

## Влияние конфигурации центров пиннинга на переходные процессы при микросекундном токовом импульсе

А.Н. Максимова, А.Н. Мороз, С.В. Покровский, В.А. Кашурников

*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ,  
115409 Россия, Москва, Каширское шоссе, 31;  
e-mail: anmaksimova@mephi.ru*

*Численно рассчитана форма отклика вихревой системы в высокотемпературном сверхпроводнике на токовый импульс микросекундной длительности. Показано наличие пика напряжения на сверхпроводнике в момент включения импульса в образце с сильным пиннингом. Амплитуда пика в несколько десятков раз превышает установившееся значение напряженности. Выраженность пика убывает с уменьшением эффективности дефектов. В случае, если импульс тока подается на первоначально нагруженный докритическим током образец, амплитуда пика уменьшается. Расчеты выполнены при различных значениях амплитуды тока в импульсе и температуры.*

**Ключевые слова:** высокотемпературный сверхпроводник, критический ток, токовый импульс, вихрь Абрикосова.

### ВВЕДЕНИЕ

Наряду со стационарным током в сверхпроводниковой технике применяется также импульсное токовое воздействие. Известное применение импульсных токов и магнитных полей – для измерения вольт-амперной характеристики в высоких (до 100 Тл, [1]) магнитных полях. В этом случае длительное воздействие тока, нужное для измерения ВАХ в стационарном режиме, приводит к существенному разогреву образца. Широкое применение находит также импульсное намагничивание [2-5]. Этот метод показал свою надежность при создании квазипостоянных магнитов. В работе [2] создан малогабаритный сверхпроводящий магнит для ЭПР, состоящий из двух сверхпроводящих колец, намагничиваемых импульсным методом. Захваченное магнитное поле составляло 2.2 Тл, преимуществом магнита являлась высокая (0.1%) однородность магнитного поля в зазоре между кольцами. В работах [3, 4] разработан метод импульсного намагничивания объемного сверхпроводника GdBaCuO при 60 К, при этом используется только один импульс. Для уменьшения нагрева

сверхпроводника при импульсном воздействии использовалась отрицательная обратная связь со стороны захваченного магнитного потока для контроля тока в намагничивающих катушках. В [5] исследовались скачки магнитного потока, а также возникновение механических напряжений в сверхпроводнике под действием импульсного магнитного поля. Численный расчет показал, что максимальная температура во время скачка потока оказывается ниже критической. Также скачок потока приводит к резкому изменению максимального напряжения в объеме.

Изучение импульсного воздействия тока на сверхпроводник актуально также при создании токоограничителей [6-8]. Токоограничители резистивного типа [7, 8] в составе электрической цепи исследуются численно решением уравнений Максвелла методом конечных элементов. В частности, в [7] моделировали сопротивление сверхпроводника, возникающее в ответ на токовый импульс, в несколько раз превышающий критический ток, миллисекундной длительности. Также получено распределение температуры внутри образца. Недостатком указанного подхода является необходимость знать вид вольт-амперной характеристики. Обычно предполагается степенной вид, где параметр  $n$ -value определяется из эксперимента. В режиме течения магнитного потока вид вольт-амперной характеристики определяется на микроскопическом уровне движением вихрей и их взаимодействием с центрами пиннинга [9]. Поэтому моделирование отклика вихревой системы на токовый импульс также является актуальным. Токоограничители являются сверхпроводниковыми приборами, работающими в низких магнитных полях [10]. Целью нашей работы является выявление влияния особенностей и конфигурации центров пиннинга на форму отклика вихревой системы на импульс транспортного тока. В данной работе ограничимся импульсами длительностью до 0.1 ms с длительностью переднего фронта  $\sim 2$   $\mu$ s, поскольку такие длительности являются достижимыми на практике [11, 12]. Импульсное воздействие тока на сверхпроводник изучалось также в работах [13-16]. В работе [13] амплитуда тока в импульсе в 10-30 раз превышала типичное значение (normal operating current) образца, при температуре 60 и 80 К. Используемая величина тока приводила к деградации образца, однако, было показано, что деградация зависит от длительности импульса  $t$  не от исходной величины тока, а от пиковой температуры образца. Как показали исследования, максимальная пиковая температура, при которой еще не наблюдается деградация, составляет 400-600 К.

## МЕТОД РАСЧЕТА

Отклик вихревой системы в ВТСП на токовый импульс исследовался с помощью численного моделирования. Для моделирования был выбран метод Монте-Карло. Расчеты выполнены в рамках двумерной модели слоистого ВТСП: система вихрей представляется в виде двумерного ансамбля классических частиц с дальнедействующим потенциалом взаимодействия [17-21]. Для ВТСП на основе иттрия, наиболее часто применяемых на практике, в частности, при создании ВТСП-лент, переход к двумерной модели оправдан, т.к. средние отклонения панкейков от оси вихревой нити много меньше глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник. Энергия вихревой системы записывается в виде

