

## ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ, МАГНИТНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

PACS numbers: 61.72.Ji, 61.72.Mm, 74.60.Ge, 74.60.Jg, 74.72.Bk, 74.76.Bz

### Пиннинг и динамика вихрей Абрикосова, дефекты кристаллической структуры и проблема плотности критического тока в монокристаллах и биаксиально- ориентированных пленках ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

В. М. Пан

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,  
бульв. Акад. Вернадского, 36,  
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Рассмотрена одна из важнейших проблем высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) — проблема кардинального отличия величин объемной силы пиннинга,  $F_p$ , и плотности критического тока,  $J_c$ , в массивных и тонкопленочных материалах из высокотемпературного сверхпроводника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO), принципиально не содержащих «слабых связей» в микроструктуре.

Разница на два порядка величины в плотности критического тока,  $J_c$ , становится понятной на основе последовательного рассмотрения комплекса экспериментальных данных о магнитно-полевых и угловых зависимостях плотности критического тока,  $J_c(H, \theta)$ , и необратимой намагниченности (магнитного момента),  $M_{irr}(H, \theta)$ , а также о размерности, плотности и распределении дефектов в кристаллической решетке YBCO.

Взаимодействие абрикосовских вихревых линий с различного типа дефектами кристаллов исследовано для умеренно-анизотропного ВТСП YBCO (где применимы анизотропные уравнения Гинзбурга–Ландау) и найдено, что особенности индуцированного дефектами различной размерности потенциала пиннинга драматически влияют на квазистатическое и динамическое поведение вихрей в сверхпроводнике, и, следовательно, на величину его  $J_c$ , а также на характер диссипативных процессов.

Показано, что в совершенных монокристаллах YBCO два типа квазистатического или «закаленного» разупорядочения вихревой решетки дают наиболее значительный вклад в сильно анизотропное и немонотонное поведение магнитно-полевых зависимостей  $J_c(H, \theta)$ ,  $M_{irr}(H, \theta)$  и  $F_p(H, \theta)$ . Это прежде всего точечно-подобные дефекты — кислородные вакансии, а также планарные дефекты — границы двойниковых доменов. Поскольку

доминирующую роль в монокристаллах в формировании вида зависимостей  $J_c(H, \theta)$ ,  $M_{irr}(H, \theta)$  и  $F_p(H, \theta)$  (по крайней мере в области промежуточных значений углов между вектором внешнего магнитного поля и осью  $C$  кристалла —  $20\text{--}70^\circ$ ) играют многочисленные точечные хаотически распределенные дефекты, каждый из которых обеспечивает лишь весьма слабый пиннинг, применение модели Ларкина–Овчинникова коллективного пиннинга (КП) оказывается наиболее целесообразным для интерпретации результатов.

Высказано и обосновано предположение, что  $2D \leftrightarrow 3D$  размерный кроссовер (РКО) между состояниями решетки линий магнитного потока, имеющими разупорядоченность различной размерности (что на языке модели Ларкина–Овчинникова означает изменение размерности доменов Ларкина в решетке линий потока) является ответственным за экспериментально наблюдаемые аномалии в магнито-полевых и угловых зависимостях  $J_c(H, \theta)$ ,  $M_{irr}(H, \theta)$  и  $F_p(H, \theta)$  для монокристаллов YBCO.

Проанализированы различные сценарии для  $2D \leftrightarrow 3D$  размерного кроссовера, обобщенное представление о котором может быть определено как любой переход вихревой решетки из состояния трехмерного разупорядочения в двумерный (коррелированный) беспорядок или обратно. Предполагается, что три сценария реализации РКО подтверждены экспериментально: (1) дисперсия модуля изгиба  $C_{44}(\mathbf{k})$  решетки вихрей по волновому вектору и «размягчение» этого модуля по отношению к коротковолновым малым деформациям при  $k_{\perp} \gg \lambda^{-1}$ ; (2) интерференция двух типов беспорядка вихревой решетки: трехмерного, вызванного точечным пиннингом на вакансиях, и коррелированного, инициированного протяженными дефектами (двойниками и/или дислокациями); (3) динамический РКО, т. е. связанный с изменением состояния решетки вихрей при ее движении.

Постулировано, что коррелированная система протяженных линейных дефектов, параллельных друг другу и вектору приложенного магнитного поля (естественных, т. е. дислокаций, или искусственных, например, радиационных треков от облучения пучками высокоэнергетических,  $E \geq 1$  ГэВ, тяжелых ионов) с плотностью, достаточно высокой, чтобы обеспечить индивидуальный пиннинг каждого вихря, является наиболее эффективным способом повышения объемной силы пиннинга и, соответственно, плотности критического тока.

Показано, что самые высокие плотности критического тока ( $> 10^6$  А/см<sup>2</sup>) при 77 К в ВТСП материалах, которые найдены в эпитаксиально выращенных биаксиально-ориентированных тонких пленках из ВТСП YBCO, обусловлены экстремально большой плотностью краевых дислокаций роста (до  $2 \cdot 10^{11}$  линий/см<sup>2</sup>), перпендикулярных пленке. Такая высокая плотность дислокаций экспериментально обнаружена методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии в пленках с наивысшими  $J_c$ , причем высказано предположение, что найденные дислокации образуют малоугловые границы доменов (или блоков) азимутальной мозаичности с характерным размером около 20–30 нм и с разориентировкой около  $1^\circ$ , что согласуется с данными  $\phi$ -сканирования при рентгеновской дифрактометрии.

Развита «дислокационная» модель транспорта вихревых линий магнитного потока в тонких пленках ВТСП YBCO, содержащих малоугловые наклонные границы — дислокационные «стенки», т. е. эквидистантные ряды линейных дефектов, эффективно пиннирующих вихри по всей их длине. В этой модели, которая адекватно описывает существующие эксперименталь-

ные данные о транспортных свойствах биаксиально-ориентированных пленок и бикристаллов YBCO в смешанном состоянии, делается обоснованное предположение о том, что движение вихрей (при ориентации внешнего магнитного поля перпендикулярно плоскости пленки) происходит именно вдоль малоугловых границ доменов несмотря на сильный пиннинг на линейных дефектах — ядрах краевых дислокаций.

Оказалось, что в рамках этой модели может быть легко показано, что очень сильная зависимость плотности критического тока  $J_c$  от угла разориентировки  $\theta$  соседних доменов (кристаллов) в  $ab$ -плоскости является **внутренним** свойством поведения вихревых линий в малоугловой наклонной границе, причем никаких дополнительных предположений не требуется в отношении влияния изменения угла разориентировки на прозрачность границы (по отношению к квазичастицам) и/или ее джозефсоновские свойства.

Показано, что закон  $J_c(\theta)$ -падения с увеличением угла азимутальной разориентировки может быть количественно описан в рамках этой «дислокационной» модели, причем характер закономерности зависит от температурного интервала (отличается существенно для низких,  $T \ll T_c$ , и высоких,  $T \leq T_c$ , температур), поверхностных эффектов, а также уровня  $E_c$ -критерия (т. е. величины электрического поля) при определении  $J_c(\theta)$  из вольт-амперной характеристики (т. е.  $E$ - $J$  зависимости).

