

- [3] Хасэгава А., Кодама Ю. // ТИИЭР. 1981. Т. 69. № 9. С. 57-63.
- [4] Zhang N., Onodera N., Itoh N., Inaba V. // Electron. Lett. 1986. V. 22. No 22. P. 1194-1196.
- [5] Кижеев К.Ю., Куксенков Д.В., Кучинский В.И., Портной Е.Л., Смирницкий В.Б. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 10. С. 601-604.
- [6] Бахерт Х., Елисеев П.Г., Манько М.А., Петров В.К., Раабз., Страхов В.П., Чан Минь Тхай // Квантовая электроника. 1974. Т. 1. № 9. С. 1988-1993.

Ленинградский политехнический институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию 15 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 16
05.4; 12

26 августа 1989 г.

ОБЫЧНАЯ И НЕОБЫЧНАЯ ЛЕВИТАЦИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В ПОЛЕ ПОСТОЯННОГО МАГНИТА КОЛЬЦЕВОЙ ФОРМЫ

А.И. Шелых, Е.К. Кудинов,
П.П. Сырников, М.И. Степанова,
И.А. Смирнов

Известно, что при сближении магнита и сверхпроводящего образца между ними возникают силы отталкивания. Это явление широко используется экспериментаторами для доказательства существования сверхпроводимости в исследуемых материалах. Наблюдаемую при этом левитацию можно объяснить при помощи закона электромагнитной индукции Фарадея и правила Ленца применительно к взаимодействию магнита и образца с нулевым омическим сопротивлением.

Однако помимо обычной левитации, когда силы тяжести, действующие на сверхпроводящий образец, компенсируются силами отталкивания от магнита, наблюдается также необычная левитация. В работе [1] приведены фотографии этого явления. Оно наблюдалось на сверхпроводящих образцах $Tl_2Ca_2Ba_2 \cdot Cu_3O_{10}$ в магнитном поле постоянного магнита кольцевой формы. Показано, что сверхпроводник плавает не только над магнитом, но и под ним, что создает видимость существования каких-то сил притяжения, действующих на сверхпроводник со стороны магнита.

Подобные опыты, проведенные нами с использованием постоянного магнита кольцевой формы и сверхпроводящих керамических образцов состава $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, подтверждают экспериментальные результаты работы [1]. Измерения проводились в среде жидкого азота. Применялся кольцевой магнит с наружным радиусом $R_2=2.2$ см, внутренним $R_1=1$ см и толщиной 0.7 см. Эксперимент легко воспроизводится, если сверхпроводящему образцу обеспечить при помощи поплавка из пенопласта нулевую или небольшую (положительную или отрицательную) плавучесть. Очевидно, что опыт должен воспроизводиться и в невесомости.

Для объяснения наблюдаемых явлений, как мы полагаем, существенно учесть особенности поля, создаваемого постоянным магнитом кольцевой формы, вдоль его оси. Магнитное поле равномерно намагниченного вдоль оси (ось d) кольца с радиусами $R_{1,2}$ на его оси направлено по d . Если толщина кольца α мала по сравнению с $R_{1,2}$, то это поле

$$B(d) = 2\pi \cdot m \cdot \alpha \left[\frac{R_1^2}{(R_1^2 + d^2)^{3/2}} - \frac{R_2^2}{(R_2^2 + d^2)^{3/2}} \right] \quad (1)$$

— плотность магнитного момента. В точке d_0 , где $B(d)=0$, вектор B также равен нулю, поэтому малая диамагнитная (сверхпроводник!) частица в этой точке находится в состоянии устойчивого равновесия (если нет сил иной природы). Для d_0 имеем

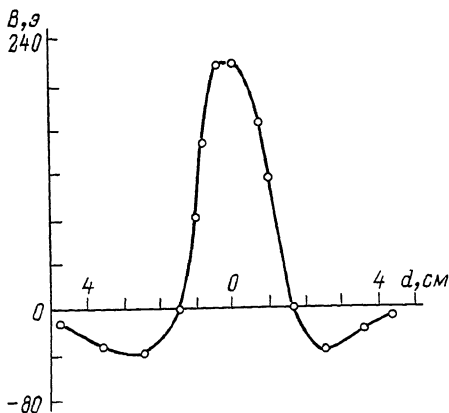
$$d_0 = \pm R_1 \gamma^{2/3} (1 + \gamma^{2/3})^{-1/2}, \quad \gamma = R_2/R_1 > 1. \quad (2)$$

Хотя точных измерений d_0 в эксперименте не проводилось, значение d_0 близко к R_1 (формула 2 дает $d_0 \approx R_1$). Не вызывает особых сомнений, что „необычная“ левитация сверхпроводника обусловлена именно наличием точек, симметричных относительно центра кольца, где $B=0$ у кольцевого магнита.