$$G = \sum_z \left\{ N_z \varepsilon + \sum_{i < j} U_{in-plane}(r_{ij}) + \sum_{i,k} U_p(r_{ik}) + \sum_{i,j} U_{surf}(r_{ij}^{(im)}) + \sum_i U_{meiss}(r_i) \right\} \quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon = \delta \varepsilon_0 \left( \ln \left[ \frac{\lambda(T)}{\xi(T)} \right] + 0.52 \right)$  соответствует собственной энергии панкейка, приходящейся на один сверхпроводящий слой толщиной  $\delta$ ,  $\lambda(0)$ ,  $\xi(0)$  – глубина проникновения и длина когерентности при  $T=0$  соответственно;  $N_z$  – количество панкейков в плоскости с номером  $z$ , соответственно, первое слагаемое определяет собственную энергию вихрей, вошедших в образец;  $\varepsilon_0 = \Phi_0^2 / (4\pi\lambda)^2$ ,  $\Phi_0 = \pi\hbar c / e$  – квант магнитного потока [22, 23]. Описание модели также приводится в наших предшествующих работах [24-26]. Энергия взаимодействия вихрей имеет вид

$$U_{in-plane} = 2\delta\varepsilon_0 K_0 \left( \frac{r}{\lambda} \right).$$

Для энергии взаимодействия с центром пиннинга выбран потенциал, имеющий форму ямы с шириной порядка длины когерентности. Потенциал имеет вид

$$U_{pm} = -\alpha \frac{1}{1 + \frac{r_{ij}}{\xi}} \exp\left(-\frac{r_{ij}}{2\xi}\right), \quad (2)$$

где  $\alpha$  – эффективная глубина потенциальной ямы дефекта,  $\xi$  – длина когерентности сверхпроводника и  $r_{ij}$  – расстояние между  $i$ -м дефектом и  $j$ -м вихрем. Взаимодействие с границей складывается из энергии взаимодействия с зеркальным отражением вихря от плоской границы  $U_{surf}$  и энергии взаимодействия с мейсснеровским и транспортным током:

$$U_{meiss} = \delta \frac{\Phi_0 H}{4\pi} \left( \frac{\text{ch} \frac{x}{\lambda}}{\text{ch} \frac{d}{2\lambda}} - 1 \right) - \delta \frac{\Phi_0 H_I}{4\pi} \left( \frac{\text{sh} \frac{x}{\lambda}}{\text{sh} \frac{d}{2\lambda}} \mp 1 \right).$$

В этом соотношении  $d$  – ширина образца,  $H$  – внешнее магнитное поле,  $H_I$  – собственное поле транспортного тока. В наших расчетах принято  $H=0$ . Вихри входят в образец вдоль оси  $x$ . Знак «минус» перед единицей берется в случае, если вихрь находится в положительной части оси  $x$ , знак «плюс» – в случае, если вихрь находится в отрицательной области оси  $x$ .

В соответствии с соотношением (2), эффективная глубина потенциальной ямы дефекта зависит от толщины сверхпроводящего слоя  $\delta$ . Согласно литературным данным [22], расстояние между сверхпроводящими плоскостями  $\text{CuO}_2$  имеет порядок  $10 \text{ \AA}$ . Для расчета нами было выбрано значение  $\delta=270 \text{ \AA}$ , т.е. моделирование ведется для стопки, содержащей несколько десятков плоскостей. Данная величина выбрана достаточно произвольно, поскольку в рамках использованной нами модели толщина слоя не влияет на результаты. Для выбранных параметров характерные энергии взаимодействия вихрей имеют порядок нескольких эВ, что в несколько раз превышает максимальное значение глубины дефекта  $\alpha=1.0 \text{ eV}$ . Такое значение  $\alpha$  соответствует колончатым центрам пиннинга, таким как дефекты, образующиеся при облучении ионами высокой энергии или включения несверхпроводящего вещества в форме нанотрубок. Этот тип дефектов пиннингует вихревую нить целиком. Меньшее значение  $\alpha$  может быть отождествлено с точечным центром пиннинга (несверхпроводящая примесь); такой дефект может закрепить только часть вихревой нити, что в рамках двумерной модели описывается снижением эффективной глубины. Оценим порядок величины  $\alpha$  для колончатого дефекта. Если вихрь захвачен дефектом с радиусом  $\sim \xi$ , то вихрь не имеет нормальной сердцевины и энергия всей системы меньше на величину  $\sim \delta \frac{H_{cm}^2}{8\pi} \pi \xi^2$ ,  $H_{cm}$  – критическое термодинамическое поле. Для выбранной толщины слоя имеем  $\alpha \leq 1 \text{ eV}$ . ). Концентрация дефектов выбрана  $\sim 10^9 \text{ cm}^{-2}$ . Образцы в расчетах отличаются только величиной  $\alpha$ , количество дефектов, находящихся в образце, неизменно.