Найдено, что в эпитаксиальных пленках YBCO в процессе зарождения и роста образуются несколько различных ансамблей линейных дефектов в зависимости от реальных условий формирования пленки. Эти дислокационные ансамбли можно подразделить следующим образом: **Ансамбли краевых дислокаций**: (1) Краевые дислокации несовпадения на интерфейсе, возникающие за счет обычной сдвиговой одномерной релаксации деформаций несоответствия кристаллических решеток между подложкой и растущей пленкой при гетерозпитаксии; (2) Петли краевых дислокаций, связанные с дефектами упаковки (т. е. с локальным образованием добавочных или отсутствующих сегментов медно-кислородных плоскостей), линии которых параллельны  $ab$ -плоскости; (3)  $a[100]$  краевые дислокации в малоугловых наклонных границах мозаичных доменов, их плотность достигает и даже может превышать  $10^{11}$  линий/см<sup>2</sup>; они образуются с помощью по крайней мере двух различных механизмов. **Ансамбли винтовых дислокаций**: (1) Сетка винтовых дислокаций, образующихся на интерфейсе в малоугловых вращательных границах, плотность таких дислокаций согласно Риду пропорциональна углу поворота; (2) Винтовые дислокации, линии которых параллельны оси  $C$  и которые являются источником и/или следствием спиралеобразного трехмерного островкового роста при температурах выше некоей критической (для осаждения YBCO эта температура составляет около 740°C).

Отмечено, что винтовые дислокации в отличие от краевых едва ли могут давать заметный вклад в объемную силу пиннинга, поскольку диаметр их ядра на порядок больше по сравнению с диаметром ядра краевых дислокаций а их плотность на два–три порядка величины меньше (не более чем  $10^8$ – $10^9$  линий/см<sup>2</sup>).

Двухпиковая угловая зависимость  $J_c(H, T)$ , впервые обнаруженная Заеманн-Ищенко и его сотрудниками при измерении плотности критического тока транспортным методом с вращением вектора приложенного магнитного поля по отношению к направлению оси  $C$  (сохраняя постоянное значение силы Лоренца), была затем более детально изучена затем в наших работах.

Она оказалась фактически инструментом для зондирования тех дислокационных ансамблей, которые сформировались в YBCO пленках в зависимости от механизма зарождения и роста. Два  $J_c(H)$  максимума всегда соответствуют  $H||C$  и/или  $H||ab$ , что указывает на существование только двух выделенных направлений линейных дефектов в YBCO пленках. Относительная высота максимумов изменяется с температурой, приложенным полем и величиной критерия электрического поля  $E_c$ , т. е. скорости движения вихревого ансамбля.  $J_c(H, \theta)$ -пик при  $H||C$  сначала растет с ростом температуры и затем постепенно становится все меньше по мере приближения к  $T_{irr}(H)$ . Причина такого поведения в том, что, как предполагается,  $J_c(H||C)$ -максимум состоит не только из пика на вершине, обусловленного пиннингом на краевых дислокациях типа  $a[100]$ , но и куполообразного пьедестала за счет взаимодействия вихрей с линейными дефектами, лежащими в  $ab$ -плоскости. Вихри пересекают такие дислокации, как впервые показал Салама, взаимодействуя с ними как с точно-подобными дефектами.

$J_c(H||ab)$ -пик «выживает» при всех температурах, полях и скоростях движения вихревой решетки. Можно предполагать, что его причиной является, с одной стороны, пиннинг на многочисленных линейных дефектах в плоскостях, параллельных  $ab$ -плоскости, и, с другой стороны,  $H_{irr}$ -анизотропия (т. е. эффект изменения вида вольтамперных характеристик вследствие кристаллической анизотропии за счет изменения анизотропии резистивности в разных режимах течения потока).

Показано, что в окрестности дислокационного ядра возникают поля деформаций, которые играют важную роль в формировании потенциала пиннинга. Краевые дислокации, линии которых параллельны оси  $C$ , индуцируют упругие деформации в  $ab$ -плоскости и локальное подавление сверхпроводящего параметра порядка и  $T_c$ . Это приводит к возникновению анизотропных «крыльев» нормальной фазы вблизи также нормального дислокационного ядра, а также, принимая во внимание «эффект близости», еще и области частично подавленного параметра порядка. Это и есть по-видимому основная причина уменьшения силы пиннинга и усиления эффекта термических флуктуаций при  $T \rightarrow T_{irr}(H)$  для прошивающих дислокаций. Теоретические расчеты Пашицкого также показали, что в окрестности дислокационных линий, параллельных плоскости  $ab$ , заметных полей деформаций не возникает. Можно предполагать, что это есть причина противоположного поведения силы пиннинга и плотности критического тока в случае  $J_c(H||ab)$ .

Обнаружено и обсуждено необычное поведение магнитно-полевых зависимостей  $J_c(H)$  при  $H||C$ . Они состоят из трех частей, отличающихся наклоном. Самая низкополевая часть  $J_c(H)$  практически не зависит от напряженности приложенного поля. Можно предполагать, что здесь имеет место режим индивидуального пиннинга вихрей. В промежуточных полях зависимость  $J_c(H)$  становится обратной корневой, т. е.  $J_c(H) \propto H^{-0.5}$ , что, как известно, эквивалентно  $F_p(H) \propto H^{0.5}$  и соответствует случаю, когда вихревой ансамбль можно рассматривать как двумерно-упруго-деформируемую среду, в которой параболичность потенциала пиннинга не нарушается при изменении расстояния между вихрями. Дальнейшее увеличение напряженности приложенного внешнего поля ведет к переходу в новое состояние, при котором  $J_c(H||C)$  начинает падать значительно быстрее. Предположительно, данный кроссовер может быть вызван взаимодействием вихревой решетки (ВР) со хаотическими точно-подобными центрами пиннинга. В поле, соот-

ветствующим кроссоверу,  $a_0 \sim (\phi_0/H)^{1/2}$  становится сравнимым с поперечным размером доменов мозаичности, разделенных дислокационными малоугловыми границами. Ниже этого поля ВР «воспринимает» сетку дислокационных границ как хаотическое множество со случайным распределением, подстраиваясь под нее в виде двумерно-разупорядоченного состояния типа коррелированного Бозе-стекла с высоким значением изгибного модуля  $C_{44}$ . Повышение поля приводит к тому, что выигрыш в свободной энергии ВР благодаря пиннингу вихрей на линейных дефектах становится меньше, чем проигрыш вследствие  $2D$  упругой деформации ВР. В результате для значительной части вихрей оказывается выгодным оставаться внутри доменов, будучи слабо-запиннированными только за счет точечно-подобных дефектов. Эти вихри в соответствии с современными представлениями оказываются неустойчивыми по отношению к боковым изгибным блужданиям благодаря резкому уменьшению их эффективного линейного натяжения. Резистивность возрастает за счет этого вклада и  $J_c$  падает.

Таким образом, в конечном счете по-видимому возникает новое неоднородное состояние вихревого ансамбля, в котором часть вихрей запиннигована в дислокационных границах и может дрейфовать путем образования «кинков» только вдоль них под действием силы Лоренца, в то время как другая часть, размягчаясь по отношению к коротковолновым боковым деформациям и блуждая внутри доменов, с трудом диффундирует сквозь дислокационные стенки, упакованные вихрями. Поведение такого ансамбля вихрей зависит от реальных характеристик микроструктурного состояния пленки, которое может быть существенно оптимизировано.

