

Дрейф циклов развертки микроволнового магнитопоглощения ВТСП

© М.И. Широков, А.В. Шендрик

Институт физики твердого тела при Латвийском университете,
LV-1063, Рига, Латвия

E-mail: mish@acad.latnet.lv

(Поступила в Редакцию 22 июля 1998 г.)

Обнаружено изменение положения и формы линии гистерезиса магнитомодулированного микроволнового поглощения при многократном перемагничивании ВТСП. Смещение сигнала растет с ростом магнитного поля, амплитуды его модуляции и времени сканирования исчезают при T_c , подчиняясь основным закономерностям температурного поведения линии в монокристаллах и в керамике. Появление его коррелирует с достижением критического состояния модулированных экранирующих токов контуров слабых связей, распределенных на поверхности образца, и может быть интерпретировано их взаимодействием в рамках модели обобщенного поверхностного барьера. Наблюдаемая анизотропия указывает на неселевский механизм взаимодействия.

Возможность практического использования СВЧ-устройств на ВТСП — быстродействующего транзистора, ячейки магнитной памяти, магнитной подвески высокооборотного ротора [1], — определяется как минимум потерь, так и стабильностью их в режиме многократного переключения и модуляции управляющего магнитного поля. В качестве простейшего примера рассмотрим сигнал микроволнового поглощения при циклическом сканировании модулированного магнитного поля (первая гармоника ЭПР детектированного сигнала). Цикл состоит из обратимой нерезонансной линии и петли гистерезисных потерь, часто связываемой с магнитным гистерезисом статической намагниченности M_{\pm} [2–5]. Последний, как известно, существенно изменяется при многократном перемагничивании ферромагнетиков (ФМ). Влияние повторных циклов развертки или модуляции на сигнал поглощения и намагниченности ВТСП отчетливо видно в отдельных спектрах [6–9]. В одном случае [6] сделан вывод о разбросе параметров образца, в других [7–9] оно оставлено без комментариев, по-видимому, как артефакт. В то же время утверждается, что наблюдаемые в экспериментах по релаксации намагниченности ВТСП переходные процессы носят, как правило, не аппаратный, а физический характер [10–12]. С точки зрения логики, ответственная за дрейф петли гистерезиса в ФМ медленная релаксация неоднородно распределенных доменов имеет прямое соответствие в ВТСП — крип магнитного потока [13]. Установлено, что термоактивированный крип магнитного потока при резком торможении развертки поля $\Delta H/\Delta\tau < 10^{-2}$ Ое/с вызывает логарифмический во времени спад гистерезиса поглощения, а мгновенное ускорение $\Delta H/\Delta\tau > 10^2$ Ое/с — восстановление петли в новом положении вследствие крипа, связанного с неоднородными размагничивающими факторами [3,14]. Вклад крипа в формирование сигнала при обычных скоростях сканирования $\Delta H/\Delta\tau \sim 10$ Ое/с, обнаружен не был [15]. Более того, в экспериментах по левитации магнита над перемагничиваемым ВТСП наблюдался дрейф гистерезиса сила–расстояние, аналогичного гистерезису намагниченность–поле, несводимый

к крипу [16]. В связи с этим в настоящей работе предпринято систематическое изучение эволюции ЭПР детектированного сигнала ВТСП в ходе последовательных циклов развертки магнитного поля.

1. Эксперимент

Основные измерения проводились на спектрометре RE-1307 с цилиндрическим резонатором моды TE_{102} , разверткой поля $\Delta H = 0.5–10.5$ кОе, амплитудой $h_m \leq 20$ Ое модуляции на частоте 100 КHz и СВЧ-мощностью $W \leq 800$ мW. Для контроля использовались также спектрометры Varian и Radiopan с плоским и поворотным на 90° резонатором соответственно. Плоские монокристаллы ($0.1–0.4 \times 3–3$ мм) Y-1-2-3 и Tm-1-2-3 ($T_c \sim 90$ К) и повторявшие их форму образцы керамики Y-1-2-3 ($T_c \sim 89$ К) закреплялись для смягчения механических воздействий в полиэтиленовых трубках с разрезами на конце, практически не дававших резонансного сигнала. Отогрев теплоизолированного образца контролировался медь-константановой термопарой. Поддержание добротности заполненного резонатора отслеживалось как автоматически, так и резонансными сигналами образца и метки. Образцы замораживались в кварцевом криостате с жидким азотом, как правило, в нулевом магнитном поле и ориентировались осью c вдоль или поперек СВЧ поля h . Затем включалось резонансное поле H_0 и производилось многократное сканирование в интервале $H_0 \pm \Delta H$ со скоростью $\Delta H/\Delta\tau \sim 1–60$ Ое/с при температуре 77.3 К.

