МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ЭЛЛИПСОИДА В СМЕШАННОМ СОСТОЯНИИ

И.О.Кулик

Известно, что в сверхпроводниках I рода, обладающих положительной поверхностной энергией границы раздела нормальной и сверхпроводящей фаз α_{ns}, переход из сверхпроводящего состояния в нормальное во всех случаях, за исключением бесконечно длинного цилиндра, ось которого параллельна внешнему магнитному полю $\vec{H}_0$, осуществляется не скачком, а непрерывно в интервале полей от $(1-n)H_c$ до H_c, где n - так называемый размагничивающий фактор тела. При $(1-n)H_c<H_0<H_c$ сверхпроводник находится в промежуточном состоянии. При

этом он разбивается на чередующиеся области нормальной и сверхпроводящей фаз, находящиеся в равновесии при $H = H_c$ ($\vec{H}$ - поле внутри сверхпроводника, H_c - критическое поле).

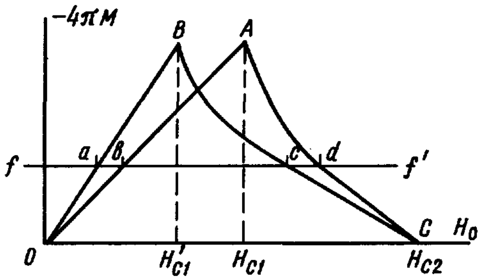
В сверхпроводниках II рода [I], в которых поверхностная энергия α_{ns} отрицательна, переход длинного цилиндра в параллельном поле ($n = 0$) также осуществляется в интервале полей от H_{c1} до H_{c2}, где H_{c1} - так называемое нижнее, а H_{c2} - верхнее критическое поле Абрикосова. При $H_{c1} < H_0 < H_{c2}$ сверхпроводник находится в смешанном состоянии [I], в котором он пронизан квантованными нитями магнитного потока, в равновесных условиях образующими сверхструктуру (двумерную решетку). Абрикосовым было показано, что промежуточное состояние в сверхпроводниках II рода не реализуется, если фазовый переход является переходом второго рода. В настоящей работе исследовано, каким образом происходит разрушение сверхпроводимости магнитным полем для массивных образцов сверхпроводников II рода с размагничивающим фактором, отличным от нуля.

В случае эллипсоидального тела распределение намагниченности внутри образца является макроскопически однородным, причем $\vec{M} \parallel \vec{H}_0$, $\vec{B} \parallel \vec{H}_0$, $\vec{H} \parallel \vec{H}_0$, где $\vec{B}$ - индукция, $\vec{M}$ - магнитный момент единицы объема. Согласно [2,3], величины $\vec{B}$, $\vec{H}$, $\vec{H}_0$, $\vec{M}$ связаны соотношениями

$$B = H + 4\pi M, \quad H = H_0 - n(B-H), \tag{I}$$

откуда

$$H_0 = H + 4\pi n M(H). \tag{2}$$



Вместе с уравнением, определяющим зависимость M от H, т.е. кривую намагничивания (при $n = 0$), они дают возможность построить H, B и M в функции от H_0, т.е. определить кривую намагничивания реального тела.

Вид зависимости М (Н) для сверхпроводников II рода представлен схематически на рисунке (кривая ОАС). При $H < H_{c1}$ имеем $M(H) = -H/4\pi$, что дает после подстановки в (2) $H_0 = (1-n)H$. Следовательно, при значениях внешнего поля H_0, удовлетворяющих условию $H_0 < H'_{c1} = (1-n) \times H_{c1}$, зависимость М от H_0 определяется формулой

$$M = -\frac{H_0}{4\pi(1-n)} \tag{3}$$

(отрезок ОВ на рисунке).

В точке $H_0 = H'_{c1}$ кривая $M(H_0)$ имеет излом. Дальнейший ход кривой $M(H_0)$ будет подобен ходу кривой АВ. Ясно, что проникновение поля закончится в точке $H_0 = H_{c2}$. В этой точке $H_0 = H = H_{c2}$, $M(H_{c2}) = 0$. В интервале полей $H'_{c1} < H_0 < H_{c2}$ будет иметь место смешанное состояние. Уравнение кривой $M(H_0)$ в этом интервале определяется на основании соотношения (2).

Как легко показать, отрезки ab и cd, отсекаемые на прямой ff', параллельной оси абсцисс, кривыми ОАС и ОВС, равны друг другу:

$$ab = cd. \tag{4}$$

Это дает простой геометрический способ построения кривой ВС по известной кривой АС. Легко видеть, что в силу соотношения (4) площади под кривыми ОАС и ОВС совпадают (причем, согласно теории [1], они равны $-H_c^2/8\pi$, где H_c – термодинамическое критическое поле):

$$\int_0^{H_{c2}} M(H)\,dH = \int_0^{H_{c2}} M(H_0)\,dH_0 = -\frac{H_c^2}{8\pi}. \tag{5}$$

Последнее равенство может быть доказано также чисто аналитически, исходя непосредственно из формулы (2). Действительно, дифференцируя соотношение (2), получим

$$dH_0 = (1 + 4\pi\mu(H))dH, \quad \mu(H) = dM/dH. \tag{6}$$

Используя далее формулу (3), будем иметь:

$$\int_0^{H_{c2}} M(H_0)\,dH_0 = \int_0^{H'_{c1}} \left(-\frac{H_0}{4\pi(1-n)}\right) dH_0 + \int_{H_{c1}}^{H_{c2}} M(H)(1 + 4\pi n\mu(H))dH =$$

$$= -\frac{(1-n)H_{c1}^2}{8\pi} + \int_{H_{c1}}^{H_{c2}} M(H)dH + 2\pi n\left[M^2(H_{c2}) - M^2(H_{c1})\right] =$$

$$= -\frac{H_{c1}^2}{8\pi} + \int_{H_{c1}}^{H_{c2}} M(H)dH = \int_{0}^{H_{c2}} M(H)dH. \qquad (7)$$

Таким образом, вопрос о влиянии геометрии образца на переход в магнитном поле имеет для сверхпроводников II рода, так же как и для сверхпроводников I рода, однозначное решение. Отличие заключается в том, что в случае сверхпроводников I рода этот переход осуществляется через промежуточное состояние, а в случае сверхпроводников II рода он принципиально не отличается от перехода длинного цилиндра в параллельном поле, т.е. осуществляется с помощью смешанного состояния, введенного Абрикосовым [I] .

В заключение выражаю благодарность М.И.Каганову за обсуждение данной работы.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
18 марта 1966 г.

Литература

[I] А.А.Абрикосов. ЖЭТФ, 32, 1442, 1957.
[2] Д.Шенберг. Сверхпроводимость. Изд.иностр.лит., 1955.
[3] Э.А.Линтон. Сверхпроводимость, Изд. "Мир", 1964.