**Ключевые слова:** пиннинг потока, критический ток, ВТСП-купрат, пленки.

*(Получено 4 августа 2000 г.)*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одна из самых больших загадок, с которой столкнулись исследователи высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и которая полностью не разгадана до сих пор несмотря на усилия физиков и материаловедов всего мира и огромное число публикаций (тысячи!), появившихся начиная с 1987 года продолжающих появляться до сегодняшнего дня, является колоссальная разница в плотности бездиссипативного критического тока для тонких пленок и массивных материалов. Действительно, как надежно показано в ряде работ, плотность критического тока,  $J_c$  и  $J_c(H)$ , в лучших эпитаксиально-выращенных тонких пленках металлоксидного ВТСП-купрата  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (далее — YBCO) оказывается на 1,5–2 порядка величины выше, чем в совершенных монокристаллах и так называемых текстурированных монодоменных образцах [1–10]. Наивысшая  $J_c$ , измеренная в эпитаксиально выращенных на монокристаллических подложках высоко-биаксиально-ориентированных тонких пленках из YBCO, достигает  $6 \times 10^6$  А/см<sup>2</sup> при 77 К в собственном поле и около  $9 \times 10^5$  А/см<sup>2</sup> в приложенном перпендикулярном поле 1,5 Тл [1–10], в

то время как в совершенных недвойникованных монокристаллах  $J_c(77\text{ K})$  не превышает  $5,5 \times 10^4\text{ A/cm}^2$  в поле 1,5 Тл, приложенном параллельно оси  $C$  кристалла [7]. В текстурированных монодоменных материалах из ВТСП YBCO  $J_c$  (опять при 77 К и  $H \parallel C$ -оси и равном 1,5 Тл) равна  $1,8 \times 10^4\text{ A/cm}^2$  [6] и после одноосной горячей деформации повышается в два раза [6].

Особо следует подчеркнуть, что приведенные выше данные относятся к образцам без «слабых связей», т. е. внутренних интерфейсов или высокоугловых границ соседних кристаллитов, трехмерных протяженных дефектов, где сверхпроводящий параметр порядка существенно подавлен, а фаза волновой функции конденсата куперовских пар обнаруживает значительный градиент (скачок) при протекании тока, иначе говоря, где вместо сильносвязанного течения тока имеет место слабосвязанный джозефсоновский ток, зависящий от разности фаз в соседних кристаллах-«берегах». Действительно, в совершенных монокристаллах внутренних границ-«слабых связей» нет по определению, нет их и в совершенных биаксиально-ориентированных пленках, которые являются квазимонокристаллами, а также в монодоменных текстурированных образцах. Как будет видно из дальнейшего, наиболее простым и эффективным методом определения, присутствует ли вклад слабых связей, является построение зависимости  $J_c(H)$  в малых магнитных полях. Слабые связи дают резкое экспоненциальное падение  $J_c$  в очень слабых полях, в случае их отсутствия для пленок имеет место не изменяющееся с полем  $J_c \approx \text{const}$  в режиме индивидуального пиннинга каждого вихря. Таким образом, исключая влияние слабых связей на  $J_c(H)$ , столь значительную разницу в ее величине для тонких пленок и массивных образцов следует приписать различию в механизме пиннинга вихрей Абрикосова.

В настоящем обзоре автор обосновывает точку зрения, сформулированную впервые, по-видимому, в работах [4, 5, 7, 8, 10], о том, что доминирующими центрами пиннинга, определяющими достижение более высоких  $J_c$  в тонких пленках являются линейные дефекты (несверхпроводящие ядра краевых дислокаций), в то время как в монокристаллах YBCO хаотически распределенные точечно-подобные дефекты (типа кислородных вакансий), а также границы двойниковых доменов дают наибольший вклад в пиннинг вихрей и в плотность критического тока. Промежуточный случай, очевидно, реализуется в текстурированных материалах из ВТСП YBCO (если, конечно, измерение  $J_c$  любым методом, магнитным или транспортным, выполнено на однодоменном образце без слабых связей), где краевые дислокации, линии которых в основном параллельны  $ab$ -плоскости кристаллов YBCO, вместе со случайно распределенными точечно-подобными дефектами и двойниками дают вклад в пиннинг и динамику магнитного потока.

Существенная разница в особенностях микроструктуры (точнее, в

спектре дефектов кристаллов  $\text{YBCO}$ ), которые ответственны за величину  $J_c$ , приводит к отличиям в поведении тонких пленок и монокристаллов по отношению к приложенному внешнему магнитному полю и его направлению. Зависимости  $J_c(H)$  и  $M_{irr}(H)$  для монокристаллов демонстрируют ярко выраженный пик-эффект (называемый иногда эффектом «рыбьего хвоста», т. е. «fishtail-effect», который впервые был найден Д. Ларбалестье и его сотрудниками [11]), что означает сильно немонотонное поведение зависимостей  $J_c(H)$  и  $M_{irr}(H)$  со значительным максимумом в области промежуточных полей, в то время как в пленках  $\text{YBCO}$  это явление не обнаруживается. В последнее время появились кардинально обновленные представления о возникновении пик-эффекта [12, 13]. Постулируется его фундаментальная природа. Предлагается называть его вторым (или вторичным) пиком намагниченности [14], поскольку он чаще связывается с характером зависимостей  $M(H)$ , а не  $J_c(H)$ . Высказывается предположение, что он обусловлен изменением состояния вихревой решетки и ее переходом из более упорядоченного состояния при малых полях в менее упорядоченное в более сильных полях.

Угловые зависимости  $J_c(\theta)$  и  $M_{irr}(\theta)$ , измеренные в различных магнитных полях, также оказались совершенно отличающимися для монокристаллов по сравнению с тонкими пленками. Аномальные  $J_c(H, \theta)$  и  $M_{irr}(H, \theta)$  зависимости для монокристаллов впервые были обнаружены в работах [6, 7, 15–20]. Вначале были сделаны попытки объяснить пик-эффект неоднородностями микроструктуры монокристаллов, однако вскоре стало ясно, что это есть фундаментальное свойство сверхпроводников со сравнительно слабым пиннингом. Таким образом, исследования угловых и магнитно-полевых зависимостей плотности критического тока ВТСП- $\text{YBCO}$  в разных структурных состояниях оказались предельно важными и информативными для ясного понимания вкладов различных дефектов в объемную силу пиннинга,  $F_p$ , ее анизотропии, а также общей природы поведения вихревой решетки ВТСП- $\text{YBCO}$ , включая как квазистатику, так и динамику.

Имеется три главных типа естественных («intrinsic») дефектов в сверхпроводнике  $\text{YBCO}$ , которые являются наиболее эффективными центрами пиннинга, дающими вклад в суммарную плотность силы пиннинга,  $F_p$ : (1) «нуль-мерные» точечно-подобные дефекты — кислородные вакансии; (2) одномерные линейные дефекты — дислокационные линии и петли; (3) двумерные плоские дефекты — границы двойников. Автор надеется обосновать утверждение о том, что вклад дислокаций в пиннинг является, очевидно, доминирующим в случае тонких пленок [4, 5, 8, 10] и текстурированных материалов [6], где зависимости  $J_c(H)$  монотонны (т. е. без каких-либо следов пик-эффекта по крайней мере в пленках), а кривые  $J_c(\theta)$  характеризуются двумя явными максимумами при  $H \parallel C$  и  $H \parallel ab$  ориентациях [6, 19, 20]. В недавних работах с участием автора настоящего обзора [7, 15, 16,

18, 21] было показано, что монокристаллы YBCO демонстрируют весьма необычные свойства, т. е. аномальное поведение  $J_c(H, \theta)$ -зависимостей, которые отражают доминирующий вклад хаотически распределенных, слабых, но многочисленных точечно-подобных дефектов.