Движение вихрей, не закрепленных на центрах пиннинга, приводит к появлению напряжения на образце. Величина критического тока определяется по критерию  $1 \text{ }\mu\text{V/cm}$  на вольт-амперной характеристике. Для моделирования вольт-амперной характеристики и отклика образца на токовые импульсы необходимо рассчитывать напряженность электрического поля  $E$ , возникающего в образце. В режиме течения вихревой решетки абсолютная величина напряженности  $E$  в образце связана со скоростью течения вихрей соотношением  $E=vB/c$ , где  $v$  – средняя скорость вихрей и  $B$  – среднее магнитное поле в образце, связанное с вихрями. В рамках алгоритма Монте-Карло скорости вихрей удастся рассчитать как отношение смещения вихря за один шаг МК в направлении, перпендикулярном току, к временному эквиваленту шага, оцененному нами ранее [24, 25]. Данная величина равна  $\sim 10^{-8} \text{ с}$ . В работе нами рассчитываются зависимости напряженности электрического поля в образце от времени. При этом мгновенными значениями все равно

принимаются усредненные значения по некоторому числу шагов МК, в нашей работе усреднение проводилось по 100 шагам.

В отсутствие внешнего магнитного поля область аннигиляции вихрей противоположного знака находится в центре образца. При наличии поля распределение вихрей в образце перестает быть симметричным, область аннигиляции смещается. При наличии магнитного поля примем, что электрическое поле в образце может быть посчитано по следующей формуле:

$$E = \frac{1}{2} \left( \frac{n\Phi_0}{S_v} <v_v> + \frac{m\Phi_0}{S_a} <v_a> \right). \quad (2)$$

Здесь  $S_v$ ,  $S_a$  – площади, занятые вихрями и антивихрями соответственно,  $<v_v>$  и  $<v_a>$  – средние скорости движения вихрей и антивихрей в направлении, перпендикулярном транспортному току,  $n$  и  $m$  – количества вихрей и антивихрей в образце.

В расчете Монте-Карло в рамках выбранной нами модели более удобным является использование не плотности тока, а величины магнитного поля  $H_I$ , создаваемого током на границах образца. Принятое в расчете значение  $H_I=1200$  Gs соответствует току, незначительно превышающему критический при эффективной глубине потенциальной ямы дефекта  $\alpha=1.0$  eV и  $T=20$  K. Импульсы тока в нашем расчете имеют трапециевидальную форму, время нарастания и спада тока равно  $2 \mu\text{s}$ , длительность «полочки» равна  $100 \mu\text{s}$ . При таких параметрах импульс приближенно может считаться прямоугольным. Отклик вихревой системы на прямоугольный импульс надкритического тока (при  $\alpha=0.5$  eV и  $\alpha=0$ ) также является прямоугольным, однако, имеет более длинный передний фронт.

Более реалистичным является случай, когда в образце до действия импульса уже протекает докритический ток  $I_0$ . В работе нами проанализировано влияние величины  $I_0$  на отклик вихревой системы. Также исследуется влияние на отклик глубины потенциальной ямы дефектов, характеризующей эффективность пиннинга.

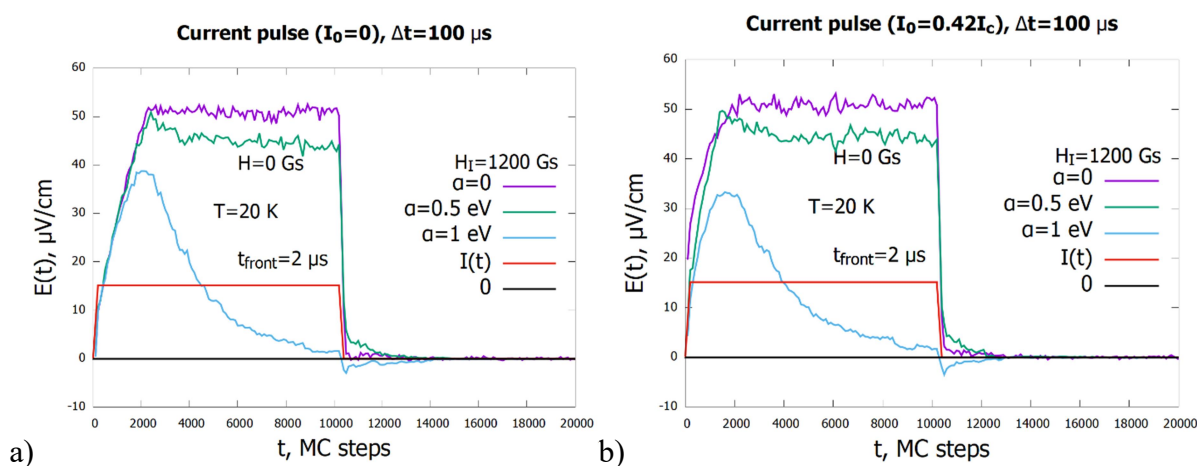
## РЕЗУЛЬТАТЫ

В данном разделе представим результаты систематических расчетов отклика вихревой системы в ВТСП на импульс транспортного тока. Ключевыми параметрами для анализа являются форма отклика и установившееся значение напряженности в образце. Рассматривался образец, содержащий 1600 центров пиннинга (размер моделируемой области  $6 \times 6 \mu\text{m}$ ). Характеристикой дефекта является его эффективная глубина потенциальной ямы  $\alpha$ .

Примем сначала  $H_I=1200$  Gs. На рис. 1 показаны отклики вихревой системы (зависимости напряженности в образце, возникающей при движении вихрей) от времени, рассчитанные при двух значениях докритического тока, пропускаемого через

сверхпроводник перед подачей токового импульса: при нулевом значении  $I_0$  и при достаточно высоком, близком к половине критического.

