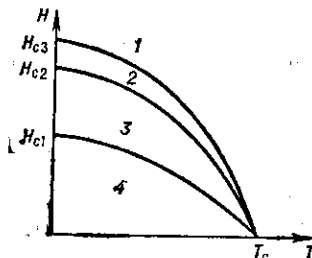


Рис. 1. Зависимость магнитной индукции (а) и намагниченности (б) для длинного сверхпроводящего цилиндра от напряжённости продольного магнитного поля. Сплошная линия — сверхпроводник 2-го рода, пунктирная — сверхпроводник 1-го рода.

разование тонкого сверхпроводящего слоя толщиной порядка длины когерентности при напряжённости магн. поля в интервале  $H_{c2} < H < H_{c3}$  (поверхностная сверхпроводимость). Полная фазовая диаграмма схематически показана на рис. 2. У С. в. р. (в отличие

Рис. 2. Фазовая диаграмма для сверхпроводника 2-го рода в форме длинного цилиндра в продольном магнитном поле: 1 — нормальное состояние; 2 — поверхностная сверхпроводимость; 3 — смешанное состояние; 4 — полный эффект Мейснера.



от С. 1-го рода) переходы в магн. поле являются фазовыми переходами 2-го рода (см. *Фазовый переход*).

Идея о существовании в природе двух родов сверхпроводников высказана впервые в 1952 А. А. Абрикосовым и Н. В. Заварицким на основе эксперим. результатов Л. В. Шубникова с соавторами по кривым намагничивания сверхпроводящих сплавов (1937) и данных Н. В. Заварицкого по критич. полям тонких сверхпроводящих плёнок. Для С. в. р. в магн. поле неустойчивость по отношению к образованию зародышей сверхпроводящей фазы в нормальной возникает раньше, чем становится выгодным переход всего объёма образца в сверхпроводящее состояние. При этом граница раздела нормальной и сверхпроводящей фаз имеет отрицат. энергию, в отличие от С. 1-го рода, где эта энергия положительна. В результате при достаточно большом магн. поле (выше  $H_{c1}$ ) С. в. р. разбивается на большое кол-во чередующихся нормальных и сверхпроводящих областей, причём нормальные области несут квантованное значение магн. потока (см. *Квантование магнитного потока*).

Микроскопич. параметром, характеризующим принадлежность сверхпроводника к 1-му или 2-му роду, является отношение глубины проникновения магн. поля  $\lambda$  к длине когерентности  $\xi$ :  $\kappa = \lambda/\xi$ , называемое параметром Гинзбурга — Ландау (см. *Гинзбурга — Ландау теория*). Если  $\kappa > 1/\sqrt{2}$ , то материал является С. в. р. Среди чистых металлов к С. в. р. относится Nb. По мере введения примесей в С. в. р. материалы, являвшиеся С. 1-го рода в «чистом» состоянии, могут превращаться в С. в. р. Длина когерентности в сплавах  $\xi \sim (\xi_0 l)^{1/2}$ , где  $\xi_0$  — длина когерентности «чистого» материала, а  $l$  — длина свободного пробега электронов в сплаве. Длина когерентности  $\xi$  может стать значительно короче  $\xi_0$  уже при не очень большой (~1%) концентрации примесей. Глубина проникновения в сплавах  $\lambda \sim \lambda_0 (\xi_0 l)^{1/2}$  (где  $\lambda_0$  — глубина проникновения для чистого материала), напротив, воз-

растает при введении примесей, поэтому для сплавов  $\kappa = 0,75\lambda_0/l$ . Т. о., практически все сплавы (и неупорядоченные плёнки) являются С. 2-го рода. К С. в. р. принадлежат также оксидные высокотемпературные сверхпроводники.

Теория С. в. р. основывается на идее А. А. Абрикосова (1957) о наличии в них квантованных вихрей, образующих двумерную решётку (см. *Решётка вихрей Абрикосова*). Такие вихри существуют в интервале  $H_{c1} < H < H_{c2}$  (смешанное состояние) и определяют термодинамич. и транспортные свойства С. в. р., в т. ч. макс. электрич. ток, к-рый может протекать по такому сверхпроводнику без сопротивления (*критический ток*). В присутствии электрич. тока на вихрь действует Лоренца сила. Если вихри не закреплены на дефектах или неоднородностях материала, то они приходят в движение, в результате чего индуцируется электрич. поле и происходит диссипация энергии. В этом случае критич. ток равен нулю. Если образец не находится во внеш. магн. поле, то критич. ток совпадает с током, создающим на поверхности образца магн. поле, равное  $H_{c1}$ , когда начинают образовываться вихри. Если же вихри закреплены на неоднородностях материала (п и н и в г), то критич. ток определяется равенством силы Лоренца и силы пиннинга, удерживающей вихрь. Неоднородности материала можно создавать искусственно, повышая тем самым критич. ток пиннинга. Материалы с большим критич. током пиннинга (до  $10^5$  А/см<sup>2</sup>) наз. жёсткими сверхпроводниками. Такие материалы используются для изготовления сильных сверхпроводящих магнитов.

Лит.: Сан Жам Д., Сарма Г., Томас Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970; Кемпбелл А., Иветс Д. Ж., Критические токи в сверхпроводниках, пер. с англ., М., 1975; Горьков Л. П., Коэн и Н. Б., Движение вихрей и электросопротивление сверхпроводников второго рода в магнитном поле, «УФН», 1975, т. 116, в. 3, с. 413.

**СВЕРХПРОВОДНИК ПЕРВОГО РОДА** — сверхпроводящие материалы, составляющие один из двух классов, на к-рые подразделяются все сверхпроводники в зависимости от их поведения в магн. поле. Цилиндр из С. п. р., помещённый в продольное магн. поле с напряжённостью  $H$ , меньшей термодинамич. критич. поля  $H_c$  (см. *Критическое магнитное поле*), обнаруживает полный Мейснера эффект (если образец не имеет неоднородностей), в отличие от сверхпроводников второго рода, у к-рых наблюдается неполный эффект Мейснера в определённом интервале магн. полей. При увеличении магн. поля выше  $H_c$  цилиндр из С. п. р. полностью переходит в нормальное состояние. Если образец из С. п. р. имеет произвольную форму, то при помещении его в магн. поле вблизи нек-рых участков поверхности образца напряжённость  $H$  может оказаться больше  $H_c$  (см. *Размагничивание*), в то время как вблизи др. участков поверхности  $H < H_c$ . В таком случае образуется структура с чередующимися нормальными и сверхпроводящими областями (доменами) — т. н. промежуточное состояние. Интервал магн. полей, в к-ром реализуется промежуточное состояние С. п. р., зависит от формы образца и его ориентации относительно магн. поля. В пластине, помещённой в магн. поле, перпендикулярно её поверхности, промежуточное состояние реализуется в интервале  $0 < H < H_c$ ; для шара этот интервал  $2/3 H_c < H < H_c$ ; своеобразное промежуточное состояние реализуется в цилиндрич. проволоке, несущей ток, такой, что создаваемое им магн. поле на поверхности превышает  $H_c$ . На границе нормальной и сверхпроводящей областей магн. поле затухает в глубь сверхпроводящего домена на расстоянии порядка глубины проникновения  $\lambda$ , а сверхпроводящий параметр порядка восстанавливается на длине когерентности  $\xi$  (см. *Сверхпроводимость*). Доменная граница имеет положительную поверхностную энергию в отличие от С. 2-го рода, у к-рого она отрицательна. Микроскопич. параметром, определяющим принадлежность сверхпроводников к 1-му или 2-му роду, является