

висит от величины H_e . Часть магн. потока проникает в образец. В объёме образца возникают чередующиеся домены нормальной (h) и сверхпроводящей (S) фаз. В нормальных доменах поле $H = H_c$, в сверхпроводящих — $H = 0$. Границы между h — S -доменами параллельны вектору H_e и простираются вдоль H_e на всю толщину образца. Сечение h — S -границ плоскостью, перпендикулярной H_e , имеет вид извилистых линий, расположение к-рых определяется неконтролируемыми факторами. Масштаб структуры h — S -доменов (d) в плоскости, перпендикулярной H_e , зависит от величины поля. При $H_e \approx 0,8 H_c$ характерная величина $d \approx \sqrt{\xi D}$, где D — диаметр шара, ξ — длина когерентности (см. Гинзбург — Ландау теория). Эксперименты с оловянными шарами при $D = 4$ см и $\xi = 0,3$ мкм дали значение $d = 0,2$ мм, близкое к расчётному. Нормальные и сверхпроводящие области с размером $d \gg \xi$ могут сосуществовать в равновесии только в сверхпроводниках 1-го рода, где глубина проникновения магн. поля $\delta < \xi/\sqrt{2}$. Для сверхпроводников второго рода при $H > H_{c1}$ (H_{c1} — величина 1-го критич. поля) возникает смешанное состояние, в к-ром нельзя выделить нормальные и сверхпроводящие области, т. к. характерный масштаб микроскопич. структуры смешанного состояния $d' \approx \xi < \sqrt{2}\delta$. Макроскопич. электродинамика П. с. использует величины напряжённости поля H_i и магн. индукции B_i , усреднённые на расстояниях $L \gg d$. H_i и B_i удовлетворяют ур-ниям магнитостатики $\text{div} B_i = 0$, $\text{rot} H_i = 0$. На поверхности образца выполняются обычные условия непрерывности перпендикулярной компоненты B и тангенциальной компоненты H . В П. с. силовые линии $B_i \parallel H_i$ — прямые, а величина $H_i = H_c$ (усреднение по h -доменам) и не зависит от внеш. поля. Для шара в однородном внеш. поле $B_i \parallel H_e$ (рис. 1, б), а $B_i =$

Поэтому в длинном цилиндре в продольном поле П. с. не возникает. При $H_e = H_c$ образец переходит из сверхпроводящего в нормальное состояние, а индукция скачком меняется от нуля до $B_i = H_c$. В поперечном поле размагничивающий фактор длинного цилиндра $m = 1/2$. Если образец имеет форму тонкой пластины, то его можно рассматривать как предельный случай сильно сплюсненного эллипсоида, причём для ориентации вектора H_e перпендикулярно плоской поверхности пластины $m \approx 1$ и диапазон П. с. $0 < H_e < H_c$ начинается с очень малых полей. В этом случае $B_i = H_e$.

Для эксперим. изучения структуры П. с. применялись разл. типы миниатюрных датчиков магн. поля, напр. висмутовые измерители. Для визуального наблюдения структуры h — S -областей использовалась техника декорирования ферромагн. порошками, основанная на том, что ферромагн. частицы втягиваются в область сильного поля, т. е. в места выхода S -доменов на поверхность образца (рис. 2). Наиб. мощным совр. методом, позволяющим изучать динамику движения h — S -доменов, является магнитооптический. На зеркальную поверхность образца наносится прозрачная плёнка материала с очень высоким коэф. фарадеевского вращения плоскости поляризации (см. Фарадея эффект). Как правило, для этого используются соединения редкоземельных элементов, напр. $\text{EuS} + \text{EuF}_2$. Линейно поляризованный свет, отражённый от образца, наблюдается через скрещенные поляризаторы (см. Магнитооптика). Участки выхода на поверхность образца S -доменов кажутся тёмными, а вблизи h -доменов, где плёнка повер-

