

05.4;12

Внутренняя магнитная релаксация в левитирующих сверхпроводниках

© Б.М. Смоляк, Г.Н. Перельштейн, Г.В. Ермаков

Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург
E-mail: b-smolyak@yandex.ru

Поступило в Редакцию 23 февраля 2001 г.

Обнаружен эффект остановки релаксации силы левитации, возникающий при реверсивном намагничивании сверхпроводников. Предложена модель внутренней магнитной релаксации, в процессе которой магнитный момент и сила, действующая на образец, остаются постоянными.

Крип магнитного потока приводит к релаксации магнитного момента в сверхпроводниках. Скорость релаксации резко уменьшается при реверсировании поля, намагничивающего образец [1–3], или после воздействия переменного магнитного поля [4]. Авторам не удалось удовлетворительно объяснить это явление, полагая причиной ослабление крипа в объеме сверхпроводника. (Как известно [5], крип можно подавить, лишь повысив энергию активации вихрей). В предлагаемом сообщении приведены результаты исследования релаксации силы левитации. Мы наблюдали эффект стабилизации левитации, природа которого, как мы полагаем, связана с внутренней магнитной релаксацией.

Измерялась релаксация силы, удерживающей сверхпроводник под кольцевым магнитом. Образец из плавной $YBaCuO$ керамики имел форму диска диаметром 10 мм и высотой 3.5 мм; $SmCo$ магнит имел размеры $30 \times 18 \times 8$ мм. Плоскости диска и магнита были параллельны, и их общая ось симметрии z направлена вертикально. Средняя индукция поля на уровне подвеса образца — 0.1 Т, средний градиент индукции ~ 0.3 Т/см. Образец охлаждали в центре магнита до 78 К и намагничивали, перемещая вдоль оси z в точку подвеса прямым или реверсивным путем. (При реверсе образец опускали ниже и затем возвращали в точку подвеса). В результате образец приобретал однополярную или биполярную намагниченность, т.е. магнитные моменты циркулирующих токов имели одинаковое или встречное направление по оси z . Плотность

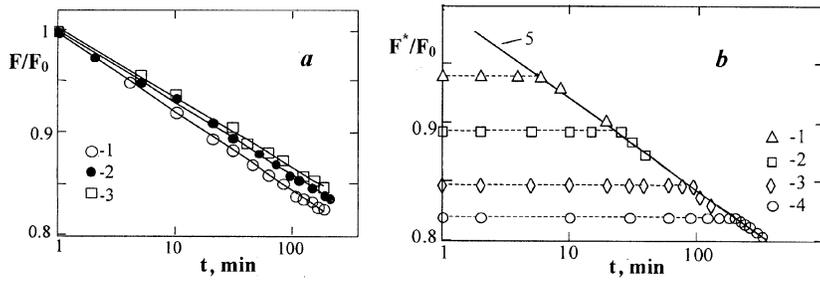


Рис. 1. Релаксация силы левитации при однополярной (*a*) и биполярной (*b*) намагниченности: *a*: 1 — $F_0 = 0.35$ Н, 2 — 0.21 Н, 3 — 0.14 Н; *b*: 1 — $F_0^*/F_0 = 0.94$, 2 — 0.89, 3 — 0.845, 4 — 0.82, 5 — 1 (см. 1, рис. 1, *a*); $F_0 = 0.35$ Н.

тока в начале релаксации $J(t_0) = 4 \cdot 10^3$ А/см². Силу левитации F уравнивали весовой нагрузкой $P - G$, где P — общий вес образца и нагрузочного устройства ($P > F$), G — регулируемая сила, прикладываемая к нагрузочному устройству. Измерения начинали через $t_0 = 1$ min после помещения образца в точку подвеса.

На рис. 1, *a* приведены зависимости нормированной силы левитации от времени при намагничивании без реверса. На рис. 1, *b* показано, как изменяется сила левитации со временем в случае реверсивного намагничивания. Сила F^* нормирована на величину силы F_0 , действующей в отсутствие реверса. Соотношение этих сил в начале релаксации определяет коэффициент реверса $f^* = F^*/F_0$. (Здесь и далее величины, связанные с реверсом, отмечены звездочкой. Нижний индекс связан со временем, например, $F^*(t_0) \equiv F_0^*$ и т.п.). Отметим следующие особенности: 1) реверсирование внешнего поля приводит к остановке релаксации силы; 2) время стабилизации левитации зависит от коэффициента реверса; 3) сила F^* остается постоянной в течение времени, которое требуется для снижения безреверсивной силы F от величины F_0 до f^*F_0 ; 4) спустя указанное время сила F^* начинает уменьшаться с той же скоростью, что и F .