В данном обзоре делается попытка идентифицировать и четко разделить влияние различных дефектов на поведение вихрей Абрикосова в умеренно анизотропных сверхпроводниках с высокими  $T_c$  (таких, как YBCO и подобных), где фактор анизотропии  $\Gamma = (m_c/m_{ab})^{1/2} = \lambda_c/\lambda_{ab} = \xi_{ab}/\xi_c \approx 5-10$  (здесь  $\lambda_c$  и  $\lambda_{ab}$ ,  $\xi_{ab}$  и  $\xi_c$  есть соответственно глубины проникновения магнитного поля, а также длины когерентности вдоль направления оси  $C$  и в плоскости  $ab$  слоистой кристаллической структуры ВТСП-купратов). В этом случае длина когерентности вдоль оси  $C$  кристалла,  $\xi_c$ , все еще значительно превышает расстояние между слоями  $\text{CuO}_2$  и поэтому в широком температурном интервале  $T < T_c$  вихри Абрикосова ведут себя как протяженные непрерывные вихревые линии. Их поведение адекватно описывается анизотропными уравнениями Гинзбурга–Ландау (или даже модифицированными уравнениями Лондона), причем, как было показано Дж. Блаттером и др. [22], почти все результаты, полученные для изотропных сверхпроводников, могут быть использованы с помощью достаточно общих скейлинговых соотношений для получения картины в анизотропном случае, конечно, пока континуальное приближение Гинзбурга–Ландау остается применимым, т. е. если плотность потока достаточно велика, чтобы индукцию  $B$  в сверхпроводнике можно было считать однородной в пространстве.

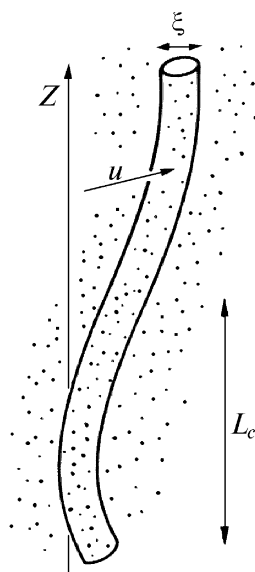
Предельно важно учитывать, однако, что и в таких умеренно анизотропных ВТСП-купратных кристаллах с набором дефектов, имеющих различную размерность, следует ожидать возникновения размерно-чувствительных пиннинга и динамики магнитного потока. Действительно, как известно, взаимодействие решетки линий магнитного потока в сверхпроводниках второго рода со слабым пиннингом на дефектах (точнее, со случайным точечно-подобным потенциалом пиннинга) может быть описан в рамках теории коллективного пиннинга Ларкина–Овчинникова [23, 24].

Теория ЛО предсказывает нарушение дальнего порядка в решетке вихрей вследствие их взаимодействия не только между собой, но и со слабым хаотическим потенциалом пиннинга на точечно-подобных дефектах. Линии магнитного потока, как предполагается, не могут быть эффективно запиннигованы одним отдельным дефектом и потому статистическое рассмотрение взаимодействия с ансамблем дефектов оказывается необходимым для этого. Взаимодействуя со множеством точечных центров, вихревая решетка испытывает деформацию, которая может быть описана количественно с помощью минимизации функционала свободной энергии сверхпроводника за счет баланса проигрыша в упругой энергии решетки ли-



ний потока и выигрыша в энергии пиннинга. Данный вихрь при этом занимает некоторое новое деформированное положение, обеспечивающее минимум свободной энергии [25] (см. Рис. 1), а вся решетка вихрей теряет дальнедействующую трансляционную симметрию, образуя систему когерентно-упруго-запиннигованных доменов Ларкина, в каждом из которых ближний порядок сохраняется, причем размер этих доменов определяется равновесием между силой пиннинга и упругими силами. Плотность критического тока,  $J_c$ , зависит от среднеквадратичной силы пиннинга всех центров, действующих когерентно внутри каждого домена Ларкина. Понятно, что  $J_c$  будет увеличиваться при уменьшении корреляционного объема домена:  $J_c \propto V_c^{-1/2}$ , где  $V_c = L_c R_c^2$  ( $L_c$  и  $R_c$  — продольный и поперечный корреляционные радиусы домена; Рис. 2).

Идея коллективного пиннинга была существенно развита и доработана после открытия ВТСП [25]. Было высказано предположение [26, 27], что при увеличении силы пиннинга запиннигованное ларкинское состояние вихревой материи (состояние квазирешетки или квазикристалла Абрикосова) может превращаться в так называемое **вихревое стекло**, которое характеризуется расходящимися (при стремлении к нулю движущей силы, т. е. тока) потенциальными барьерами для движения вихрей. При этом на вольт-амперной ха-

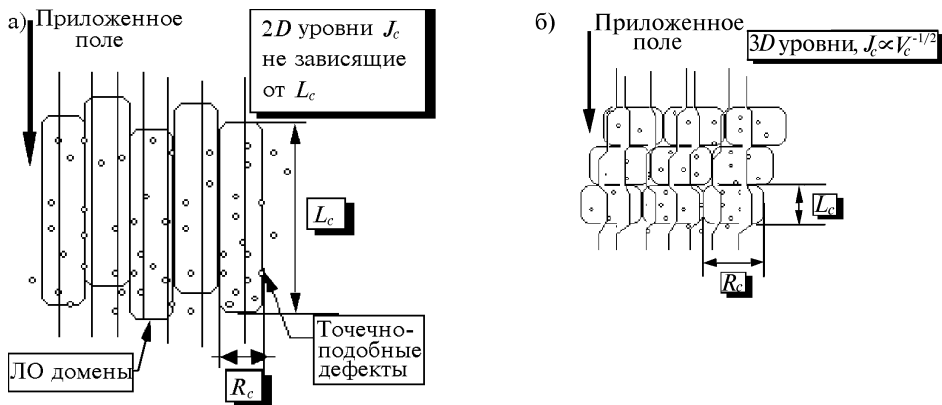


**Рисунок 1.** Одиночная вихревая линия, запиннигованная коллективным воздействием множества слабых хаотически распределенных точечно-подобных центров пиннинга. С точки зрения авторов работы [25] только флуктуации плотности таких центров способны запинниговать вихрь.

рактически появляется нелинейный отклик на сколь угодно малую движущую силу [26, 27].

Идея размерного кроссовера (в дальнейшем — РКО) органически вытекает из теории ЛО [28, 29]: если длина продольного корреляционного радиуса  $L_c$  становится сравнимой с размером образца  $d$  вдоль направления приложенного магнитного поля, логично ожидать перехода из трехмерно ( $3D$ ) разупорядоченного состояния решетки линий потока в двумерно ( $2D$ ) разупорядоченное, как показано на схеме — Рис. 2 а, б. Таким образом, теория коллективного пиннинга рассматривает обычно как условие появления  $2D$ -состояния критерий  $L_c \geq d$ . Отсюда сразу следует корневая зависимость объемной силы пиннинга от приложенного магнитного поля  $F_p \propto H^{1/2}$  (и, соответственно, для плотности критического тока  $J_c \propto H^{-1/2}$ ). Первое экспериментальное наблюдение РКО принадлежит П. Кесу и К. Цуй [28].

Для аморфных пленок ниобий-германий, где слабый пиннинг ожидается по определению, был найден резкий пик в зависимости  $J_c(H)$  вблизи  $H_{c2}$  [28, 29, 30] и было высказано предположение, что именно РКО является причиной этой аномалии. Впоследствии подобные аномальные повышения критического тока при росте магнитного поля были обнаружены также в монокристаллах ВТСП-купратов YBCO и  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (BSCCO-2212) [11, 31], причем его иногда называют эффектом «рыбий хвост» — для YBCO — или эффектом «наконечник стрелы» — для BSCCO. Таким образом, можно предполагать, что пик-эффект в зависимостях  $J_c(H)$  и  $M(H)$  является общим



**Рисунок 2.** Схематически показаны когерентно-запиннированные домены Ларкина для случайного точечно-подобного пиннинга в духе теории Ларкина–Овчинникова [23, 24]. а) Двумерно-разупорядоченное состояние решетки вихревых линий ( $L_c \gg R_c$ ); б) трехмерно-разупорядоченное состояние решетки вихревых линий ( $L_c \approx R_c$ ).