Оценим влияние силы тяжести. Условие равновесия сверхпроводника в случае, когда ось d направлена по вертикали, есть

$$\chi B \frac{\partial B}{\partial d} - \rho \cdot g = 0; \quad (3)$$

χ — восприимчивость на см³ (для полного эффекта Мейснера $\chi = -1/4\pi$, ρ — плотность, g — ускорение силы тяжести. Полагая, что изменение точки равновесия мало по сравнению с d_0 , получаем, что



Зависимость осевой компоненты поля постоянного магнита кольцевой формы от расстояния d вдоль его оси. $d=0$ соответствует центру кольцевого магнита.

$$\frac{\Delta d}{d_0} = \frac{\rho \cdot g \cdot R_1^3}{\bar{x} \cdot m^2 a^2} \varphi(\gamma); \quad (4)$$

$\varphi(\gamma)$ - функция только от R_2/R_1 и в пределах изменения $1.5 < \gamma < 5$ принимает значение в интервале 3-5 (для $\gamma=2$ и $\varphi=3$), $\bar{x} = |\bar{x}|(1/4\pi)^{-1} < 1$ - относительная восприимчивость (доля полного эффекта Мейснера). В наших опытах эффект силы тяжести исключен. Оценим его из параметров эксперимента в работе [1]: $R_1=0.5$ см, $a=0.6$ см, $\gamma \approx 2$, $B=400$ Гс. Полагая $\rho=5$ г·см³, получим

$$\frac{\Delta d}{d_0} = \frac{\varphi(2)}{\bar{x}} \cdot \frac{5 \cdot 980 \cdot 0.5^3}{400^2 \cdot 0.6^2} = 10^{-2} \frac{\varphi(2)}{\bar{x}} = 3 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\bar{x}}, \quad (5)$$

т. е. эффект не превышает 0.3 даже при $\bar{x}=0.1$ (из рисунков, приведенных в [1], можно лишь заключить, что $\Delta d/d_0$ не превышает 0.1-0.2). Хотя формула 2 для d_0 в данном случае носит приближенный характер, т. к. толщина кольца сравнима с его внутренним радиусом, следует ожидать, что положение двух точек нулевого поля, отсчитанное от центра кольца, будет порядка R_1 (все характерные длины $R_{1,2}$ и a - сравнимы), что и видно из рисунков работы [1].

Итак, нам представляется, что эффекты левитации сверхпроводника полностью объясняются наличием в данной конфигурации постоянного магнита кольцевой формы точек, где $B=0$.

На рисунке приведена экспериментально полученная зависимость осевой компоненты поля, создаваемого использованным нами магнитом кольцевой формы. В его центре величина поля

максимальна $B=225$ э. По мере удаления от центра поле убывает и на расстоянии $d=1$ см по обе стороны от магнита оно равно нулю. При дальнейшем удалении от центра поле меняет знак и растет по абсолютной величине, достигая максимума (-50 э) при $d=2.5$ см. При $d > 2.5$ $B \rightarrow 0$.

Устойчивое зависание сверхпроводящего образца сверху и снизу постоянного магнита кольцевой формы наблюдается в областях $d=1$ см. При смещении сверхпроводящего образца в некоторых пределах относительно этих положений, он попадает в пространство, где $B \neq 0$. Возникающие при этом силы отталкивания возвращают сверхпроводящий образец в исходное равновесное состояние.

Основные выводы работы сводятся к следующему.

1. Наблюдаемая в рассмотренных опытах левитация сверхпроводящих керамических образцов обусловлена наличием на оси постоянного магнита кольцевой формы двух точек, величина магнитного поля в которых равна нулю. Точки расположены симметрично по обе стороны от центра магнита на расстоянии, примерно равном внутреннему радиусу магнита.

Как показали исследования, остаточная намагниченность сверхпроводника из-за вихрей в наших опытах не существенна, в отличие от случая, когда левитация наблюдается в поле плоского магнита [2].

2. Конфигурация поля постоянного магнита кольцевой формы, представленная на рисунке, характерна также, как показали проведенные нами измерения, для кольцевого сверхпроводника, намагниченного в поле выше критического. В результате стабилизации вихрей на неоднородностях материала возникает магнитный момент в направлении прилагаемого поля, равномерно распределенный по объему образца. Это обстоятельство следует учитывать при определении сил, действующих на такое сверхпроводящее кольцо во внешнем магнитном поле.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] H a r t e r W.G., H e r m a n n A.M., S h e n g Z.Z.
// Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 12. P. 1119-1121.
- [2] P e t e r s P.N., S i s k R.C., U r b a n E.W.,
H u a n g C.Y., W u M.K. // Appl. Phys. Lett.
1988. V. 52. N 24. P. 2066-2067.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
9 марта 1989 г.