

Динамика перпендикулярной слоям компоненты магнитного потока в наклонном поле в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$.

В.А. Березин, В.А. Тулин.

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, 142432, Московская обл., Россия

На основании обнаруженных особенностей высокочастотного поглощения в качающемся относительно плоскости ab образца магнитном поле делаются выводы о характере проникновения магнитного потока в сверхпроводник. Динамика перпендикулярных плоскости ab вихрей магнитного потока в постоянном параллельном магнитном поле в температурном интервале от 60К до T_c определяется критическим полем проникновения H_{c1}^{\perp} и поверхностным барьером на фоне термоактивационного движения вихрей.

Высокая анизотропия электрических свойств рассматриваемых слоистых сверхпроводников приводит к анизотропии их магнитных свойств. Это проявляется в возможности существования двух типов вихрей. Вихри, параллельные оси c кристалла, аналогичны вихрям Абрикосова в изотропных сверхпроводниках в каждом сверхпроводящем слое, образуют в объёмном кристалле стопку двумерных вихрей - панкейков. Вихри параллельные сверхпроводящим плоскостям ab кристалла являются бескоровыми и аналогичны вихрям Джозефсона в широких туннельных переходах.

В наклонных магнитных полях в зависимости от величины анизотропии и соотношения магнитной и джозефсоновской энергий возможно существование разнообразных комбинированных вихревых структур. В настоящее время наиболее вероятной считается пересекающаяся система джозефсоновских вихрей в пространстве между плоскостями CuO и стопок панкейков пронизывающих эти плоскости и предпочтительно локализованных на джозефсоновских вихрях [1].

Известно, что динамика вихрей магнитного потока является определяющей для ВЧ отклика сверхпроводников второго рода в присутствии магнитного поля. Как было показано в работе [2], в слоистых монокристаллах при азотных температурах существуют две компоненты ВЧ-поглощения: первая компонента, связанная с динамикой вихрей Джозефсона и проявляющаяся в виде характерного максимума в параллельных полях 10-100 Эрстед и компонента, обусловленная существованием перпендикулярных плоскостям ab вихрей, монотонно увеличивающаяся с увеличением их концентрации. Изменяя поведение ВЧ-поглощения в образце при изменении внешнего магнитного поля можно судить о кинетике магнитного потока в образце.

Мы исследовали ВЧ-потери в монокристаллических образцах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ толщиной $\sim 1\mu\text{м}$ и планарными размерами $\sim 1\text{мм}$. Образец помещался

в спиральный резонатор с резонансной частотой $\sim 600\text{МГц}$, изменение добротности которого, пропорциональное ВЧ-потерям в образце (в случае малых изменений), фиксировалось измерительной аппаратурой.

На рис. 1 приведены характерные зависимости ВЧ-потерь от величины перпендикулярного магнитного поля. Запись производилась после начального введения магнитного поля, параллельного плоскости ab , с последующим включением периодически изменяющегося перпендикулярного поля с определенной амплитудой.

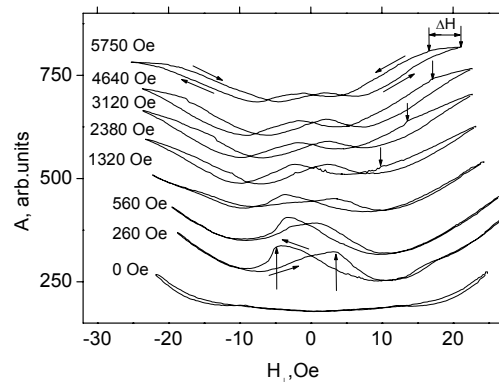


Рис. 1. Зависимость ВЧ поглощения монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ от величины перпендикулярного плоскости ab образца магнитного поля. В качестве параметра на кривых указаны величины параллельного плоскости ab магнитного поля. Стрелками показаны направление развертки поля и особые точки на кривых поглощения.

Кривая, отвечающая нулевому параллельному полю, позволяет оценить величину первого критического поля перпендикулярного плоскости ab H_{c1}^{\perp} , которая с учетом размагничивающего фактора при $T=80\text{К}$ приблизительно равна $100\text{Э} \pm 20\text{Э}$.

Остальные кривые обнаруживают особенности двух видов. Первая особенность возникает вблизи нуля перпендикулярного поля и проявляется в виде максимума ВЧ поглощения после прохождения нулевого значения поля. Мы связываем её с поглощением электромагнитного поля джозефсоновскими компонентами вихрей магнитного потока и подавлением этого поглощения вихрями, перпендикулярными плоскости ab [3]. Максимум поглощения в этом случае соответствует минимальной концентрации перпендикулярных вихрей. Спад поглощения

ния соответствует началу вхождения в образец перпендикулярных вихрей при увеличении H_{\perp} , т.е. имеет смысл H_{c1}^{\perp} с учетом размагничивающего фактора образца.