свойством сверхпроводников со слабым пиннингом на дефектах, и с преобладанием вклада коллективных эффектов, т. е. упругого межвихревого взаимодействия. Представлялось естественным распространить концепцию РКО на случай средне-анизотропных ВТСП монокристаллов  $\text{YBCO}$ , принимая во внимание специфику механизмов пиннинга и значительно более высокий интервал температур, чем для аморфного НТСП ниобий–германий. Показано [7, 18, 21], что первоначальная идея РКО оказывается легко обобщаемой на случаи, когда РКО является внутренне инициируемым за счет [7, 18, 21]:

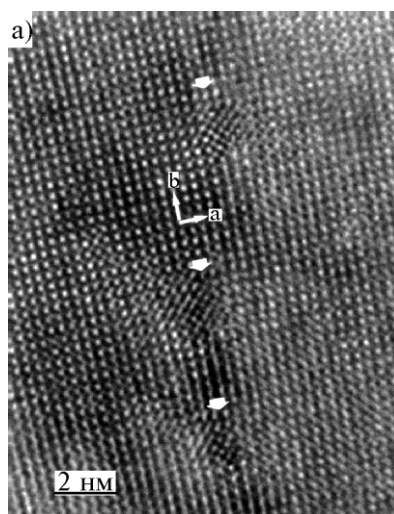
а) дисперсии упругого модуля изгиба  $C_{44}(k)$ , зависящего от волнового вектора деформации вихревой решетки;

б) интерференции между  $3D$  точно-подобным и  $2D$  коррелированным разупорядочениями решетки вихрей;

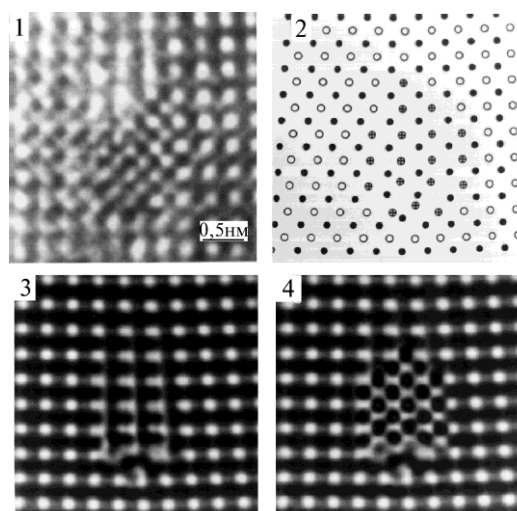
в) перехода между различными модами динамики медленно или быстро движущейся решетки линий потока.

В данном обзоре представлено качественное рассмотрение сценариев, которые могут приводить к резким изменениям характера разупорядочения вихревой решетки, касающегося его размерности, и, следовательно, к значительным аномалиям сверхпроводящих транспортных и магнитных свойств в приложенных внешних полях  $H_{c1} \ll H \ll H_{c2}$ .

Далее, основываясь на новом понимании вкладов и роли дефектов различной размерности по отношению к пиннингу вихрей Абри-



**Рисунок 3а.** Электронно-микроскопическое изображение [33, 34] с высоким разрешением трех краевых дислокаций (указаны стрелками), которые были наблюдаемы в малоугловой наклонной междоменной границе (угол разориентировки в  $ab$ -плоскости  $\theta = 3,5^\circ$ ). Дислокации имеют плотные, но уширенные ядра, подробнее показанные на Рис. 3б. Их вектор Бюргерса равен  $a[100]$ .



**Рисунок 36.** ВРЭМ изображение ядра одной из краевых дислокаций в доменной малоугловой наклонной  $3,5^\circ$ -ной границе в тонкой пленке YBCO [33, 34]. 1. Атомная модель дислокационного ядра; 2. ВРЭМ изображение, смоделированное для случая, где  $\oplus$  есть Y, Ba атомные колонны; 3, 4. ВРЭМ изображение, смоделированное для случая, где  $\oplus$  есть Cu атомные колонны. (Снимки любезно предоставлены д-ром Карлом Мерклом из Аргоннской Национальной Лаборатории [33, 34]).

косова, а также учитывая последние результаты электронной микроскопии высокого разрешения, в обзоре обсуждается загадка высоких  $J_c(H)$  в тонких эпитаксиальных биаксиально-ориентированных пленках ВТСП-YBCO. Автор надеется, что предлагаемое объяснение достаточно хорошо аргументировано и подтверждено экспериментальными данными. Основная идея состоит в том, что в пленках YBCO в отличие от монокристаллов доминирующую роль играет не коллективный, а индивидуальный пиннинг вихрей на предельно сильно пиннирующих протяженных линейных дефектах — краевых дислокациях, которые, во-первых, как оказалось, являются наиболее эффективными пиннинг-центрами, а, во-вторых, их плотность в пленке, как показано, могла бы обеспечить *индивидуальный* пиннинг *всех* вихрей в магнитных полях с индукцией, по крайней мере, до 2 Тесла! Действительно, как было убедительно показано с помощью электронной микроскопии высокого разрешения [32–34], ядра краевых дислокаций в YBCO представляют собой «каналы» диаметром до 5–7 межатомных расстояний с сильно искаженной, по-видимому, аморфизованной структурой (Рис. 3 а, б).

Как показано, ядра обогащены медью по сравнению со стехиометрическим YBCO (см., например, [33]). Можно уверенно принимать, что ядра дислокаций являются несверхпроводящими как и ра-

диационные треки, полученные при обстреле тяжелыми ионами с высокой энергией ( $E \geq 0,5\text{--}1$  ГэВ) [35], и, таким образом, обеспечивающими наиболее эффективный механизм «кор-пиннинга» по длине каждого вихря, если плотность дислокаций соизмерима с плотностью вихрей.

Вслед за первыми свидетельствами о высокой плотности перпендикулярных пленке краевых дислокаций [36, 37], убедительные результаты методом просвечивающей электронной микроскопии с использованием техники картин Муара о дислокационной структуре были получены авторами [18, 21, 38] при исследовании тонких эпитаксиально-выращенных биаксиально-ориентированных пленок  $\text{YBCO}$  с наиболее высокими  $J_c$  (более, чем  $10^6$  А/см<sup>2</sup> при 77 К), где вблизи интерфейса пленка-подложка найдена экстремально большая плотность краевых дислокаций роста (до  $2 \cdot 10^{11}$  линий/см<sup>2</sup>). Обнаруженные дислокации образуют более или менее хорошо сформированные малоугловые границы доменов (или блоков) азимутальной мозаичности с характерным размером около 20 нм (на монокристаллической подложке из  $\text{MgO}$ ) и с разориентировкой около  $1^\circ$ , что согласуется с данными  $\varphi$ -сканирования при рентгеновской дифрактометрии.

Развита модель [18, 21, 37–39] псевдоморфного двумерного эпитаксиального роста пленки на монокристаллической подложке со слегка несовпадающими размерами элементарных ячеек их кристаллической структуры. Показано, что псевдоморфное зарождение и рост начальных атомных слоев пленки на интерфейсе для минимизации интерфейсной свободной энергии сопровождается разбиением пленки на домены, которые слегка разворачиваются в азимутальной плоскости по отношению друг к другу, образуя границы кручения с подложкой (с помощью системы винтовых дислокаций) и наклонные границы друг с другом (за счет образования краевых дислокаций). Размеры доменов, угол их взаимной разориентировки, а следовательно, междислокационные расстояния в наклонной границе зависят от степени несовпадения кристаллических решеток. Найдено, что при развороте на угол  $\leq 1^\circ$  границу можно считать наклонной, в то время как при более сильных разориентировках граница становится сложной границей наклона/кручения, а образующие ее дислокации имеют как краевую, так и винтовую компоненты [18, 21, 37, 38].