2. Результаты

Циклы петли гистерезиса микроволнового поглощения воспроизводятся с точностью до сопровождающего сигнал шума, если амплитуда модуляции не превосходит критического значения $h_m < h_0$ при данном магнитном поле. С достижением $h_0(H)$ появляются цикл за

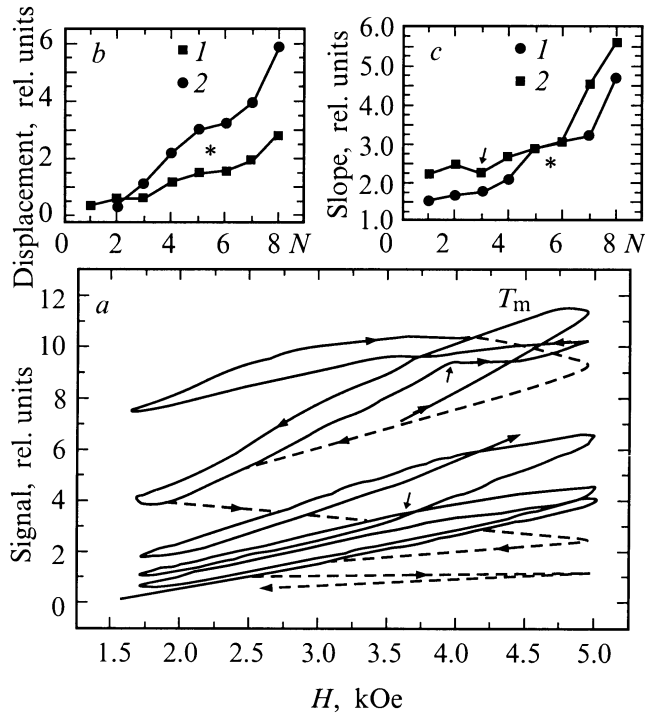


Рис. 1. Картина смещений циклов с последующим медленным отогревом образца от $T = 77.3$ К до комнатной, где штриховой линией показан сброс линии при $T \geq T_m \approx 88.5$ К с выходом на нулевую линию при $T \geq 92$ К (а); смещения (b) и наклоны (c) циклов для левого (1) и правого (2) краев развертки соответственно. Звездочкой обозначен район насыщения смещений. Стрелкой показаны нерегулярности. Монокристалл Tm-1-2-3, образец № 1, развертка 1.6 кОе, $h \parallel c$, $\times 320$, $h_m = 20$ Ое, $\tau = 2$ min.

циклом смещения петли и изменение наклона магнитопоглощения как на прямом, так и на обратном ходу циклов сканирования (рис. 1). Смещения нарастают с величиной, амплитудой модуляции и временем развертки магнитного поля и исчезают при $T \approx T_c$. Это позволяет отнести их к сверхпроводящим свойствам материала. На рис. 2 показано типичное поведение смещений на правом краю развертки, где они, как правило, максимальны. Для удобства часть циклов (рис. 1, 2) опущена. Стрелки определяют направление сканирования. Непрерывный рост наклона линии магнитопоглощения исключает возможность происхождения смещений от внешних факторов, ухудшающих добротность резонатора. Спектр поглощения монокристалла (рис. 1, b, c) показывает, что на 5–6 цикле наступает насыщение смещений. Затем начинается отогрев образца, где они имеют выраженный температурный максимум, ограниченный сверху $T_m \sim 88$ К, и цикл за циклом примерно линейно во времени, релаксируют к нулевой линии при $T_m \leq T \leq T_{cr}$ (штриховая линия на рис. 1). Сброс уровня поглощения происходит гораздо быстрее, чем временная эволюция циклов: за два цикла против десяти. Наклон линии имеет нерегулярности, обозначенные стрелкой

