

ОСОБЕННОСТИ ИМПЕДАНСА СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА В СЛУЧАЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

С.А.Говорков, Е.В.Ильичев, В.А.Тулин

Институт проблем технологии микрэлектроники и особочистых материалов РАН
142432, Черноголовка, Московская обл.

Поступила в редакцию 29 мая 1992 г.

Экспериментально обнаружено немонотонное поведение поверхностного импеданса при малых изменениях внешнего магнитного поля в сверхпроводниках второго рода в случае поверхностной сверхпроводимости. Предлагается качественная модель наблюдаемого явления.

Импеданс сверхпроводников второго рода в случае $T < T_c$ и $H_{c2} < H < H_{c3}$ исследовался в конце 60-х годов. Авторы¹ в предположении однородности параметра порядка и используя численное решение уравнения Гинзбурга – Ландау² предложили простую модель для зависимости импеданса, в частности, от внешнего магнитного поля. Экспериментальные результаты, полученные на сплаве Pb-In оказались в хорошем согласии с модельными представлениями¹. Мы вернулись к этим исследованиям в силу того, что за счет используемой нами геометрии и возможностей компьютеров значительно увеличилась чувствительность аппаратуры. Полученные нами результаты заметно отличаются от опубликованных. К этим новым чертам импеданса мы и хотели обратиться в этой статье.

Исследовался цилиндрический образец состава Pb_{0,8}In_{0,2} диаметром 3,5 мм и длиной 30 мм. Измерялась действительная часть поверхностного импеданса на частоте около 400 МГц. Поглощающей ячейкой служил плотно надетый на образец спиральный резонатор, который изготавливался из медной проволоки диаметром 0,2 мм. Резонатор возбуждался на основной mode, то есть длина спирали составляла половину длины волны электромагнитного излучения. Связь с резонатором осуществлялась емкостным образом, путем подведения центрального проводника коаксиальных линий к торцам спирали. По одному коаксиалу подавалась высокочастотная мощность, напряжение со второго регистрировалось приемником. Малые изменения измеряемого сигнала пропорциональны изменению активной части импеданса.

Постоянное магнитное поле (задающее поле) создавалось электромагнитом и контролировалось датчиком Холла. Медленно меняющееся магнитное поле (поле сканирования) создавалось соленоидом содержащим ≈ 100 витков медной проволоки диаметром 0,5 мм. Соленоид запитывался пилообразным током частотой 0,05 – 80 Гц.

Предварительные измерения показали, что в случае поверхностной сверхпроводимости (задающее поле $H > H_{c2} \approx 3,5$ кЭ) при включении поля сканирования малой амплитудой (≤ 1 Э) импеданс заметно возрастал. Для изучения "тонкой структуры" эффекта мы вводили измеряемый сигнал в персональный компьютер, синхронизованный с источником питания соленоида. В этом была необходимость, так как сигналы при малых изменениях магнитного поля были порядка шума входных цепей приемника и приходилось пользоваться накоплением до десятков тысяч проходов.

На рис.1 представлен характерный пример полученных зависимостей. Отметим основные черты наблюдаемых кривых как функции внешних параметров:

1. При увеличении задающего поля амплитуда особенностей на краях развертки уменьшается. В полях близких к H_{c3} представленные зависимости превращаются в треугольники, и в полях больших H_{c3} вырождаются в горизонтальную прямую.

2. При изменении частоты поля сканирования в диапазоне 0,05–80 Гц качественно изучаемые зависимости такие же как и на рис.1. Количественный анализ показывает, что зависимость от частоты в деталях наблюдается, однако цель и объем данной работы не позволяет нам подробно остановиться на этом вопросе.

3. Зависимость активной части поверхностного импеданса в магнитном поле при различных амплитудах поля сканирования представлена на рис.1. Обращает на себя внимание тот факт, что при амплитудах меньших некоторого значения возникает ситуация, когда при уменьшении поля импеданс возрастает (нижняя кривая рис.1).

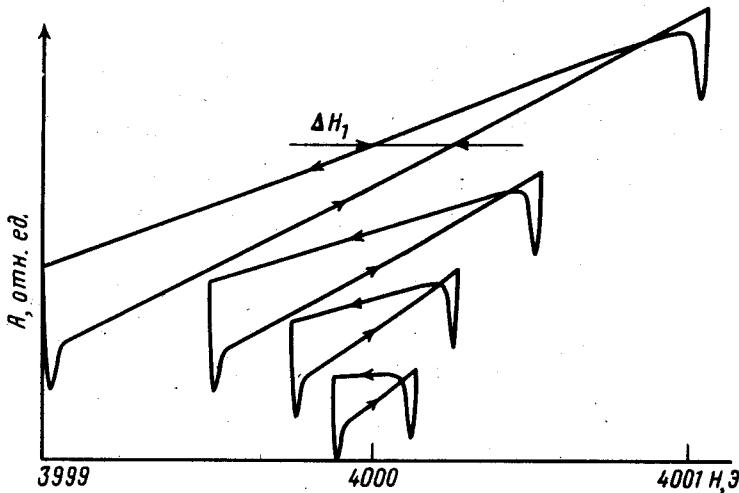


Рис.1. Зависимость действительной части поверхностного импеданса от внешнего магнитного поля при различных амплитудах сканирования. Направление сканирования указано стрелками. Кривые смещены по вертикали для наглядности

