

## ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА В СМЕШАННОМ СОСТОЯНИИ

*В.А.Березин, Е.В.Ильичев, В.А.Тулин*

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 14 июля 1992 г.

Проведено экспериментальное исследование частотной зависимости реальной части поверхностного импеданса  $R(\omega)$  во внешнем магнитном поле  $H_{c1} < H < H_{c2}$  в перпендикулярной геометрии для сверхпроводников второго рода с малым объемным пиннингом. Впервые зарегистрировано изменение функциональной зависимости  $R(\omega)$  при увеличении количества дефектов на поверхности сверхпроводника в смешанном состоянии. Экспериментально показано, что это изменение связано с динамикой вихревой решетки. Проведено качественное сравнение полученных результатов с существующими теоретическими моделями.

В обзоре Горькова и Копнина <sup>1</sup> приведен расчет реальной части поверхностного импеданса сверхпроводников второго рода. Когда сверхпроводник второго рода находится в резистивном состоянии, то есть объемный пиннинг пренебрежимо мал, то в пределе малых частот поверхностное сопротивление сверхпроводника равно поверхностному сопротивлению нормального металла с проводимостью равной проводимости течения потока  $\sigma_f$  (flux-flow). Поскольку на малых частотах "скиновая" глубина проникновения электромагнитного поля много больше чем лондоновская ( $\lambda_L$ ), то представляется вполне обоснованным пренебрежение членами порядка  $(\lambda_L)^2$  в расчетах <sup>1</sup>.

Однако Сонин, Таганцев и Трайт <sup>2</sup> провели расчет поверхностного импеданса сверхпроводника в смешанном состоянии без учета малости  $\lambda_L$ . Самым неожиданным, с нашей точки зрения, выводом <sup>2</sup> является то, что в пределе малых частот возможно изменение частотной зависимости поверхностного импеданса. Оказалось, что если внешнее магнитное поле перпендикулярно поверхности образца, то важную роль играет пиннинг на поверхности. В случае сильного поверхностного пиннинга, и в пределе малых частот в <sup>2</sup> получено выражение

$$R = [2\pi\mu\omega^3/\sigma_f(c\omega_c)^2]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\omega_c$  – константа. Таким образом, при увеличении поверхностного пиннинга (при малом объемном) частотная зависимость от  $R \sim \omega^{1/2}$  переходит в  $R \sim \omega^{3/2}$ .

Данная работа является первой попыткой экспериментальной проверки выводов <sup>2</sup>.

Исследуемый образец представлял собой прямоугольную пластину размерами  $15 \times 30$  мм, толщиной 1,5 мм из сплава  $Pb_{0,8}In_{0,2}$ . Выбор данного сплава обусловлен малым объемным пиннингом в материале <sup>3</sup> и относительной простотой изготовления образцов. Для получения плоской, зеркально гладкой поверхности пластины использовалась отполированная пресс-форма.

Поглощающей ячейкой служил спиральный резонатор длиной 15 мм и диаметром 4 мм, изготовленный из медной проволоки  $\varnothing 0,3$  мм, резонансная частота которого была  $\sim 170$  МГц. Связь с ним осуществлялась емкостным образом

с помощью поведения коаксиальных линий к торцам спирали. По одному коаксиалу в резонатор поступала высокочастотная мощность, напряжение со второго регистрировалось узкополосным приемником, сигнал с которого записывался персональным компьютером. Внешнее магнитное поле задавалось электромагнитом и контролировалось датчиком Холла. Резонатор располагался над образцом так, чтобы в диапазоне полей  $0 \leq H \leq H_{c2}$  его добротность менялась не более чем на 10%.

Таким образом, мы получали зависимость изменения реальной части поверхностного импеданса от внешнего магнитного поля. Эти измерения проводились, как правило, на пяти частотах, соответствующих резонансным модам спирального резонатора.

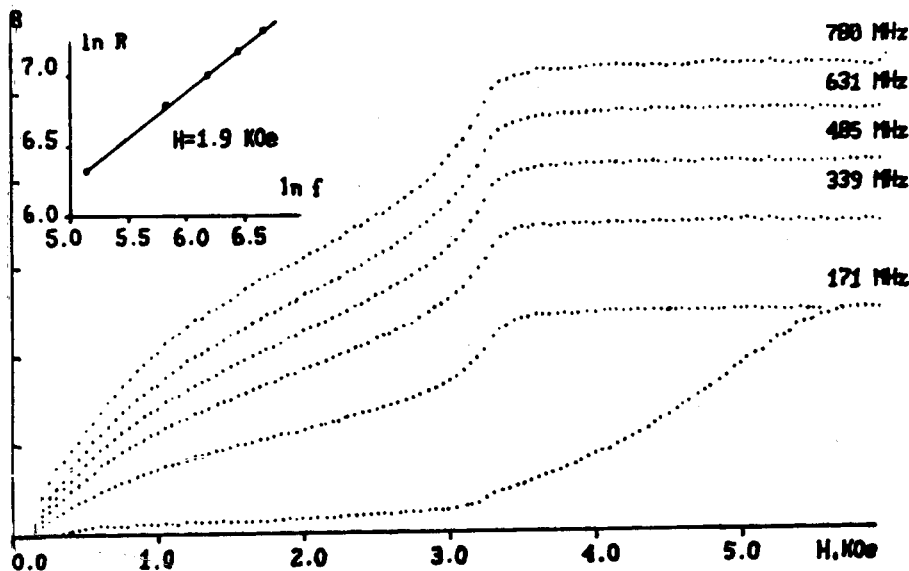


Рис.1. Полевая зависимость реальной части импеданса при различных частотах ВЧ облучения. Нижняя кривая – внешнее магнитное поле параллельно поверхности образца, остальные получены в перпендикулярном поле. На вставке приведена зависимость импеданса от частоты в логарифмическом масштабе.