(рис. 1, a, c). Наблюдаемый при отогреве образца дрейф линии в целом соответствует температурной зависимости сигнала поглощения монокристалла, имеющий узкий максимум вблизи T_c [15]: $T_m \sim 88.5$ К, $T_c \approx 90$ К, и направлен преимущественно против смещений. Особенно отчетливо это видно для керамики, где сигнал монотонно падает при $T \rightarrow T_c$ [6]. Неконтролируемый разогрев образца полем модуляции, СВЧ полем или нарушением термостатирования маловероятно — движение циклов поглощения не сопровождается неизбежным в таком случае ростом тепловых флуктуаций. Влияние частоты модуляции или вибраций образца осталось за пределами настоящих измерений. Было, однако, установлено, что при прочих равных условиях несверхпроводящие экземпляры исследуемых материалов нестационарного поведения линии не обнаруживают.

Одновременно со смещениями регистрировалась форма петли гистерезиса. Как известно, она переходит от суживающейся для линейного по h_m сигнала, что отражает в конечном счете верхнее критическое поле, к замыканию или растробу края (рис. 2) в нелинейном режиме $h_m > h^*$. Последний связывают с достижением критического состояния экранирующих токов контуров слабой связи на поверхности сверхпроводника. Сравнение данных (рис. 2) показывает явную корреляцию $h_0 \sim h^*$, где $h^* \leq 0.1$ Ое, близко к ранее наблюдавшимся значениям ~ 0.05 Ое [6]. Механизм нелинейной зависимости амплитуды гистерезиса от h_m неоднократно обсуждался [2,3,6,14]. Здесь он должен быть увязан с новым обстоятельством — одновременным появлением смещений петли при $h_m > h^*$. Разрешение их тем лучше, чем больше время сканирования $\Delta\tau$ (рис. 2). При

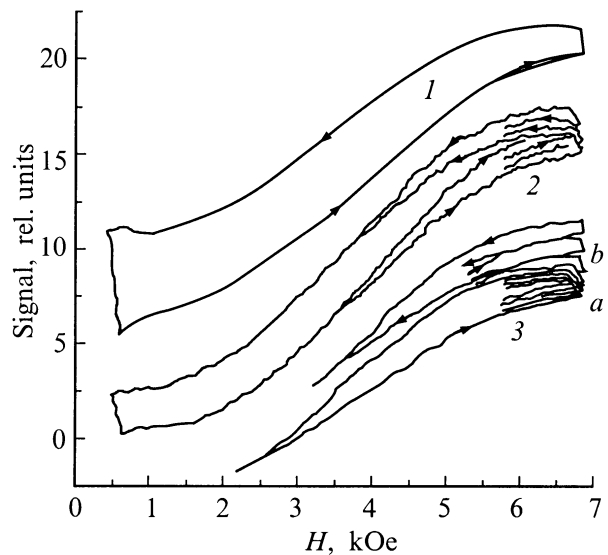


Рис. 2. Зависимость формы линии и смещений сигнала микроволнового поглощения от амплитуды модуляции h_m , Ое: 1 — для 0.12 при $\times 5.000$, $\tau = 2$ min; 2 — 0.4 при $\times 1.500$, $\tau = 5$ min; 3 — 0.8 при $\times 800$, $\tau = 2$ min (a) и 5 min (b). Керамика Y-1-2-3 в форме монокристалла.