Для объяснения полученных результатов рассмотрим простую модель, в основе которой лежат два предположения. Во-первых, доля сверхпроводящей области в образце зависит от величины текущего по ней незатухающего тока. Другими словами, пространственное распределение параметра порядка является функцией сверхпроводящего тока. Во-вторых, при малых изменениях внешнего поля происходит частичная экранировка поля внутри образца. (Обсуждение этого предположения см. ниже). Тогда, при увеличении внешнего магнитного поля H_0 , поле внутри образца H_{in} такое, что $H_0 - H_{in} = \Delta H > 0$. При этом плотность сверхпроводящего тока на поверхности равна критической. Схема-

тично это представлено на рис.2б. При изменении направления сканирования H_0 , скачок поля ΔH уменьшается и при $H_0 = H_{in}$ $\Delta H = 0$, что соответствует минимуму импеданса, так как в этом случае плотность экранирующего сверхпроводящего тока равна нулю. Этот процесс изображен на модельной зависимости импеданса от поля на рис.2а, участок *a,b*. Отметим здесь, что $H_a - H_b$ соответствует скачку поля ΔH . При дальнейшем уменьшении H_0 плотность сверхпроводящего тока растет, что соответствует росту импеданса, и в точке *c* (рис.2а) $|\Delta H| = \max$, то есть плотность экранирующего тока достигает критического значения. Далее на модельной кривой (рис.2а) следует

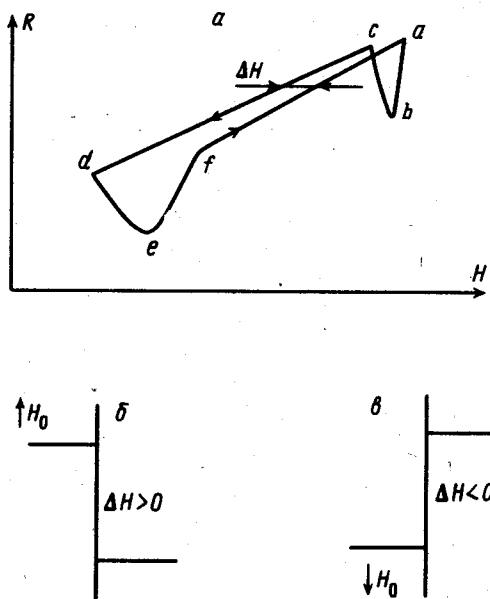


Рис.2

Рис.2. Модельная зависимость изменения импеданса от магнитного поля (а). На схемах б и в показан скачок поля ΔH при, соответственно, увеличении (участок *fa*) и уменьшении (*cd*) внешнего магнитного поля

Рис.3. Схематическое изображение пространственного распределения параметра порядка по нормали к поверхности. Кривая 1 – $\Delta H < 0$, кривая 2 – $\Delta H > 0$

"линейный" участок *cd*. Здесь конечный наклон обусловлен зависимостью импеданса от внешнего магнитного поля. Участок *def* аналогичен участку *abc*. Наконец следует линейный участок *fa* с наклоном, отличным от наклона *cd*. Это связано со следующим обстоятельством. В предлагаемой модели импеданс при увеличении H_0 равен импедансу при уменьшении H_0 в том, и только том случае, когда скачок поля $\Delta H > 0$ по модулю становится равен скачку $\Delta H < 0$. Такая ситуация представлена на рис.2б,в. Это означает, что расстояние по горизонтали между линейными участками на модельной зависимости дает функцию $\Delta H(H_0)$. Из изложенного следует, что линии *dc* и *fa* должны пересекаться в поле H_{cs} , где $\Delta H = 0$.

Из сравнения экспериментальных зависимостей (рис.1) и модельной кривой (рис.2а) можно сделать вывод лишь об их качественном совпадении. Особо-

бенно обращает на себя внимание, что угол между линейными участками импеданса гораздо больше предсказанного, то есть ΔH_1 , определенный из горизонтального сечения экспериментальной кривой больше, чем ΔH полученный из полуширины особенности на краю развертки (рис.1). Таким образом, модельные представления требуют существенных дополнений.

Изложенная выше модель предполагает, что пространственное распределение параметра порядка $|\psi|^2$ не зависит от знака ΔH . Однако хорошо известно, что условием на параметр порядка на границе сверхпроводник-вакуум является $\partial\psi/\partial x = 0$, а в случае границы сверхпроводник-нормальный металл – $\psi = 0$. Поэтому можно допустить, что в рассматриваемом случае асимметрия граничных условий приводит к асимметрии пространственного распределения параметра порядка относительно знака ΔH . Это качественно представлено на рис.3. При изменении знака ΔH от положительного (рис.3, кривая 2) к отрицательному (рис.3, кривая 1) ширина сверхпроводящей области в образце уменьшается за счет подавления сверхпроводимости на границе сверхпроводник – нормальный металл, что и вызывает дополнительное увеличение импеданса.

В заключение остановимся на использованных нами предположениях при объяснении полученных результатов. С нашей точки зрения первое представляется довольно естественным. Что касается второго, то здесь вопрос сложнее. В случае поверхностной сверхпроводимости в состоянии равновесия, незатухающие токи не могут экранировать поле внутри образца³. Другими словами, суммарный ток в поверхностном слое равен нулю, что наиболее энергетически выгодно. Мы считаем, что во временных рамках данного эксперимента условие равновесия не выполняется, экранирующий ток не затухает и заметно влияет на пространственное распределение параметра порядка и, соответственно, на величину поверхностного импеданса.

-
1. A.Rothwarf, J.I.Gittleman, and B.Rosenblum, Phys. Rev. **155**, 370 (1967).
 2. H.J.Fink, and R.D.Kessinger, Phys. Rev. A **140**, 1937 (1965).
 3. А.А.Абрикосов, Основы теории металлов, М.: Наука, 1987, 376.