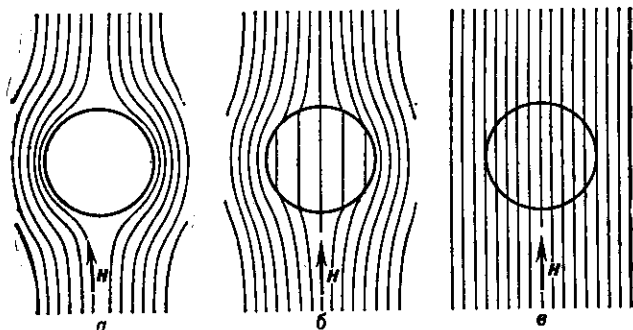


Рис. 1. Распределение магнитного поля около сверхпроводящего шара: а — сверхпроводящее состояние; б — промежуточное состояние; в — нормальное состояние.

$= 3H_e - 2H_c$ достигает величины критич. поля при $H_e = H_c$. При $H_e > H_c$ образец любой формы переходит в нормальное состояние. В отличие от обычного магнетика связь между B_i и H_i нелинейна. Роль магн. проницаемости играет величина $\mu = B_i/H_e$. В нормальном состоянии с хорошей точностью $\mu = 1$ поле становится всюду однородным: $B_i = H_i = H_e$ (рис. 1, в).

Для произвольного эллипсоида вращения, помещённого в однородное внеш. поле H_e , ур-ния магнитостатики имеют решения, выражаемые в элементарных функциях. При этом эллипсоид намагничен однородно, т. е. $B_i = \text{const}$. Если вектор H_e направлен вдоль одной из осей эллипсоида, то $B_i \parallel H_e$. П. с. возникает в диапазоне $(1 - m)H_c < H_e < H_c$. Положительный коэф. $m \leq 1$ зависит от отношения полуосей эллипсоида и наз. размагничивающим фактором. Величина индукции в образце $B_i = H_c - (H_c - H_e)/m$. Для сферы фактор $m = 1/2$. Длинный цилиндр можно рассматривать как предельный случай сильно вытянутого эллипсоида. Для вектора H_e , параллельного оси цилиндра, $m = 0$.

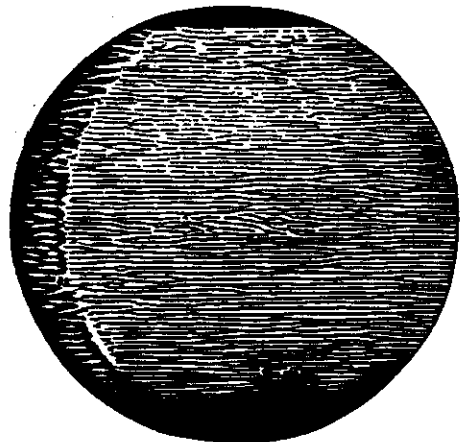


Рис. 2. Фотография промежуточного состояния в сверхпроводящей пластине, полученная методом ферромагнитных порошков. Тёмные полосы — выход на поверхность h -доменов, светлые — S -доменов.

нёт плоскость поляризации, видны светлые участки. Таким способом удаётся наблюдать даже очень сложную картину течения извилистых h — S -доменов в чистых и совершенных образцах при пропускании электрич. тока.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Лигтон Э. А., Сверхпроводимость, пер. с англ., 2 изд., М.: 1971; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987.

И. П. Крылов, ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ ВЕКТОРНЫЕ БОЗОНЫ — векторные частицы, за счёт обмена к-рыми осуществляется слабое взаимодействие. Они наз. «промежуточными» по историч. причинам, поскольку их существование было предсказано теоретически задолго до их прямого обнаружения как реальных частиц (1983), а именно, локальное четырёхфермионное взаимодействие между заряженными токами и нейтральными токами представлялось как результат «промежуточного» обмена виртуальными частицами W_{\pm} и Z^0 [на рис. в качестве примера показано, как указанный обмен осуществляется в рассеянии нейтрино (ν) на электро-