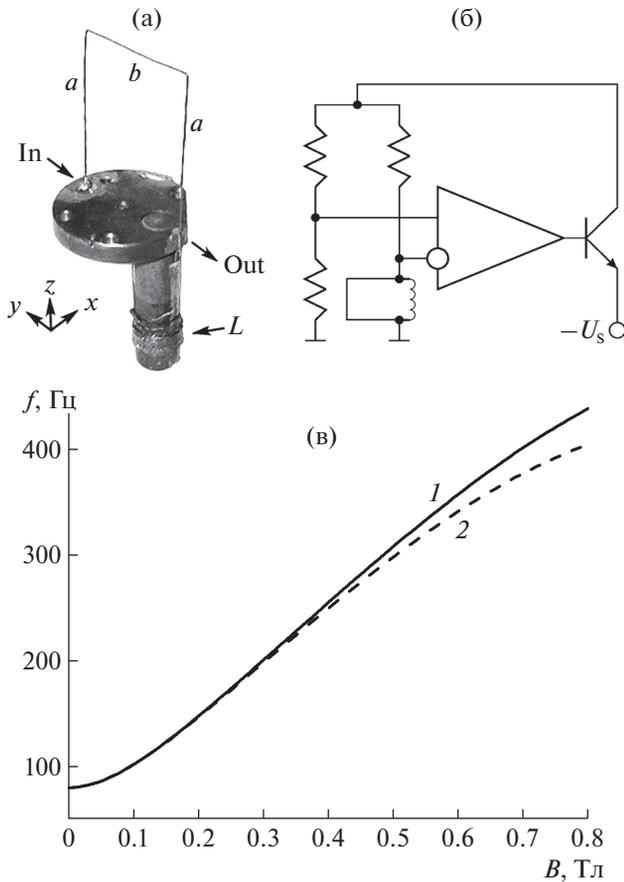


Рис. 1. а – экспериментальная модель, б – автогенератор для возбуждения колебаний петли, в – сравнение расчета (1) с экспериментальными данными (2).

$$\begin{aligned} & \cos(\lambda)\text{ch}(\lambda) + 1 - \beta(\lambda)\{\sin(\lambda)\text{ch}(\lambda) - \\ & - \cos(\lambda)\text{sh}(\lambda) + \gamma(\lambda)[1 - \cos(\lambda)\text{ch}(\lambda)]\} + \\ & + \gamma(\lambda)[\sin(\lambda)\text{ch}(\gamma) + \cos(\lambda)\text{sh}(\lambda)] = 0, \\ & k^4 = \omega^2 \frac{\rho S}{EI_y}, \quad \lambda = ka, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\beta(\lambda) = \frac{M}{\rho Sa} \lambda - \frac{a^3 b^2 B^2}{EI_y L \lambda^3}, \quad \gamma(\lambda) = \frac{J}{\rho Sa^3} \lambda^3.$$

Корни трансцендентного уравнения (5) находят численно, например, методами, которые включены в математические пакеты MathCAD или MathLab. Для колебания ненагруженного стержня $\beta(\lambda) = 0$ и $\gamma(\lambda) = 0$ минимальное значение $\lambda \approx 4.69$ [5]. Частота колебаний определяется внешним магнитным полем, воздействие которого пропорционально квадрату его индукции. В отсутствие поля частота колебаний, как и для разомкнутой петли, определяется ее геометрией.

Внешний переменный ток, проходящий по петле от точки In до точки Out (рис. 1), распределяется по ее ветвям обратно пропорционально

индуктивности частей. Из уравнения (5) следует, что чем меньше общая индуктивность контура L , тем меньшее внешнее поле требуется для смещения частоты на одну и ту же величину. Для этого неподвижная часть, замыкающая контур, должна иметь индуктивность, много меньшей индуктивности колеблющейся петли. Если же необходимо основную часть тока направить в подвижную часть, то следует выполнить обратное соотношение.