Развита дислокационная модель [5, 8, 18, 21, 40] транспорта вихревых линий магнитного потока в тонких пленках ВТСП- $\text{YBCO}$ , содержащих малоугловые наклонные границы — дислокационные «стенки», т. е. эквидистантные ряды линейных дефектов, эффективно пиннингующих вихри по всей их длине. В этой модели, которая адекватно описывает существующие экспериментальные данные о транспортных свойствах биаксиально-ориентированных пленок и бикристаллов  $\text{YBCO}$  в смешанном состоянии, делается обоснованное предположение о том, что движение вихрей (при ориентации

внешнего магнитного поля перпендикулярно плоскости пленки) происходит именно вдоль малоугловых границ доменов несмотря на сильный пиннинг на линейных дефектах — ядрах краевых дислокаций.

Оказалось, что в рамках этой модели может быть легко показано, что очень сильная зависимость плотности критического тока  $J_c$  от угла разориентировки  $\theta$  соседних доменов (кристаллов) в  $ab$ -плоскости является **внутренним** свойством поведения вихревых линий в малоугловой наклонной границе, причем никаких дополнительных предположений не требуется в отношении влияния изменения угла разориентировки на прозрачность границы (по отношению к квазичастицам) и ее джозефсоновские свойства.

Показано, что закон  $J_c(\theta)$ -падения с увеличением угла азимутальной разориентировки может быть количественно описан в рамках этой «дислокационной» модели, причем характер зависимости зависит от температурного интервала (отличается существенно для низких,  $T \ll T_c$ , и высоких,  $T \leq T_c$ , температур), поверхностных эффектов, а также уровня  $E_c$ -критерия (т. е. величины электрического поля) при определении  $J_c(\theta)$  из вольт-амперной характеристики (т. е.  $E$ - $J$  зависимости).

Найдено с помощью наблюдений методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ), что в эпитаксиальных пленках YBCO в процессе зарождения и роста образуются несколько различных ансамблей линейных дефектов в зависимости от реальных условий формирования пленки. Эти дислокационные ансамбли можно подразделить следующим образом:

I. Ансамбли краевых дислокаций:

а) краевые дислокации несовпадения на интерфейсе, возникающие за счет обычной сдвиговой одномерной релаксации деформаций несоответствия кристаллических решеток между подложкой и растущей пленкой при гетероэпитаксии [39];

б) петли краевых дислокаций, связанные с дефектами упаковки (т. е. с локальным образованием добавочных или отсутствующих сегментов медно-кислородных плоскостей), линии которых параллельны  $ab$ -плоскости [41];

в)  $a[100]$  краевые дислокации в малоугловых наклонных границах мозаичных доменов, их плотность достигает и даже может превышать  $10^{11}$  линий/см<sup>2</sup>; они образуются по крайней мере с помощью трех различных механизмов:

1. вследствие двумерного механизма эпитаксиального ростовой моды (ниже 730–740°C), когда вращательная релаксация несоответствия кристаллических решеток на интерфейсе имеет место [18, 21];

2. благодаря специфической ростовой моде, которая может реализовываться из-за вращательного несоответствия кристаллических решеток на интерфейсе (подобно тому, как это происходит при

росте YBCO на  $R$ -плоскости монокристалла сапфира, покрытого буферным слоем кубического  $\text{CeO}_2$ );

3. при островковом росте (выше  $730\text{--}740^\circ\text{C}$ ) за счет коалесценции слегка разориентированных друг по отношению к другу соседних растущих трехмерно островков [36].

II. Ансамбли винтовых дислокаций:

а) сетка винтовых дислокаций, образующихся на интерфейсе в малоугловых вращательных границах, плотность таких дислокаций согласно Риду [42] пропорциональна углу поворота;

б) винтовые дислокации, линии которых параллельны оси  $C$ , которые являются источником и следствием спиралеобразного трехмерного островкового роста при температурах выше некоей критической (для осаждения YBCO эта температура составляет  $730\text{--}740^\circ\text{C}$ ) [4, 43].

Важно отметить, что винтовые дислокации в отличие от краевых едва ли могут давать заметный вклад в объемную силу пиннинга, поскольку диаметр их ядра на порядок определения  $J_c(\theta)$  из вольт-амперной характеристики (т. е.  $E\text{--}J$  больше по сравнению с диаметром ядра краевых дислокаций а их плотность на два–три порядка величины меньше (не более  $10^8\text{--}10^9$  линий/см<sup>2</sup>).

Двухпиковая угловая зависимость  $J_c(H, T)$ , впервые обнаруженная Заеманн-Ищенко и его сотрудниками [19] при измерении плотности критического тока транспортным методом с вращением вектора приложенного магнитного поля по отношению к направлению оси  $C$  (сохраняя постоянное значение силы Лоренца), была затем более детально изучена затем в наших работах [44–47]. Она оказалась фактически инструментом для зондирования тех дислокационных ансамблей, которые сформировались в YBCO пленках в зависимости от механизма зарождения и роста. Два  $J_c(H)$ -максимума всегда соответствуют  $H \parallel C$  и/или  $H \parallel ab$ , что указывает на существование только двух выделенных направлений линейных дефектов в YBCO пленках. Относительная высота максимумов изменяются с температурой, приложенным полем и величиной критерия электрического поля  $E_c$ , т. е. скорости движения вихревого ансамбля.  $J_c(H)$ -пик при  $H \parallel C$  сначала растет с ростом температуры и затем постепенно становится все меньше по мере приближения к  $T_{irr}(H)$ . Причина такого поведения в том, что, как предполагается,  $J_c(H \parallel C)$ -максимум состоит не только из пика на вершине, обусловленного пиннингом на краевых дислокациях типа  $a[100]$ , но и куполообразного пьедестала за счет взаимодействия вихрей с линейными дефектами, лежащими в  $ab$ -плоскости. Вихри пересекают такие дислокации, как впервые показал Салама [6], взаимодействуя с ними как с точечно-подобными дефектами.

$J_c(H \parallel ab)$ -пик «выживает» при всех температурах, полях и скоростях движения вихревой решетки. Можно предполагать, что его при-

чиной является, с одной стороны, пиннинг на многочисленных линейных дефектах в плоскостях, параллельных  $ab$ -плоскости, и, с другой стороны,  $H_{irr}$ -анизотропия (т. е. эффект изменения вида вольтамперных характеристик вследствие кристаллической анизотропии за счет изменения анизотропии резистивности в разных режимах течения потока).

Интересно отметить необычное поведение зависимостей  $J_c(H)$  при  $H \parallel C$ . Они состоят из трех частей, отличающихся наклоном. Самая низкополевая часть  $J_c(H)$  практически не зависит от напряженности приложенного поля. Можно предполагать, что здесь имеет место режим индивидуального пиннинга вихрей. В промежуточных полях зависимость  $J_c(H)$  становится обратной корневой, т. е.  $J_c(H) \propto H^{-0,5}$ , что, как известно, эквивалентно  $F_p(H) \propto H^{0,5}$  и соответствует случаю, когда вихревой ансамбль можно рассматривать как двумерно-упруго-деформируемую среду, в которой параболичность потенциала пиннинга не нарушается при изменении расстояния между вихрями. Дальнейшее увеличение напряженности приложенного внешнего поля ведет к переходу в новое состояние, при котором  $J_c(H \parallel C)$  начинает падать значительно быстрее. Предположительно, данный кроссовер может быть вызван взаимодействием вихревой решетки (ВР) со хаотическими точечно-подобными центрами пиннинга. В поле, соответствующем кроссоверу,  $a_0 \sim (\phi_0/H)^{1/2}$  становится сравнимым с поперечным размером доменов мозаичности, разделенных дислокационными малоугловыми границами. Ниже этого поля ВР «воспринимает» сетку дислокационных границ как хаотическое множество со случайным распределением, подстраиваясь под нее в виде двумерно-разупорядоченного состояния типа коррелированного Бозе-стекла с высоким значением изгибного модуля  $C_{44}$ . Повышение поля приводит к тому, что выигрыш в свободной энергии ВР благодаря пиннингу вихрей на линейных дефектах становится меньше, чем проигрыш вследствие  $2D$  упругой деформации ВР. В результате для значительной части вихрей оказывается выгодным оставаться внутри доменов, будучи слабо-запиннированными только за счет точечно-подобных дефектов. Эти вихри в соответствии с представлениями [7, 12, 13, 15, 16, 21] оказываются неустойчивыми по отношению к боковым изгибным блужданиям благодаря резкому уменьшению их эффективного линейного натяжения. Резистивность возрастает за счет этого вклада и  $J_c$  падает.