Рассмотрим релаксацию силы, действующей на сверхпроводящий диск, в котором образуется структура чередующихся по направлению

азимутальных токов с плотностью J_θ . Результирующую силу по оси z дает интегрирование по объему диска плотности пондеромоторных сил $J_\theta B_r$, где B_r — радиальная составляющая магнитной индукции. Под B_r здесь можно понимать внешнее поле [6]. Расчет поля магнита показывает, что зависимость $B_r(r, z) \cong B_r(R, z)r/R$ (R — радиус диска). Полагая для плотности тока только радиальную зависимость $J_\theta(r)$, можно выражение для силы записать в виде

$$F^* = \Phi M^*, \quad (1)$$

где Φ — магнитный поток, пронизывающий боковую поверхность диска, M^* — намагниченность диска по оси z . При биполярной токовой структуре намагниченность

$$M^* = \frac{1}{3} JR [2(r^*/R)^3 - 1], \quad (2)$$

где r^* — радиус поверхности, разделяющей участки с противоположной циркуляцией токов. Здесь использована модель Бина: токи распределены с постоянной плотностью. (Индекс "θ" при J мы опускаем). Однополярная намагниченность $M = M^*(r^* = R) = JR/3$.

В выражении (1) Φ не зависит от времени, поэтому изменение силы со временем связано с изменением намагниченности. Релаксацию плотности тока можно представить в виде $J(t > t_0) = J(t_0)\alpha(t)$, где $\alpha(t) < 1$ — коэффициент токовой релаксации. В линейной теории крипа [5]:

$$\alpha(t) = 1 - \frac{kT}{U} \ln \frac{t}{t_0}, \quad (3)$$

где U — эффективная энергия активации. Однополярная намагниченность $M \sim J$, поэтому плотность тока, намагниченность и сила имеют одинаковый коэффициент релаксации $\alpha(t) = J(t)/J_0 = M(t)/M_0 = F(t)/F_0$. На рис. 2, а показано радиальное распределение индукции при однополярной намагниченности. В процессе крипа вихри перемещаются к боковой поверхности R диска и выходят из образца, в результате чего градиент индукции и плотность тока уменьшаются (полагаем, что линейность распределения сохраняется [7]). Это известный механизм магнитной релаксации — назовем ее *открытой*, — которая связана с потоком вихрей через поверхность сверхпроводника.

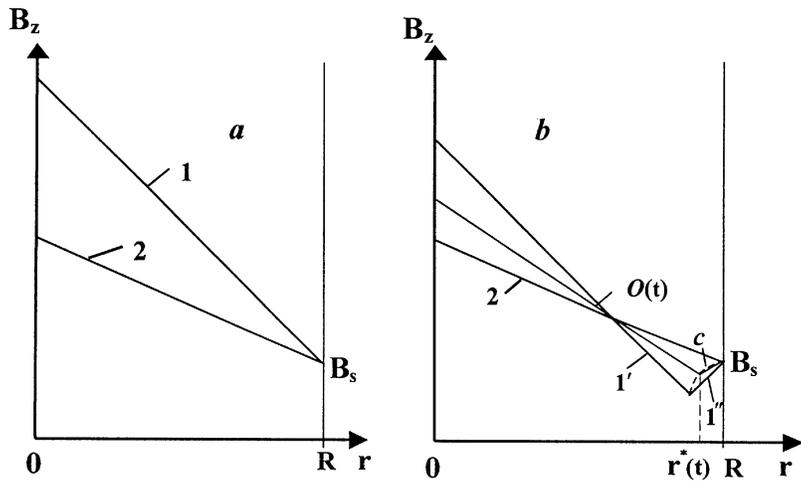


Рис. 2. Распределение индукции в образце с однополярной (*a*) и биполярной (*b*) намагниченностью при $t = t_0$ (распределения I и $I'-I''$) и $t \geq t_i$ (распределения 2); B_s — индукция на боковой поверхности.