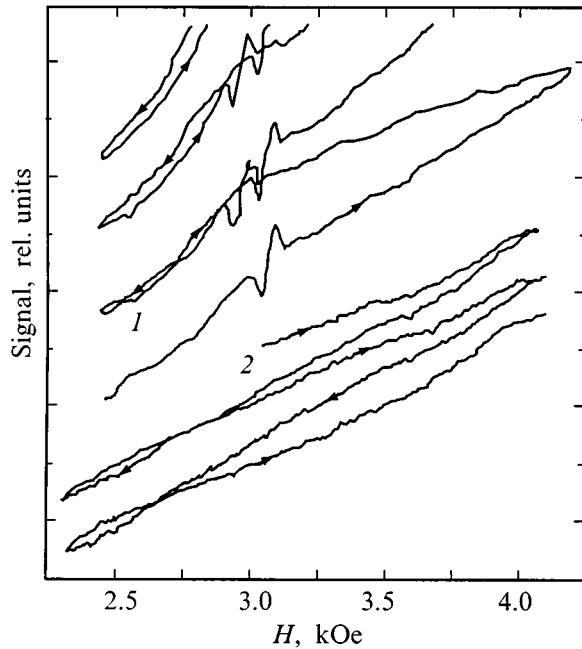


Рис. 3. Смещения циклов сигнала микроволнового поглощения (зигзаг) с остаточной петлей. Монокристалл Тм-1-2-3, $h \parallel c$, развертка 1.6 кОе, $h_m = 20$ Ое: 1 — образец № 1, $\times 500$; 2 — образец № 2, $\times 320$.

этом существенно снижается скачок гистерезиса, вплоть до схлопывания края линии (рис. 2, 3). Наблюдаемую эволюцию формы линии интересно сравнить с критерием регистрации первой гармоники ЭПР детектированного сигнала $p = 2h_m \Delta\tau / \Delta H \tau_0$, где τ_0 — время релаксации нестационарного сигнала [4]. В развитом нелинейном режиме $h_m \sim 3 - 6h^*$, действительно, с увеличением и $\Delta\tau$, и h_m амплитуды гистерезиса падает несколько медленнее, чем $\sim 1/p$ (рис. 2). Одновременно отмечается существенная трансформация $I \rightarrow 3(b)$ теплы гистерезиса и по мере циклов сокращение ее размаха. Многочисленные измерения показывают также, что с сокращением диапазона сканирования ΔH около H_0 петля исчезает, сменяясь гистерезисом наклона линии (зигзагом). Остаточная петля сохраняется на нижнем краю развертки с превышением наклона прямого хода над обратным, и наоборот (рис. 3). Легко убедиться, что в первом случае направления обхода петли и зигзага совпадают, а во втором — противоположны. Та же тенденция имеет место с дальнейшим ростом $\Delta\tau$ и h_m . Что касается параметра τ_0 , данные по нему крайне разноречивы — от $3 \cdot 10^{-3}$ с до получаса [10–12]. Из критерия $p \leq 0.1 - 1.0$ следует оценка для наших керамических образцов $\tau_0 \sim 1.0 - 0.1$ с.

Движение циклов можно связывать с медленной релаксацией намагниченности поверхностного слоя, наблюдавшейся в сверхпроводниках с неоднородно распределенными размагничивающими факторами [14]. Для проверки такого предположения были изготовлены образцы в виде шариков керамики Y-1-2-3 из той же партии, что и

пластины, повторяющие своей формой монокристаллы. Диаметр их $\delta \leq 1$ мм соответствовал поверхности пластин. Основные черты движения циклов сохранились: при $\Delta\tau = 2$ мин смещения имеют порядок амплитуды петли, а при $\Delta\tau = 5$ мин возникает типичная картина следования резко суженных петель (зигзагов) (рис. 4). По-видимому, причиной являются собственные механизмы релаксации микроволнового поглощения. На это указывает и сканирование нижним краем в области малых полей. При $(H_0 \Delta H) \leq 2$ кОе наблюдается практически несмещаемый участок петли, а затем смещение растет примерно линейно, в соответствии с критерием $h_m = h_0(H)$ (рис. 2).