Для образца с дефектами  $\alpha=1.0$  eV ток, соответствующий  $H_I=1200$  Gs, близок к критическому, в соответствии с этим установившееся значение напряженности в образце (высота «полочки», рис. 1a) близко, с учетом шума, к  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ . Для образца, соответствующего  $\alpha=0.5$  eV, высота «полочки» составляет уже примерно  $45 \mu\text{V}/\text{cm}$ . Это связано с падением критического тока при уменьшении глубины дефекта. Следует отметить, что для критического тока сила Лоренца сравнивается с силой пиннинга со стороны дефектов. Сила пиннинга пропорциональна  $\alpha$  (размер дефектов считаем одинаковым). Следовательно, уменьшение эффективной глубины в два раза приводит к заметному падению критического тока. В соответствии с этим будем называть  $\alpha=1$  eV сильным пиннингом,  $\alpha=0.5$  eV – слабым пиннингом. Подчеркнем, что данные термины носят условный характер и применимы только в рамках рассмотренной нами задачи.

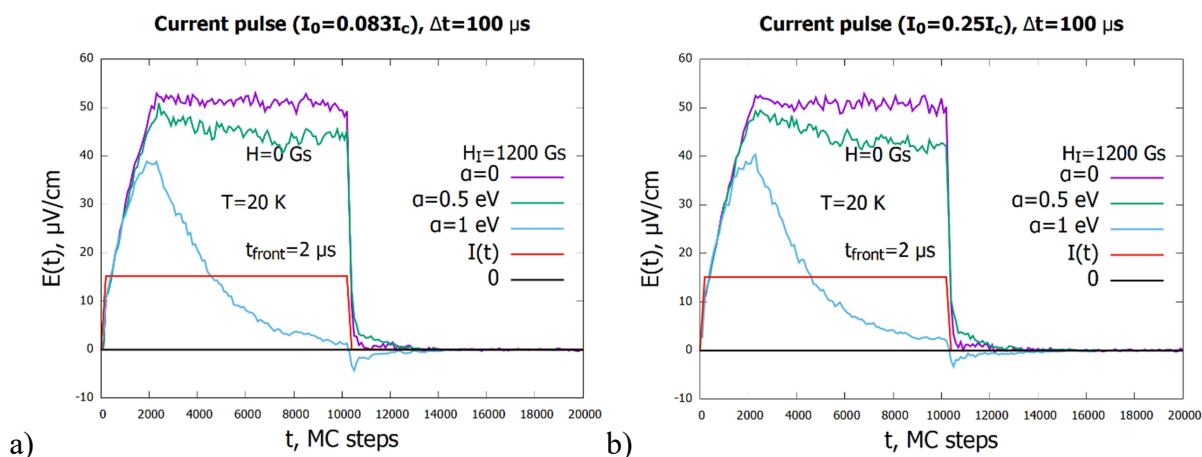


**Рис. 1.** Отклики вихревой системы в сверхпроводнике на токовый импульс длительности  $\Delta t$ . Зависимость  $I(t)$  здесь и на всех последующих рисунках показана красной линией. Графики отличаются эффективной глубиной дефектов – центров пиннинга.

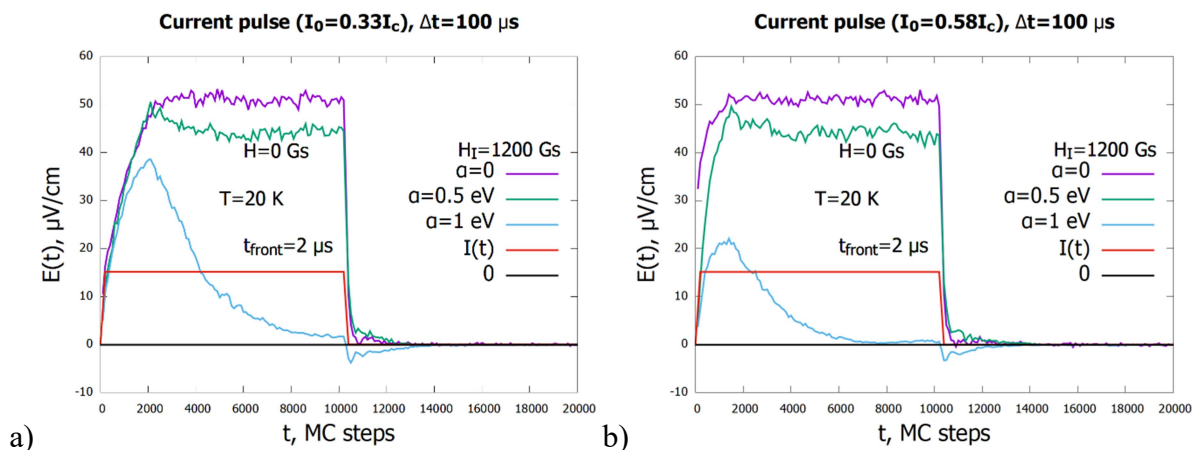
Отклик образца при  $\alpha=1.0$  eV имеет ярко выраженный пик в момент включения импульса, в дальнейшем напряженность спадает до порогового значения в  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ . Происхождение данного пика связано с движением вихрей: в момент включения тока вихри входят в образец и свободно движутся к центру образца. В последующие моменты времени вихри постепенно закрепляются на дефектах и препятствуют дальнейшему свободному течению вихревой решетки. Для образца с  $\alpha=0.5$  eV пик существенно менее выражен из-за меньшего числа вихрей, закрепляющихся с течением времени на дефектах. Для образца без

центров пиннинга пиков отсутствует совсем (рис. 1а). Из сравнения данных рисунков следует отметить, что высота пика при  $\alpha=1$  eV становится меньше при  $I_0=0.42I_c$ , а установившееся значение напряженности (высота «полочки») остается неизменной.

