

05.4;12

©1994

О СНИЖЕНИИ СИЛЫ ЛОРЕНЦА В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ КАБЕЛЕ С КВАЗИБЕССИЛОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ТОКА

С.Г.Бодров, Г.А.Шнеерсон

Известно, что плотность критического тока в сверхпроводниках в смешанном состоянии определяется пороговым значением силы Лоренца $F = \delta B \sin \varphi$, где B — индукция магнитного поля, δ — плотность тока, φ — угол между этими векторами [1]. При неизменном магнитном поле значение δ тем выше, чем меньше угол φ . В пределе бессилового поля, в котором указанные векторы параллельны, этот угол равен нулю, однако реализация такого поля возможна лишь при непрерывном распределении тока. Возможно так распределить проводники с током в пространстве, что создаваемое ими поле будет достаточно близко к бессиловому. Такое поле естественно назвать квазибессиловым. Переход к квазибессиловому полю приводит к резкому снижению силы Лоренца, что позволяет повысить критический ток сверхпроводящего кабеля.

Конструкция квазибессилового кабеля представлена на рис. 1. Проводники расположены в стенке цилиндра толщиной a . При условии $a \ll R$ стенку можно считать плоской, что облегчает описание поля, но не является принципиальным моментом. Бессиловое поле в области $0 < x < a$ удовлетворяет условию [1,2]

$$B_z^2 + B_y^2 = B_0^2, \quad (1)$$

где B_z , B_y — составляющие индукции, B_0 — модуль индукции на оси и вне цилиндра. На внутренней границе стенки ($x = 0$) $B_y = 0$, $B_z = 0$, на внешней границе ($x = a$) $B_z = 0$, $B_y = B_0 = \mu_0 i / 2\pi R$, где i — ток кабеля. Примером такого распределения является зависимость вида $B_z = B_0 \cos(\pi x / 2a)$, $B_y = B_0 \sin(\pi x / 2a)$. В реальной системе предлагается сосредоточить ток в сверхпроводящих слоях l толщиной d , выполненных в виде цилиндров со спиральными разрезами, задающими направление тока. Таким образом, в каждом из слоев сосредоточен ток, плотность которого имеет составляющие δ_y и δ_z , которые выбираются так,

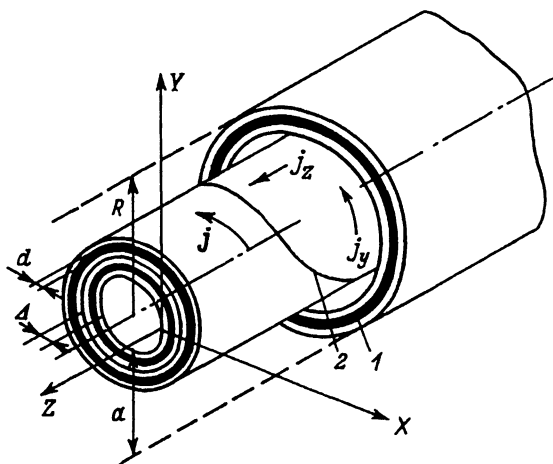


Рис. 1. Бессильной кабель (общий вид).
1 — слой сверхпроводника, 2 — спиральный разрез.

чтобы результирующее поле было как можно ближе к бессильному. Для синусоидального распределения, описанного выше, целесообразно выбрать токи в слоях следующим образом:

$$(j_z)_n = \int_{x_n - \Delta/2}^{x_n + \Delta/2} \delta_z dx = \frac{2B_0}{\mu_0} \sin \frac{\pi \Delta}{4a} \cos \frac{\pi x_n}{2a}, \quad (2)$$

$$(j_y)_n = \int_{x_n - \Delta/2}^{x_n + \Delta/2} \delta_y dx = \frac{2B_0}{\mu_0} \sin \frac{\pi \Delta}{4a} \sin \frac{\pi x_n}{2a}, \quad (3)$$

где δ_y, δ_z — плотности тока, соответствующие исходному бессильному полю, $(j_{y,z})_n$ — линейные плотности тока в n -м слое, средняя плоскость которого имеет координату x_n . Токослои отстоят на равные расстояния $\Delta \ll a$ (рис. 2). Плотность тока в каждом слое $(\delta_{y,z})_n = (1/d)(j_{y,z})_n$. Магнитное поле этой системы токов определяется следующими выражениями:

$$(B_z)_n = B_0 \cos \frac{\pi x_n}{2a} \cos \frac{\pi \Delta}{4a} - \frac{(j_y)_n}{d} \mu_0 x', \quad (4)$$

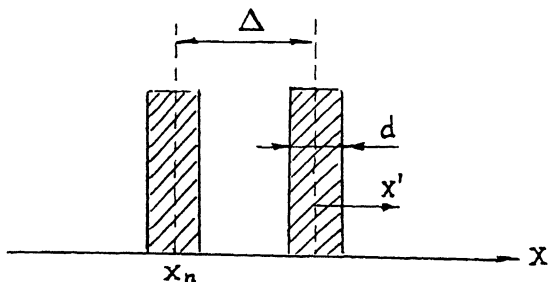


Рис. 2. Фрагмент многослойной структуры.

$$(B_y)_n = B_0 \sin \frac{\pi x_n}{2a} \cos \frac{\pi \Delta}{4a} + \frac{(j_z)_n}{d} \mu_0 x', \quad (5)$$

где $x' = x - x_n$ — координата, которая отсчитывается в каждом слое от его середины; $-d/2 \leq x' \leq d/2$. Формулы (4), (5) для индукции справедливы в n -м слое, где $x_n - \Delta/2 \leq x \leq x_n + \Delta/2$. Лоренцева сила в каждом слое определяется выражением

$$F_x = \delta_y B_z - \delta_z B_y = -\frac{4B_0^2 x'}{\mu_0 d^2} \sin^2 \frac{\pi \Delta}{4a}. \quad (6)$$

В рассматриваемой системе, в отличие от строго бессиловой, объемная сила обращается в нуль лишь в точках $x' = 0$ и принимает наибольшее значение на краях слоев ($x' = \pm d/2$). Значение этой силы в случае, когда $\Delta \ll a$, определяется формулой

$$F_x \Big|_{\max} \approx \frac{\pi^2 \Delta^2}{8a^2 \mu_0 d} = \frac{\pi^2}{8N^2} \frac{B_0^2}{\mu_0 d}. \quad (7)$$

Здесь $N = a/\Delta$ — число слоев. Альтернативой рассматриваемой системы является кабель с N -слоями сверхпроводника, в которых токи параллельны оси. В такой системе плотность тока есть $B_0/(\mu_0 N d)$, а сила F_x имеет порядок величины $B_0^2/(\mu_0 N d)$. Она убывает в N раз по сравнению с однослойной системой с тем же током. В системе с токораспределением, аппроксимирующим бессиловое, сила Лоренца может быть снижена еще в N раз при том же токе, радиусе кабеля и толщине. Таким образом, переход к бессиловому токораспределению открывает возможность увеличения критического тока сверхпроводящего кабеля.

Список литературы

- [1] *Кемпбелл А., Иветс Дж.* Критические токи в сверхпроводниках.
М.: Мир, 1975.
- [2] *Шнеерсон Г.А.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 1. С. 36-43.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
18 февраля 1994 г.