Влияние анизотропии размагничивающих факторов изучалось на пластинах керамики, идентичных формой монокристаллам. Это позволяло отделить эффект от кристаллографической анизотропии. Форма и ширина петли оказались мало чувствительными к ориентации в магнитном поле. Смещения петель, однако, имеют выраженный максимум при $\vartheta \approx 45^\circ$ над фоном при $\vartheta = 0$ и 90° (рис. 5, a). В связи с этим были предприняты аналогичные измерения на однодоменном толстом монокристалле Тм-1-2-3, обнаружившие аномальную угловую зависимость самой амплитуды петли — асимметрию по знаку ϑ (рис. 5, b). Ошибки измерений исключались воспроизведением сигнала при повороте на 180° . Особенности около $\vartheta = 0$ [17] мало влияли на обработку результатов. Асимметричную картину гистерезиса поглощения легко видеть на рис. 5 в [15], оставленном в этом отношении без комментариев. Смещение примерно следовало поведению амплитуды петли и прекращалось, как правило, на третьем цикле.

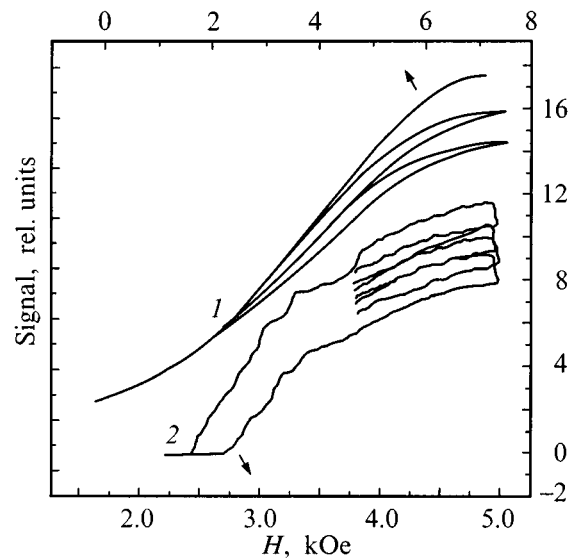


Рис. 4. Циклы микроволнового поглощения керамики Y-1-2-3: 1 — эллипсоид вращения, развертка 7 кОе, $\times 50$, $h_m = 20$ Ое, $\tau = 5$ мин; 2 — шарик, развертка 3.2 кОе, $\times 70$, $h_m = 20$ Ое, $\tau = 2$ мин.

3. Обсуждение

Теория, позволяющая трактовать подобные явления, в настоящее время отсутствует. Феноменология, развитая Неелем для ФМ, показала, что движение циклов перемагничивания $M_{\pm}(H)$ связано с парным взаимодействием достаточно сильно различающихся доменов, а следование их примерно соответствует распределению таких пар [18]. Для магнитного гистерезиса сигнала поглощения была показана важная роль неоднородного распределения слабых связей при захвате магнитного потока в ходе циклов развертки поля [19]. Существенная роль разброса контуров слабых связей в сигнале гистерезиса микроволнового поглощения была показана на примере h^* в линейной модели Портиса $\Delta P \sim I$ [6], а затем развита в модели обобщенного поверхностного барьера с квадратичной зависимостью от тока $\Delta P \sim I^2$ [14]. Учитывая вклад взаимодействия наиболее различающихся взаимно ортогональных контуров, ориентированных вдоль и поперек оси монокристалла, приходим к зависимости дополнительного вклада в гистерезис от направления тока

$$\Delta P_{\text{int}} \sim I_{\parallel} I_{\perp} \sim \alpha \sin 2\vartheta. \quad (1)$$

Сравнение с экспериментом по угловой зависимости (рис. 5, *b*), $\Delta P(\vartheta) = \Delta P_0(\vartheta) + \Delta P_{\text{int}}(\vartheta)$, вдали от $\vartheta = 0$ ($\vartheta = 45^\circ, 90^\circ$) указывает на квадратичный закон $\Delta P_0 \sim \sin^2 \vartheta$ и $\alpha \sim 0.15$. Данные [7] ($\vartheta = 60^\circ, 90^\circ$) имеют относительное отклонение от модели Портиса ~ 0.12 с $\alpha \sim 0.1$ и ~ 0.04 — от квадратичной модели с $\alpha \sim 0.07$. Таким образом, феноменологический подход (1) согласуется, скорее, с обобщенной моделью поверхностного барьера [14] в сочетании с магнитной прозрачностью $I \sim H \sin \vartheta$ [17]. Малость α соответствует малой эффективности $\sim d/l$ взаимодействия поперечных контуров с размерами $\sim l, l$ и l, d соответственно, где l — размер пластины, d — ее толщина. Этот эффект наблюдался в толстом однодоменном монокристалле, $d \sim 0.4$ мм, $l \sim 2.5$ мм, а в [7] $d \sim 0.1, l \sim 1.0$ мм.