Таким образом, в конечном счете, по-видимому, возникает новое неоднородное состояние вихревого ансамбля, в котором часть вихрей запиннигована в дислокационных границах и может дрейфовать путем образования «кинков» только вдоль них под действием силы Лоренца, в то время как другая часть, размягчаясь по отношению к коротковолновым боковым деформациям и блуждая внутри доменов, с трудом диффундирует сквозь дислокационные стенки,



упакованные вихрями. Поведение такого ансамбля вихрей зависит от реальных характеристик микроструктурного состояния пленки, которое может быть существенно оптимизировано.

## 2. ПОСТРОЕНИЕ ИЗЛОЖЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ И ЛОГИЧЕСКАЯ КОНЦЕПЦИИ

Теперь несколько слов об особенностях и структуре данного обзора. Обычно принято излагать все результаты и все точки зрения, анализируя их и сопоставляя в поисках истины. Однако, поскольку автору представляется, что полученные его коллегами вместе с ним результаты и предлагаемый подход являются (пока?) наиболее внутренне логичными, позволяющими понять и непротиворечиво объяснить (в духе последних основополагающих теоретических работ [12–14, 25, 48–53]) в совокупности особенности поведения электрических и магнитных свойств высокотемпературного сверхпроводника  $\text{YBCO}$ , он позволил себе поступить иначе. Во-первых, излагаются прежде всего собственные результаты, которые по необходимости дополняются и сопоставляются с результатами других авторов. Во-вторых, все результаты, свои и чужие «нализуются» на концепцию, предлагаемую и обосновываемую автором:

1) Доминирующую роль в поведении  $J_c(H, \theta)$  в монокристаллах  $\text{YBCO}$  играет слабый пиннинг на точечно-подобных дефектах, который разыгрывается на фоне коллективных эффектов.

2) Весьма важную роль в поведении вихревых линий играют не только (и не столько) длинноволновые интегральные (определяемые взаимодействием со всем ансамблем точечных дефектов, см. Рис. 1) деформации, но и коротковолновые малые изгибные деформации с отдельными точечными центрами, которые являются причиной трехмерного разупорядочения вихревой решетки.

3) Причиной угловых и магнитно-полевых аномалий в поведении  $J_c(H, \theta)$  в монокристаллах  $\text{YBCO}$  являются размерные кроссоверы от двумерного к трехмерному разупорядочению решетки вихрей Абрикосова.

4) Трехмерное разупорядочение обеспечивает более высокие  $J_c(H, \theta)$  в монокристаллах  $\text{YBCO}$ , так как появляется существенный дополнительный вклад от слабых, но многочисленных точечных сил.

5) Появление «разбавленной» системы протяженных коррелированно-расположенных линейных или планарных дефектов на фоне плотного множества хаотичных трехмерных точечных пиннинг-центров способно приводить к заметному понижению плотности силы пиннинга и  $J_c(H, \theta)$  за счет эффективного повышения модуля изгиба  $C_{44}(k)$  вихревой решетки.

6) Концентрированная система высоко коррелированных линейных дефектов с поперечным размером порядка  $\xi_{ab}$  обеспечивает

наиболее эффективное закрепление параллельных им вихрей и величину  $J_c(H||C) > 10^6$  А/см<sup>2</sup> при 77 К и, хотя при этом пиннигирующее действие точечных центров заблокировано, это оказывается несущественным, так как  $J_c(H||C)_{\text{дислок}} \gg J_c(H||C)_{\text{точечн}}$ .

7) Наиболее высокие плотности критического тока обеспечиваются множеством параллельных направлению магнитного поля линейных дефектов в режиме индивидуального пиннинга.

8) Когда плотность вихрей увеличивается и межвихревое расстояние становится меньше глубины проникновения, то коллективные эффекты начинают играть существенную роль, вызывая падение  $J_c(H)$ . При этом важную роль играет реальная тонкая структура пленки: размер мозаичных доменов и угол разориентировки между ними.

9) В эпитаксиальных пленках YBCO в процессе их зарождения и роста образуются несколько различных ансамблей линейных дефектов в зависимости от реальных условий формирования пленки, причем определяющую роль в формировании угловых зависимостей  $J_c(H, \theta)$  играют ансамбли краевых дислокаций, линии которых параллельны оси С.

10) По крайней мере три разных состояния вихревой решетки могут существовать, переходя последовательно друг в друга, в пленках YBCO, когда магнитное поле параллельно оси С: (1) состояние разбавленных индивидуально-запиннигованных вихрей, (2) «сильное» Бозе-стекло (3) новое неоднородное состояние вихревого ансамбля.

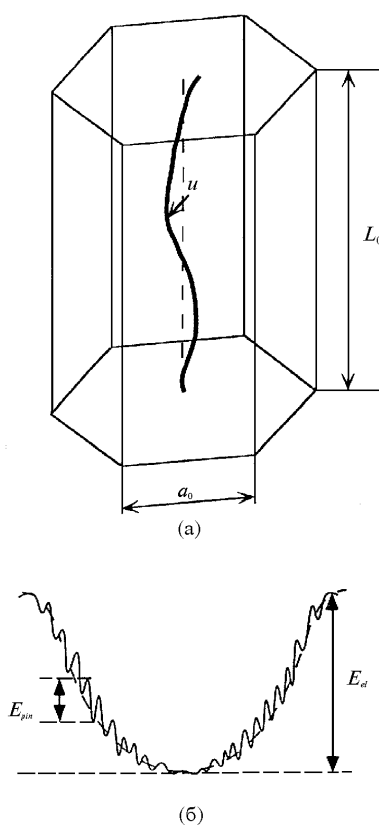
11) Новое неоднородное состояние вихревого ансамбля возникает при  $H(H||C) > H_{\text{crit}}$  в котором часть вихрей запиннигована в дислокационных границах и может дрейфовать путем образования «кинков» только вдоль них под действием силы Лоренца, в то время как другая часть, размягчаясь по отношению к коротковолновым боковым деформациям и блуждая внутри доменов, с трудом диффундирует сквозь дислокационные стенки, упакованные вихрями.

### **3. ПИННИНГ ВИХРЕВЫХ ЛИНИЙ, РАЗУПОРЯДОЧЕНИЕ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКИ И РАЗМЕРНОСТЬ ДЕФЕКТОВ**

Хорошо известно, что структурные дефекты и неоднородности сверхпроводника пиннигируют вихревые линии, создавая неупорядоченность вихревой решетки, которую принято называть статическим или «закаленным» беспорядком, (в отличие от динамического беспорядка, вызываемого термическими флуктуациями). Однако, поскольку в смешанном состоянии обычно  $a_0 < \lambda_L$  (или даже  $a_0 \ll \lambda_L$ ), имеет место также межвихревое взаимодействие, которое и ведет к образованию вихревой решетки. Это взаимодействие наиболее наглядно может быть представлено в рамках среднеполевого описания на основе «модели ящика (клетки)» твердой вихревой материи [12, 14, 48, 49], в которой данный вихрь оказывается заключенным в

гармонической потенциальной яме-клетке, созданной остальной решеткой (см. Рис. 4 а, б). Свободная энергия и другие конфигурационные средние величины могут быть оценены с помощью разбиения линии данного вихря на независимые сегменты, длина которых должна быть достаточной для того, чтобы позволить описание поведения, ограничиваясь внутренностью одной «клетки» (см. Рис. 4 а; понятно, что это должна быть ларкинская продольная корреляционная длина  $L_c$ ).