Для обработки полученных данных были использованы следующие допущения. Во-первых, импеданс образца в нормальном состоянии пропорционален  $\omega^{1/2}$ . Во-вторых, поскольку частоты использованные в эксперименте много меньше частоты распаривания, мы положили равным нулю импеданс в нулевом поле. Полевые зависимости реальной части импеданса, отнормированные согласно вышеизложенному, приведены на рис.1. На том же рисунке представлена полевая зависимость импеданса в параллельном поле (нижняя кривая). Хорошо видно, что потери в интересующей нас области более чем на порядок меньше, чем в случае когда поле перпендикулярно поверхности образца. Такое соотношение выполняется для всех образцов для всех частот использованных в работе. Это позволяет нам утверждать, что при интерпретации результатов нет необходимости рассматривать механизмы потерь не связанные с динамикой вихревой решетки в перпендикулярной геометрии.

По представленным на рис.1 кривым мы восстановили частотную зависимость импеданса в полях  $H_{c1} \leq H \leq H_{c2}$ . Практически во всем этом диапазоне (за исключением полей близких к  $H_{c1}$ ) точки  $R(\omega)$ , построенные в логариф-

мическом масштабе, ложатся на прямую. Пример такого построения приведен на вставке к рис.1.

Для изменения количества дефектов на поверхности, образцы были облучены ионами кислорода с энергией 1 кэВ, что соответствует средней проективной длине пробега в материале около нескольких десятков ангстрем. Затем на образцах, облученных дозами  $10^{16}$  ион/см<sup>2</sup> и  $10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>, были проведены измерения аналогичные описанным выше.

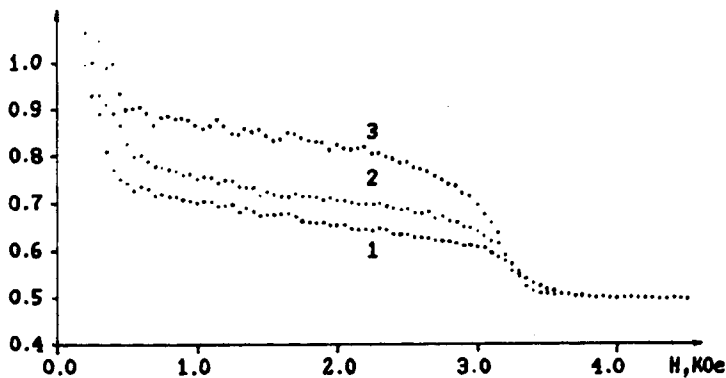


Рис.2. Показатель степени  $n$  частотной зависимости импеданса как функция магнитного поля (кривая 1 – без облучения, 2 – доза облучения  $10^{16}$  ион/см<sup>2</sup>, 3 – доза облучения  $10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>)

Для облученных образцов была построена зависимость  $R(\omega)$  в логарифмическом масштабе и здесь, также как на вставке к рис.1, точки хорошо ложатся на прямую. Наклон этой прямой определяет степень  $n$  частотной зависимости реальной части поверхностного импеданса. На рис.2 представлена полевая зависимость  $n$  для облученных и необлученных образцов. Из полученных результатов можно сделать вывод, что степень частотной зависимости  $R(\omega)$  заметно растет при увеличении количества дефектов на поверхности. Это качественно соответствует предсказаниям модели <sup>2</sup>.

Обращает на себя внимание тот факт, что даже для необлученного образца  $n > 1/2$ . Мы объясняем это наличием "остаточного" объемного или поверхностного пиннинга, с помощью которого можно качественно объяснить и полевою зависимость  $n$ . Действительно, в малых полях зарождающиеся вихри закрепляются на центрах пиннинга. При увеличении поля растет относительное количество свободных вихрей. Это и приводит к уменьшению  $n$  с ростом поля (рис.2).

В заключение мы хотим поблагодарить Ковалю Ю.И. за облучение образцов, Сониной Е.Б., Таганцева А.К. и Трайто К.Б. за предоставление препринта <sup>2</sup> до его публикации, и за полезные обсуждения полученных результатов.

1. Л.П.Горьков, Н.Б.Копнин, УФН 116, 413 (1975).
2. Е.В.Sonin, А.К.Tagantsev, and К.В.Traitto, to be publ. Phys. Rev. B.
3. Л.Я.Винников, О.В.Жариков, Ч.В.Копецкий, С.И.Москвин, ФНТ 3, 841 (1977).