Если распространить такие соображения на опыт с керамической пластиной идентичной геометрии, то положение $\vartheta = 45^\circ$ в изотропном материале имеет, на наш взгляд, единственную особенность — максимальный разброс взаимодействующих контуров по геометрическому типу. Среднее по керамическому образцу нечетное слагаемое $\langle \Delta P_{\text{int}} \rangle = 0$, а дрейф циклов получает дополнительное слагаемое, квадратичное по взаимодействию в выделенной паре максимально (в d/l раз) различающихся контуров, с более высоким темпом релаксации — крипом неоднородно распределенного магнитного потока. Остаточный уровень смещений для ориентаций $\vartheta = 0, 90^\circ$ (рис. 5, *a*) тогда обязан собственному разбросу контуров каждого типа. Наклонные контуры здесь менее эффективны. По-видимому, их роль ограничена также широкоизвестным фактом отсутствия наклонной структуры магнитных вихрей в ВТСП. В кристалле вклад взаимодействия должен мажорироваться основной зависимостью $I \sim H \sin \vartheta$, не имеющей малости вблизи

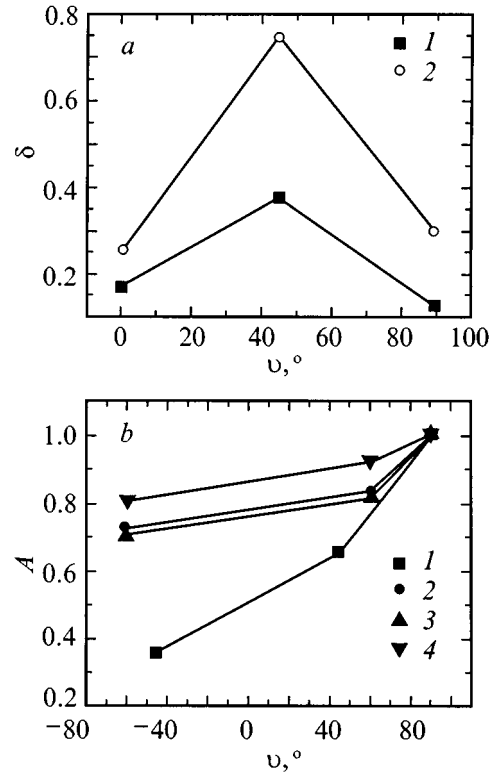


Рис. 5. Анизотропия сигнала микроволнового поглощения. *a* — смещения циклов в двух разных случаях настройки резонатора в плоском образце керамики Y-1-2-3 в форме монокристалла, развертка 7 кОе, $\times 300$, $h_m = 20$ Ое, $\tau = 2$ мин (δ — смещение/амплитуда гистерезиса); *b* — амплитуда гистерезиса линии A : 1 — толстого монокристалла Тм-1-2-3, развертка 7 кОе, $\times 3.200$, $h_m = 2$ Ое, $\tau = 4$ мин; 2 — монокристалла Y-1-2-3 из [15]; 3 — то же в модели поверхностного барьера [14]; 4 — в модели Портиса [6].

$\vartheta \sim 45^\circ$. Широкий разброс контуров на поверхности керамики должен обеспечивать в принципе более выраженное распределение пар. В данном случае наблюдается соответственно практически непрерывное следование циклов (керамика) и два-три цикла (монокристалл). Первый вариант, однако, наблюдался и на ряде монокристаллических образцов. Распределение магнитных вихрей и связанных с ними контуров слабой связи весьма чувствительно к деталям структуры поверхности [20] и может отражать ее дефектность в этих образцах. Широкий разброс контуров характерен, в частности, для сферических образцов, где действительно наблюдается более выраженная картина смещения сигнала, чем в плоском образце (рис. 3).