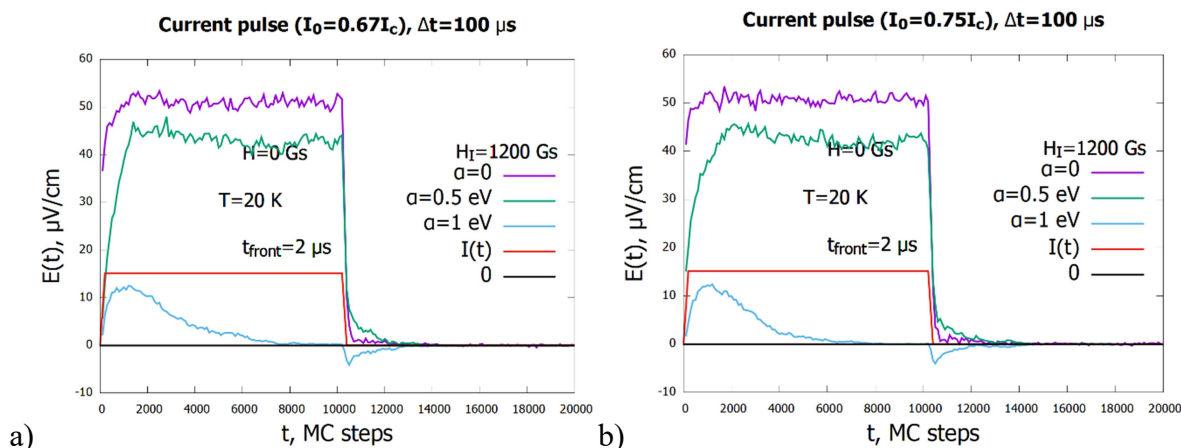
Далее полезно проанализировать, как изменится форма отклика при изменении величины  $I_0$ , причем эта величина по-прежнему остается докритической. Необходимые расчеты будем выполнять для того же значения  $H_f=1200$  Gs. Результаты расчета показаны на рис. 2-4.



**Рис. 2.** Отклики на токовый импульс при значениях  $I_0$ , для которых собственное поле тока на краях образца меньше поля перегрева мейснеровского состояния. Значение тока до включения импульса  $I_0=0.083I_c$  (а) и  $I_0=0.25I_c$  (б).



**Рис. 3.** Отклики на токовый импульс при различных значениях  $I_0$ . Значение тока до включения импульса  $I_0=0.33I_c$  (а) и  $I_0=0.58I_c$  (б).



**Рис. 4.** Отклики на токовый импульс при различных значениях  $I_0$ . Значение тока до включения импульса  $I_0=0.67I_c$  (a) и  $I_0=0.75I_c$  (b).

Отклики, представленные на рис. 2-4, получены при последовательно увеличивающемся значении  $I_0$ . Следует отметить такие особенности.

Во-первых, при сильном пиннинге (глубина дефектов  $\alpha=1.0$  eV) высота пика в момент включения импульса тока остается неизменной (в пределах погрешности расчета, определяемой «шумом» на кривой  $E(t)$ ), пока собственное поле транспортного тока на границах образца  $H_L(I_0)$  меньше поля перегрева мейснеровского состояния  $H_p$ , т.е. пока в образце до включения импульса тока вихрей нет. Во-вторых, рассмотрим форму отклика. При сильном пиннинге установившееся значение напряженности близко к  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$  и достигается только ближе к концу импульса. Для слабого пиннинга амплитуда тока в импульсе превышает критическую и в этом случае присутствие тока до включения импульса на форму отклика не влияет.

Длительность переднего фронта импульса тока в расчете составляет  $2 \mu\text{s}$ , т.е. примерно 200 шагов МК. Такая же длительность и у заднего фронта. Однако, время нарастания напряженности на полученных нами графиках превышает это время почти в 10 раз, то же можно сказать и о заднем фронте отклика. Следует отметить, что установившееся значение  $E$  («полочка» на графике) достигается, когда вихри и антивихри достигают центра образца и формируется область аннигиляции. Это как раз и происходит за  $\sim 10^3$  МК шагов. Как показывает расчет, длительность переднего фронта отклика не зависит от наличия и эффективности дефектов. Также следует отметить при сильном пиннинге в момент после снятия импульса наблюдается скачок отрицательного напряжения, его величина порядка нескольких  $\mu\text{V}/\text{cm}$ . Это связано с движением вихрей при выключении тока. После полного выключения тока последнее слагаемое в (1) становится равным 0, и вихри, находящиеся



вблизи границы, начинают выходить из образца. Такое движение создает напряженность противоположного знака с исходным, при этом вихри, движущиеся к центру, после выключения тока практически отсутствуют. Скачки отрицательного напряжения наблюдались экспериментально в работах [27, 28]. Одной из возможных причин была названа релаксация магнитного потока в образце [29], т.е. описанный нами процесс выхода вихрей из образца. При слабом пиннинге и при отсутствии пиннинга скачки отрицательного напряжения не наблюдаются. В этих случаях в образце находится большое количество незапиннированных вихрей, которые под действием взаимного отталкивания продолжают движение также и к центру образца, что приводит к увеличению длительности заднего фронта (рис. 1-4).