При биполярной намагниченности начальное распределение индукции имеет вид ломаной линии (рис. 2, *b*), состоящей из участков I' и I'' . В процессе крипа вихри перемещаются в область с меньшей плотностью вихрей, т.е. к границе r^* между участками. Эта граница тоже будет перемещаться, если не равны потоки вихрей со стороны участков I' и I'' . Рассмотрим случай, когда поток с участка I' превышает встречный поток ($r^*(t_0) > R/\sqrt[3]{2}$). Будем полагать: 1) градиенты индукции на участках I' и I'' уменьшаются с одинаковой скоростью; 2) на обоих участках сохраняется прямолинейность профиля потока. При этих условиях распределения I' и I'' поворачиваются на одинаковый угол, имея центры вращения соответственно в точках $O(t)$ и B_s (рис. 2, *b*). (Точка $O(t)$ определяет среднюю плотность вихрей на участке I' в данный момент времени). Угол, образованный линиями I' и I'' увеличивается, а его вершина перемещается по некоторой кривой c в точку B_s (т.е. граница $r^* \rightarrow R$). Можно составить дифференциальное

уравнение $2\alpha(dr^*/d\alpha) = R - 4r^*/3$, интегрирование которого дает

$$r^*(t) = \frac{1}{4}R \left[3 + (\alpha_i/\alpha(t))^{2/3} \right], \quad (4)$$

где $\alpha_i \equiv \alpha(t_i)$, t_i — время выхода r^* на боковую поверхность. С помощью (2) и (4) запишем коэффициент релаксации биполярной намагниченности

$$\beta^*(t) = \frac{M^*(t)}{M^*(t_0)} = \frac{\alpha(t) \left\{ [3 + (\alpha_i/\alpha(t))^{2/3}]^3 - 32 \right\}}{[3 + \alpha_i^{2/3}]^3 - 32}. \quad (5)$$

Разлагая (5) в ряд по степеням $1 - \alpha_i/\alpha(t)$ и $1 - \alpha_i$ и удерживая члены до 3-го порядка включительно, получим

$$\beta^*(t) = 1 + \frac{1}{36\alpha_i} \left[(1 - \alpha_i)^3 - (1 - \alpha_i/\alpha(t))^3 \alpha(t) \right]. \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что намагниченность возрастает (при $t \leq t_i$, $\alpha(t) \geq \alpha(t_i)$ и $\beta^*(t) > 1$). Ее относительное изменение за время t_i равно $1 - \beta^*(t_i) = -(1 - \alpha_i)^3/36\alpha_i$. Оценку этой величины можно сделать, полагая, что $M^*(t_i) = M(t_i)$ и $\alpha_i = \beta^*(t_i)f^*$, где $f^* = M_0^*/M_0 = F_0^*/F_0$ — коэффициент реверса. При $f^* = 0.8$, $|1 - \beta^*(t_i)| \cong 3 \cdot 10^{-4}$, т. е. изменение намагниченности за время t_i ничтожно мало. Плотность и распределение токов по объему изменяются таким образом, что магнитный момент образца остается неизменным. Происходит *внутренняя магнитная релаксация*, в процессе которой магнитный поток перераспределяется внутри образца. При этом состояние поля на границе образца не изменяется, поэтому полная сила, действующая на систему замкнутых токов, остается постоянной. Время внутренней релаксации можно найти, полагая $\beta^*(t_i) = 1$ и $\alpha(t_i) = f^*$. Используя (3), получим

$$t_i = t_0 \exp \left[(1 - f^*) \left(\frac{U}{kT} \right) \right]. \quad (7)$$

Зависимость [7] хорошо описывает результаты измерений времени стабилизации левитации ($U/kT = 30$ была определена как величина, обратная скорости логарифмической релаксации $(dF/d \ln t)/F_0$ для зависимости I , рис. 1, а). При $t = t_i$ система выходит из состояния внутренней магнитной релаксации, имея однородную токовую структуру с плотностью тока $J(t_i) = J_0\alpha(t_i)$. Дальнейшая релаксация идет по открытому типу.

Список литературы

- [1] *Beasley M.R., Labush R., Webb W.W.* // Phys. Rev. B. 1969. V. 181. P. 682–700.
- [2] *Kwasnitza K., Widmer Ch.* // Physica C. 1991. V. 184. P. 341–352.
- [3] *Kwasnitza K., Widmer Ch.* // Cryogenics. 1993. V. 33. P. 378–381.
- [4] *Матизен Э.В., Безверхий П.П., Мартинец В.Г.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. С. 1047–1052.
- [5] *Yeshurun Y., Malozemoff A.P., Shaulov A.* // Rev. Mod. Phys. 1996. V. 68. P. 911–949.
- [6] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1957. 532 с.
- [7] *Blatter G., Feigelman M.V., Geshkenbeinetal V.B.* // Rev. Mod. Phys. 1994. V. 66. P. 1125–1388.