Заметим, что если $h_m > h^*$, то контуры всегда разделяются на две группы: критические и докритические, $I_{\text{cr}}/h_m \leq K \leq I_{\text{cr}}/h^*$ и $K < I_{\text{cr}}/h_m$ соответственно в обозначениях [14]. Таким образом, дрейф линии существует независимо от того, например, симметрична развертка поля или нет, в отличие от случая ФМ [18]. Более того, если смещения циклов перемагничивания ФМ можно

считать эквивалентными медленной релаксации намагниченности во времени [19], то в ВТСП само существование петли гистерезиса обязано развороту экранирующих токов при смене направления развертки поля [7], а смещение петли, следовательно — взаимодействиям, в которые успевают при этом вступать токи. Нетрудно видеть, что последнее происходит тем более успешно, чем медленнее развертка, а взаимодействия тем существеннее, чем выше величина и амплитуда модуляции поля, что качественно соответствует нашим наблюдениям. Угловая асимметрия гистерезиса (рис. 5, *b*) соответствует при этом взаимному развороту экранирующих токов и связана скорее с поверхностными, а не объемными свойствами.

За счет парного взаимодействия распределенных на поверхности сверхпроводника экранирующих токов и в соответствии с тенденцией установления критического состояния среды $I = I_{cr}$ [4] магнитная энергия должна перераспределяться в направлении выравнивания этих двух систем контуров. Соответствующее перераспределение магнитных вихрей, в том числе в скин-слое, способно вызывать дополнительное нестационарное микроволновое поглощение на слабых связях [7,21]. Такой сценарий предусматривает самопроизвольный переход контуров в критическое состояние, что должно приводить к сокращению размаха петель гистерезиса и к нерегулярному поведению (рис. 1). Взаимодействие выравниваемых систем контуров и может вызывать примешивание при $p \geq 1$ сигнала второй гармоники, при $I_m > I_0 \sim I_{cr}$ испытывающего гистерезис наклона линии (зигзаг). Последнее условие может быть выполнено либо при $h_m \gg h^*$, либо с ростом магнитного поля за счет снижения $I_{cr}(H)$. Расхождение циклов в эксперименте действительно наблюдается либо с конечного поля H^* , либо при больших превышениях $h_m \gg h_0$ в любом поле (кривая 1 на рис. 2). Наблюдение смещений циклов позволяет прояснить причину несовпадения температуры исчезновения поглощения с T_c [3]: при отогреве образца сначала исчезает поглощение, а затем цикл за циклом релаксирует неоднородно захваченный магнитный поток [22]. Таким образом, наши предварительные выводы показывают, что наблюдаемое движение циклов развертки микроволнового поглощения ВТСП качественно не противоречит имеющимся представлениям о широком распределении контуров экранирующих токов на поверхности образца и об их парном взаимодействии при установлении универсального критического состояния. Что касается конкретного характера временной эволюции при выходе на равновесие, это составляет предмет отдельной задачи. Возможны и другие вклады в дрейф поглощения: от механических колебаний образца, в том числе связанных с полем модуляции [23], от скачков магнитных вихрей [24] и т.д. Представляется интересным прямое воздействие на рассматриваемый эффект контролируемого состояния поверхности образца и его формы с учетом реальной сложной картины проникновения магнитного поля и распределения магнитных вихрей [20].