Как показывают расчеты, если амплитуда тока в импульсе превышает критическую, форма импульса приближенно остается прямоугольной. Если амплитуда тока в импульсе равна критической, форма импульса существенно отличается от прямоугольной. Поэтому для дальнейшего анализа нами выбран образец с  $\alpha=1.0$  eV, имеющий наиболее высокий критический ток.

Приведенные на рис. 1-4 результаты получены при амплитуде тока в импульсе, близкой к величине критического тока. Рассчитаем далее отклики на токовый импульс с большей амплитудой:  $H_I=1400$  Gs. Выберем для этого случай сильного пиннинга ( $\alpha=1.0$  eV). Изучим влияние на отклик вихревой системы величины  $I_0$ . Результаты расчета представлены на рис. 5.

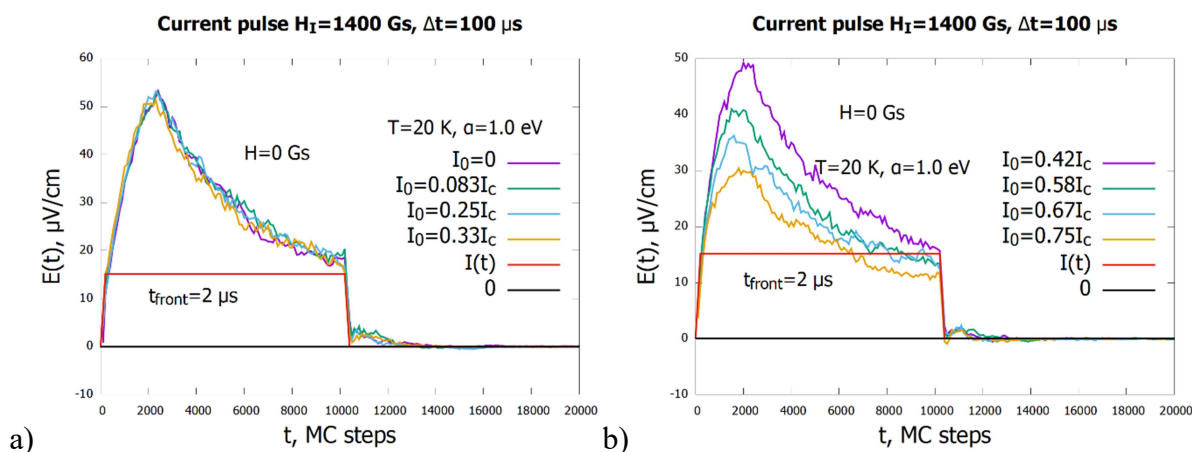


Рис. 5. Отклики вихревой системы на токовый импульс при амплитуде импульса  $H_I=1400$  Gs.

До тех пор, пока собственное поле тока  $I_0$  меньше  $H_p$ , наличие тока перед импульсом никак не влияет на форму отклика (рис. 5a). Далее снова наблюдается уменьшение величины пика при включении импульса с ростом  $I_0$  (рис. 5b). Кроме того, следует отметить

появление «эха» после снятия импульса. Ранее этот эффект наблюдался в наших расчетах для чистого, бездефектного сверхпроводника. Особенно выражен эффект при наличии заметного тока через образец перед импульсом (правая панель).

Температура 20 К была выбрана нами достаточно произвольно. Рассмотрим теперь влияние температуры на отклик вихревой системы. Выберем дополнительно  $T=4.2$  К,  $E=65$  К (температура, достигаемая откачкой паров жидкого азота) и промежуточная температура  $T=50$  К. Результаты расчета показаны на рис. 6.

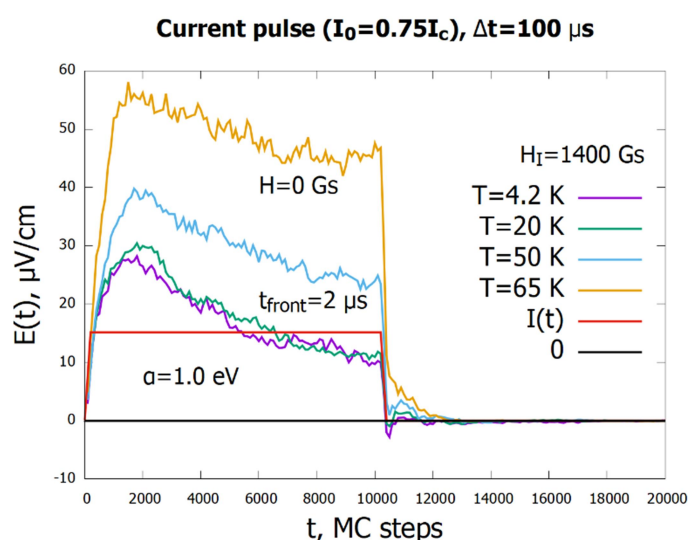


Рис. 6. Отклик сверхпроводника на токовый импульс при различной температуре.