Вторая особенность ВЧ-поглощения наблюдается при изменении направления развертки H_{\perp} , после которого полевая зависимость ВЧ поглощения в некотором интервале более слабая, чем до изменения направления развертки. Интервал заканчивается небольшим скачкообразным изменением ВЧ поглощения, а величина интервала зависит от приложенного параллельного поля.

Мы полагаем, что после изменения направления развертки поля магнитный поток "экранирован" от изменений внешнего поля. Такое явление наблюдается в сверхпроводниках второго рода с поверхностным барьером и в жестких сверхпроводниках второго рода (объемный пиннинг, критическое состояние). Заметное поглощение ВЧ мощности вихрями, перпендикулярными плоскости **ab**, на частоте много меньшей частоты депиннинга говорит о том, что эти вихри в объеме достаточно свободны. Поэтому можно говорить о преимущественной роли поверхностного барьера в наблюдаемом явлении по сравнению с объемным пиннингом.

При приближении к точке возврата происходит течение потока через поверхность. В этом случае плотность поверхностного тока равна критической, и отсутствует барьер для вхождения (или выхода) вихрей, перпендикулярных плоскости **ab**. После смены направления развертки магнитного поля плотность тока на поверхности становится меньше критической, и вихри не могут находиться в поверхностном слое образца толщиной λ (λ - глубина проникновения магнитного поля). При дальнейшем изменении поля поверхностная плотность тока проходит через нулевое значение и достигает вновь критического значения в противоположном направлении. Вихри вновь могут протекать (не перескакивать) через поверхность образца. Это происходит в магнитном поле, где наблюдается скачок ВЧ поглощения. Этот диапазон изменения H_{\perp} и соответствует существованию конечного поверхностного барьера. Таким образом, измеряемая в эксперименте величина ΔH прямо связана с критическим током и пропорциональна его удвоенному значению.

На основании этих измерений получены зависимости первого критического поля $H_{c1}^{\perp*}$ и разности магнитных полей ΔH , характеризующей величину критического тока зарождения вихрей (поверхностного барьера) от величины параллельного поля. Полученные результаты представлены в виде фазовой диаграммы на плоскости $(H_{\perp}, H_{\parallel})$, см. рис.2.

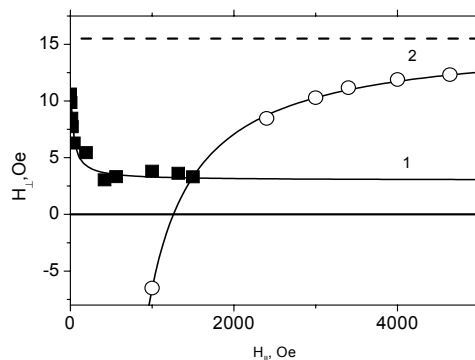


Рис.2 Фазовая диаграмма на плоскости $(H_{\perp}, H_{\parallel})$. Пунктирная линия, параллельная оси H_{\parallel} , соответствует амплитуде H_{\perp} при его медленном циклическом изменении в наших измерениях. 1- положение максимума поглощения по величине перпендикулярного магнитного поля ($H_{c1}^{\perp*}$), 2-зависимость величины критического изменения перпендикулярного поля ΔH .

Мы проводили измерения при высокой температуре, где все обстоятельства, ограничивающие движение магнитного потока, преодолеваются за счет термоактивационного процесса. При этом критические поля и барьеры проявляются как особенности на измеряемых характеристиках. При наличии процесса термоактивационного преодоления барьеров основную роль играют энергетические критерии. Полученная из энергетических соображений зависимость $\Delta H \sim 1/H_{\parallel}$ при независимом от параллельного магнитного поля критическом токе, хорошо согласуется с экспериментом в больших полях. Расхождения в области малых параллельных полей могут быть объяснены тем, что в этом интервале критический ток растет при уменьшении магнитного поля.

Также наблюдается значительное подавление первого критического поля H_{c1}^{\perp} параллельным полем масштаба 100 Эрстед. При дальнейшем увеличении параллельного поля $H_{c1}^{\perp*}$ не меняется (рис. 2, кривая 1). Из этого факта можно сделать заключение, что положительная часть энергии панкейков при наличии параллельного плоскости **ab** магнитного поля уменьшается при его увеличении от нуля до 200 Эрстед.

1. А.Е. Koshelev, Phys. Rev. B 68, 094520 (2003).

2. А. I. Buzdin and A. Yu. Simonov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 51, 168 (1990); W.A.M. Morgado, M.M. Doria, and G. Carniero, Physica C 349, 196 (2001).

3. В.А. Березин, В.А. Тулин, ЖЭТФ, **110**, вып. 3(9), 1054, 1996.