Методически удобно возбуждать колебания петли, включив ее в цепь обратной связи автогенератора. Поскольку импеданс такого резонатора невелик по сравнению с подводщими проводами, целесообразно включить петлю в мостовую схему, как показано на рис. 1. Отметим обстоятельство, существенное при проведении экспериментальных исследований с помощью автогенератора. Простейшая схема, показанная на этом рисунке, раскачивает петлю до максимальной амплитуды, ограниченной источником питания. В эксперименте же требуется контроль и установление необходимых амплитуд и скоростей колебаний переключателя, на которой расположен испытуемый объект (см. [2]). Такое условие можно реализовать, например, электронной системой регулирования [6].

Модельный эксперимент для проверки методики выполнялся на конструкции, показанной на рис. 1. Прямоугольная петля, выполненная из NbTi-проволоки $\varnothing 0.3$ мм без медной оболочки, имела размеры $a = 3.6$ см, $b = 2.7$ см. Оставшаяся часть проволоки намотана на текстолитовый каркас и образует индуктивность, необходимую, как отмечено выше, для прохождения основного возбуждающего тока через петлю. Концы проволоки расплющивались на длине ~ 8 мм и сваривались контактной сваркой в нескольких местах. Параметры для упругого цилиндрического стержня:

$$\begin{aligned} S &= \pi R^2, \quad I_y = \frac{\pi}{4} R^4, \\ M &= \rho S \frac{b}{2}, \quad J = \rho \frac{\pi}{2} R^4 \frac{b}{2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Основной вклад в сдвиг частоты относительно частоты ненагруженного стержня дает масса половины переключателя и магнитная сила. Влияние момента инерции переключателя незначительно $\gamma(\lambda) \ll 1$. Петля индуктивностью ~ 0.1 мкГн замыкалась через индуктивность ~ 1 мкГн. Собственная частота колебаний петли в малом магнитном поле составляла 80.3 Гц. Расчетная зависимость собственной частоты колебаний петли от магнитного поля показана на рис. 1 кривой 1.

Конструкция опускалась в жидкий гелий в криостат со сверхпроводящим магнитом. Температура сверхпроводящего перехода сплава ~ 10 К и критическое поле при 4.2 К ~ 100 кГс. Поэтому температура кипения гелия при атмосферном давлении подходила для испытания: во всем диа-

пазоне магнитных полей петля оставалась в сверхпроводящем состоянии. Амплитуда колебаний перекладины доходила до $A \sim 1$ см. Добротность колебаний системы равнялась 420. Зависимость частоты колебаний петли от магнитного поля воспроизводилась при увеличении и уменьшении поля. Меньшее значение частоты по сравнению с расчетным может быть вызвано рядом причин, например кипением гелия или турбулентностью. Результаты опыта хорошо согласуются с теоретической моделью.

Отклонение экспериментальной зависимости от расчетной кривой может быть вызвано рядом факторов, не учтенных при выводе уравнения (5). Перечислим некоторые:

– амплитуды, на которых выполнялись измерения, нельзя считать малыми, поскольку условие $A/a \ll 1$ [5] не выполнялось, $A/a \sim 0.3$;

– движение петли в жидком гелии порождает силу сопротивления вследствие вязкости среды, причем при данных скоростях $A\omega \sim 10$ м/с параметр Рейнольдса имеет порядок $\sim 10^5$; при таких числах Рейнольдса колебание петли происходит с образованием вихревой структуры, что приводит к слож-

ной зависимости силы торможения на участки колеблющейся петли;

– при выводе уравнения (5) принималось, что поперечина сохраняет свою форму, т.е. является абсолютно жесткой, и это исключило из решения те моды колебаний, которые учитывают упругость поперечного участка петли.

С учетом принятых приближений следует отметить хорошее согласие модели с экспериментом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Carless D.C., Hall H.E., Hook J.R.* // J. Low Temp. Phys. 1983. № 50. P. 583.
2. *Tymbalenko V.L.* // J. Low Temp. Phys. 2013. № 171. P. 21.
<https://doi.org/10.1007/s10909-012-0839-5>
3. *Romer R.H.* // Eur. J. Phys. 1990. № 11. P. 103.
4. *Giliberti M., Perotti L., Rossi L.* // Eur. J. Phys. 2018. № 39. P. 055503.
<https://doi.org/10.1088/1361-6404/aad168>
5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1987.
6. *Цымбаленко В.Л.* // ПТЭ. 2009. № 3. С. 129.