С ростом температуры увеличивается величина напряженности в сверхпроводнике, поскольку критток в большинстве случаев падает с температурой. Также можно отметить, что время нарастания напряженности при включении импульса и спада при выключении тока практически не зависят от температуры.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были выполнены систематические расчеты отклика вихревой системы в сверхпроводнике на импульс транспортного тока. Рассмотрены случаи «сильного пиннинга» (амплитуда тока в импульсе близка к критической), «слабого пиннинга» (амплитуда тока в импульсе превышает критическую) и случай отсутствия пиннинга. Показано, что при сильном пиннинге форма отклика отлична от прямоугольной, присутствует выраженный пик напряженности в момент включения тока. При слабом пиннинге и в отсутствие пиннинга форма отклика близка к прямоугольной. Длительность переднего фронта не зависит от пиннинга и определяется временем, за которое вихри доходят с краев до центра образца. При сильном пиннинге наблюдается скачок отрицательного напряжения, при слабом пиннинге

увеличивается длительность заднего фронта отклика. Было показано, что присутствие транспортного докритического тока перед включением импульса не влияет на форму отклика, если ток в импульсе заметно превышает критический. Если ток в импульсе близок к критическому, то исходный докритический ток влияет на форму импульса, если собственное поле докритического тока превышает поле перегрева мейсснеровского состояния, т.е. в образце до включения импульса присутствуют закрепленные на центрах пиннинга вихри. Увеличение температуры приводит к увеличению установившегося значения напряженности в сверхпроводнике из-за уменьшения критического тока.

Результаты расчета будут полезны при проектировании сверхпроводящих ключей, где необходима оценка конфигурации центров пиннинга, требуемой для достижения заданных свойств.

### **БЛАГОДАРНОСТИ**

Работа выполнена в рамках Госзадания (проект № FSWU-2025-0008) при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ.

### **КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ**

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### **СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

- [1] M. Leroux, F. F. Balakirev, M. Miura, K. Agatsuma, L. Civale, B. Maiorov, Dynamics and critical currents in fast superconducting vortices at high pulsed magnetic fields. *Physical Review Applied*, 11(5), 054005 (2019). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.11.054005>
- [2] E. P. Krasnoperov, V. S. Korotkov, A. A. Kartamyshev, Small-sized hybrid magnet with pulsed field magnetization. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 27(8), 1845-1849(2014). DOI: <https://doi.org/10.1007/s10948-014-2556-6>
- [3] A. A. Caunes, M. Watasaki, M. Izumi, T. Ida, Waveform control pulsed magnetization of GdBaCuO bulk using negative feedback at 60 K. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 31(5), 1-5 (2021). DOI: 10.1109/TASC.2021.3064545
- [4] A. A. Caunes, H. Imamichi, N. Kawasumi, M. Izumi, T. Ida, Simulation of the waveform control pulse magnetization of a high-temperature superconducting bulk with negative feedback. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 32(4), 1-10 (2021). DOI: 10.1109/TASC.2021.3138835

- [5] L. Wang, H. Wu, H. Yong, Flux jump and mechanical response in inhomogeneous high-temperature superconductor under the pulsed-field magnetization. *Superconductor Science and Technology*, 37(1), 015012 (2023). DOI: 10.1088/1361-6668/ad10b8
- [6] G. Zhang, H. Wang, Q. Qiu, Z. Zhang, L. Xiao, L. Lin, Recent progress of superconducting fault current limiter in China. *Superconductor Science and Technology*, 34(1), 013001 (2020). DOI: 10.1088/1361-6668/abac1f
- [7] B. Shen, Y. Chen, C. Li, S. Wang, X. Chen, Superconducting fault current limiter (SFCL): Experiment and the simulation from finite-element method (FEM) to power/energy system software. *Energy*, 234, 121251 (2021). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.energy.2021.121251>
- [8] X. Chen, H. Gou, Y. Chen, S. Jiang, M. Zhang, Z. Pang, B. Shen, Superconducting fault current limiter (SFCL) for a power electronic circuit: experiment and numerical modelling. *Superconductor Science and Technology*, 35(4), 045010 (2022). DOI: 10.1088/1361-6668/ac5504
- [9] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, Vortices in high-temperature superconductors. *Reviews of modern physics*, 66(4), 1125 (1994). DOI: 10.1103/RevModPhys.66.1125
- [10] E. Pardo, M. Vojenčiak, F. Gömöry, J. Šouc, Low-magnetic-field dependence and anisotropy of the critical current density in coated conductors. *Superconductor Science and Technology*, 24(6), 065007 (2011). DOI: 10.1088/0953-2048/24/6/065007
- [11] N. Riva, F. Sirois, C. Lacroix, W. T. B. de Sousa, B. Dutoit, F. Grilli, Resistivity of REBCO tapes in overcritical current regime: Impact on superconducting fault current limiter modeling. *Superconductor Science and Technology*, 33(11), 114008 (2020). DOI: 10.1088/1361-6668/aba34e
- [12] X. Chen, H. Gou, Y. Chen, S. Jiang, M. Zhang, Z. Pang, B. Shen, Superconducting fault current limiter (SFCL) for a power electronic circuit: experiment and numerical modelling. *Superconductor Science and Technology*, 35(4), 045010 (2022). DOI: 10.1088/1361-6668/ac5504
- [13] A. Ishiyama, Y. Tanaka, H. Ueda, Y. Shiohara, T. Machi, Y. Iijima, S. Nagaya, Degradation of YBCO coated conductors due to over-current pulse. *IEEE transactions on applied superconductivity*, 17(2), 3509-3512 (2007). DOI: 10.1109/TASC.2007.899708
- [14] M. Yazdani-Asrami, M. Staines, G. Sidorov, A. Eicher, Heat transfer and recovery performance enhancement of metal and superconducting tapes under high current pulses for improving fault current-limiting behavior of HTS transformers. *Superconductor Science and Technology*, 33(9), 095014 (2020). DOI: 10.1088/1361-6668/aba542