Список литературы

- [1] J.S. Martens, G.K.G. Hohenwarter, J.B. Beyer, J.E. Nordman, D.S. Ginley. *J. Appl. Phys.* **65**, 10, 4057 (1989); A. Shaulov, D. Dorman, R. Bhargava. *Appl. Phys. Lett.* **57**, 7, 724 (1990); F.C. Moon, D.-Z. Chang. *Appl. Phys. Lett.* **56**, 4, 397 (1990).
- [2] M. Pozek, A. Dulajic, B. Rakvin. *Sol. State Commun.* **70**, 9, 8891 (1989).
- [3] A. Dulajic, R.H. Crepeau, J.H. Freed. *Phys. Rev.* **B39**, 7, 4249 (1988).
- [4] И.М. Зарицкий, А.А. Кончиц, С.П. Колесник, О.А. Мионов, Л.Ю. Сипатов, А.И. Федоренко, С.В. Чистяков. *СФХТ* **4**, 7, 1400 (1991).
- [5] T. Yuan, H. Jiang, A. Widom, C. Vittoria, A. Drehman, D. Crisey, J. Horwitz. *Physica* **C242**, 197 (1995).
- [6] M. Warden, M. Stalder, G. Stefanicki, A.M. Portis, F. Waldner. *J. Appl. Phys.* **64**, 10, 5800 (1988); M. Warden, V.A. Ivanshin, P. Erhart. *Physica* **C221**, 20 (1994).
- [7] Yu.N. Shvachko, D.Z. Khusainov, A.A. Romanyukha, V.V. Ustinov. *Sol. State Commun.* **69**, 6, 611 (1989).
- [8] T. Nagashima, K. Watanabe, M. Watahiki, Y. Fukai. *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, 2, L-183 (1989).
- [9] В.Ф. Мастеров, И.Л. Лихолит, А.В. Федоров, Н.М. Шибанова, Е.Л. Духовская, В.В. Потапов. *СФХТ* **5**, 12, 2235 (1992).
- [10] H.L. Ji, Z.X. Shi, X. Jin, X.X. Yao, X.S. Rong, Y.M. Ni, Z.X. Zhao. *J. Appl. Phys.* **75**, 3, 1671 (1994).
- [11] A. Gurevich, H. Kupfer, B. Runtzsch, R. Meier-Hirmer, D. Lee, K. Salama. *Phys. Rev.* **B44**, 3, 12090 (1991).
- [12] Y. Itoh, U. Mizutani. *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, p. 1, 4A, 2114 (1996).
- [13] P.W. Anderson. *Phys. Rev. Lett.* **9**, 7, 309 (1962).
- [14] В.А. Ацаркин, В.В. Демидов, Н.Е. Ногинова. *СФХТ* **5**, 2, 305 (1992).
- [15] А.А. Кошта, А.А. Романюха, Ю.Н. Швачко, Н.А. Виглин, В.В. Устинов, С.В. Наумов. *СФХТ* **3**, 5, 838 (1990).
- [16] T. Nikiyara, F.C. Moon. *Physica* **C250**, 121 (1995).
- [17] E. Silva, S. Sarti, R. Fastampa, M. Giura, R. Marcon. *Physica* **C243**, 303 (1995).
- [18] L. Néel. *Compt. Rend. Acad. Sci.* **246**, 16, 2313 (1958); *J. Phys. Radium* **20**, 215 (1959).
- [19] M. El-Hilo, K. O'Grady. *J. Appl. Phys.* **73**, 10, 6653 (1993).
- [20] В.К. Власко-Власов, М.В. Инденбом, В.И. Никитенко, А.А. Полянский, Р.Л. Прозоров, И.В. Грехов, Л.А. Делимова, И.А. Линийчук, А.В. Антонов, М.Ю. Гусев. *СФХТ* **5**, 9, 1637 (1992).
- [21] M. Cardona, J. Gittleman, V. Rosenblum. *Phys. Lett.* **17**, 2, 92 (1965).
- [22] V. Sescho Bai, P.V. Patanjali, S.M. Bhagat, S. Tyagi. *J. Superconductivity* **8**, 2, 299 (1995).
- [23] Ч. Пул. *Техника ЭПР-спектроскопии. Мир* (1970). С. 491. [Electron Spin Resonance. Ch. Pool, JR. Intersci. Publ. A division of John Wiley & Sons. N. Y.–London.–Sydney. (1967).]
- [24] В.Д. Кузнецов, В.В. Метлушко, И.Е. Кузнецов. *СФХТ* **2**, 6, 41 (1989).