- [15] Y. Chen, X. F. Li, D Chen, Z. Jin, J. Jiang, A critical current measurement method for strip hard superconductors utilizing pulsed current. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 30(4), 1-5 (2020). DOI: 10.1109/TASC.2020.2989069
- [16] Y. Tsuchiya, I. Sakai, K. Mizuno, Y. Kohama, Y. Yoshida, S. Awaji, Critical current measurements of HTS tapes using pulsed current in high fields at low temperatures. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 33(5), 1-5 (2023). DOI: 10.1109/TASC.2023.3261265
- [17] Lawrence, W. E., & Doniach, S. (1971). *Proceedings of LT 12, Kyoto, 1970*.
- [18] J. R. Clem, Two-dimensional vortices in a stack of thin superconducting films: A model for high-temperature superconducting multilayers. *Physical Review B*, 43(10), 7837 (1991). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.7837>
- [19] J. R. Clem, M. W. Coffey, Z. Hao, Lower critical field of a Josephson-coupled layer model of high-T<sub>c</sub> superconductors. *Physical Review B*, 44(6), 2732, pp. 1-7 (1991). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.44.2732>
- [20] S. Tyagi, Y.Y. Goldschmidt, Flux melting in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$ : Incorporating both electromagnetic and Josephson couplings. *Physical Review B*, 70(2), 024501 (2004). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.44.2732>
- [21] Y. Y. Goldschmidt, S. Tyagi, Interpolation of the Josephson interaction in highly anisotropic superconductors from a solution of the two-dimensional sine-Gordon equation. *Physical Review B*, 71(1), 014503, pp. 1-9 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevB.71.014503
- [22] Tinkham, M. (2004). *Introduction to superconductivity* (Vol. 1). Courier Corporation.
- [23] Klemm, R. A. (2011). *Layered Superconductors: Volume 1* (Vol. 153). OUP Oxford.
- [24] A. N. Moroz, V. A. Kashurnikov, I. A. Rudnev, A. N. Maksimova, Modeling of vortex dynamics in HTSs with defects under the impact of pulsed magnetic field. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 33(14) (2021), 145902. DOI: 10.1088/1361-648X/abdce7
- [25] A. N. Moroz, V. A. Kashurnikov, I. A. Rudnev, A. N. Maksimova, Thermal behavior of flux jumps and influence of pulse-shape on the trapped field during pulsed magnetization of a high-temperature superconductor. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 33(35) (2021), 355901. DOI: 10.1088/1361-648X/ac0be9
- [26] A. N. Maksimova, A. N. Moroz, I.A. Rudnev, S.V. Pokrovskii, V.A. Kashurnikov Critical current of a layered high-temperature superconductor with tilted irradiation defects. *Physica Scripta*, 99(10), 105938 (2024). DOI: 10.1088/1402-4896/ad729e
- [27] Tsuchiya, Y., Sakai, I., Mizuno, K., Kohama, Y., Yoshida, Y., & Awaji, S. Critical current measurements of HTS tapes using pulsed current in high fields at low temperatures. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 33(5), 1-5 (2023). DOI: 10.1109/TASC.2023.3261265

- [28] Tsuchiya, Y., Mizuno, K., Kohama, Y., Zampa, A., Okada, T., & Awaji, S. Characterization of in-field critical currents in REBCO tapes over wide temperature range by pulsed current source with supercapacitor. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 34(5), 1-7 (2023). DOI: 10.1109/TASC.2023.3343670
- [29] Richard, S., Sirois, F., & Lacroix, C. Post-processing method for extracting the resistivity of Rare-Earth Barium Copper Oxide (REBCO) coated conductors in over-critical current conditions from ultra-fast VI pulsed current measurements. *Journal of Applied Physics*, 126(2) (2019). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5095637>

Поступила в редакцию 19 октября 2025 г.

После доработки 10 декабря 2025 г.

Принята к публикации 10 декабря 2025 г.