Обозначим положение вихря с помощью двумерной координаты  $r(z) = \{x(z), y(z)\}$  в плоскости, перпендикулярной вихрю, и будем счи-



**Рисунок 4.** Схематическое представление поведения вихревой линии в потенциальном ящике (или «клетке») благодаря упругому взаимодействию с соседними вихрями, которое, в свою очередь, возмущено за счет точечного беспорядка [12, 14]. а) Рассматриваемая вихревая линия, блуждающая внутри ящика благодаря действию множества точечных дефектов; б) в небольших полях ниже «второго пика намагничивания» ( $B < B_{sp}$ ) энергия пиннинга  $E_{pin}$ , которая имеет место из-за беспорядка, значительно меньше, чем упругая энергия  $E_{elastic}$  [12].

тать направление магнитного поля параллельным оси  $Z$ . Тогда энергия сегмента вихревой линии длиной  $L$  будет согласно [14]:

$$E\{r(z)\} = \int_0^L \left\{ \frac{1}{2} g \left( \frac{dr(z)}{dz} \right)^2 + \frac{1}{2} kr^2(z) \right\} dz \quad (1)$$

Здесь  $g$  — это константа межвихревой связи, которая на самом деле есть просто *локальный* (см. ниже) модуль изгиба  $C_{44}$ , который измеряет энергию упругой деформации смещения части вихревой линии от направления внешнего магнитного поля. Кривизна гармонического удерживающего потенциала

$$K \approx d^2V / dr^2 \Big|_{r=a_0}$$

определяется как вторая производная от потенциала взаимодействия между вихрями (экранированного потенциала Юкавы)

$$V(r) = 2\varepsilon_0 K_0(r / \lambda),$$

где  $\varepsilon_0$  есть энергия вихря на единицу его длины и  $\lambda$  — лондоновская глубина проникновения в плоскости, перпендикулярной оси  $Z$ . Хотя величина  $K_0(\rho)$  уменьшается экспоненциально, стремясь к нулю при  $\rho \gg 1$ , она приблизительно равна  $-\ln \rho$  для  $\rho = a_0/\lambda < 1$ , т. е. для наиболее реального в эксперименте интервала магнитных полей. Таким образом, величина, которая на языке теории Лабуша [14] обозначается  $\alpha_L$  и называется константой Лабуша, оказывается примерно равной  $K \approx \varepsilon_0/a_0^2$ . В том же интервале полей можно определить величину  $g$  как произведение энергии вихревой линии на константу анизотропии, т. е. на отношение продольной и поперечной эффективных масс носителей,  $g = (m_{\perp}/m_z)\varepsilon_0$ . Так как в ВТСП отношение  $m_{\perp}/m_z \ll 1$ , то для ориентаций поля близких к  $H \parallel C$  (или  $H \parallel Z$ ) модуль изгиба вихревой решетки становится существенно меньше. Это означает, что решетка «размягчается» в анизотропном сверхпроводнике по отношению к изгибным деформациям, что будет важно при дальнейшем рассмотрении.

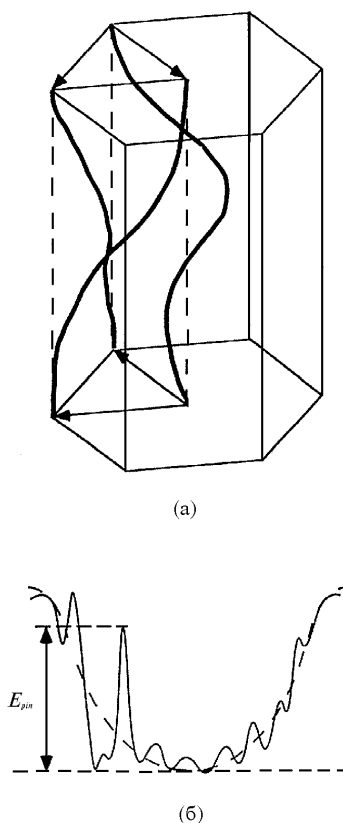
Теперь необходимо учесть присутствие структурных несовершенств, которые создают точечно-подобный случайный хаотический потенциал пиннинга, возмущающий описанную выше межвихревую потенциальную яму. На Рис. 4 б схематически показана такая гармоническая яма, где потенциал упругого взаимодействия «модулирован» слабыми точечно-подобными центрами. Особенностью статического разупорядочения в ВТСП кристаллах является то, что результирующий пиннинг на отдельном дефекте обычно слаб из-за высокой рабочей температуры (например, 77 К) и большой анизотропии. Поэтому принято считать (см., например, [25]), что линии потока не могут быть эффективно запиннированы отдельным дефек-

том и что для этого требуется *ансамбль* дефектов. Статистическая механика слабого разупорядочения была впервые рассмотрена Ларкиным [23, 24], который ввел понятие коллективного пиннинга. Основная идея теории слабого коллективного пиннинга состоит в том, что почти линейный рост среднеквадратичной энергии пиннинга сегмента вихря  $\langle \xi_{pin}^2(L) \rangle^{1/2}$  при увеличении  $L$  должен быть «обрезан» на характеристической длине коллективного пиннинга,  $L_c$ , при превышении которой смещение  $u$  вихря стало бы больше характеристического предела его упругой деформации,  $r_p$ . Как упоминалось выше, в присутствии слабого разупорядочения дальний порядок в решетке разрушается, и процесс пиннинга происходит, сопровождаясь разбиением решетки на когерентно-запиннингованные домены Ларкина, размер которых определен балансом сил пиннинга и упругости вихря [24]. На Рис. 1 показано схематически как единичный вихрь пиннигуется и деформируется при коллективном воздействии множества слабых точечно-подобных пиннинг-центров. При таком подходе только флуктуации плотности пиннинг-центров оказываются способными запинниговать вихрь [25], что выглядит неубедительно, так как в совершенных монокристаллах макроскопических по сравнению с размером элементарной ячейки существенных флуктуаций плотности дефектов вряд ли можно ожидать. Для того, чтобы оптимальным образом подстроиться к потенциалу пиннинга, вихревая линия, как предполагается в [25], деформируется плавно (показано на Рис. 1), причем масштабные длины деформации суть: в поперечном направлении — диаметр кора вихря,  $\xi_{ab}$  (корреляционная длина Гинзбурга–Ландау), а в продольном — ларкинская корреляционная длина,  $L_c = (C_{44}/\alpha_L)^{1/2} \approx (g/K)^{1/2}$ . Развитие идей коллективного пиннинга после открытия ВТСП привело к предположению о том, что запиннигованное на точечно-подобных центрах ларкинское состояние может переходить при некоторых условиях в состояние *вихревого стекла*, которое отличается расходящимися барьерами для движения вихрей (как на Рис. 5 а), и, следовательно, должно давать существенно нелинейный отклик на сколь угодно малую движущую силу [26, 27], т. е.  $\lim_{J \rightarrow 0} (E/J) = 0$ . Вопрос о том, каков механизм возрастания разупорядочения в ансамбле вихрей в присутствии точечного пиннинга при повышении приложенного магнитного поля, пока, по-видимому, остается открытым. В недавних теоретических работах (см., например, [12, 13, 25]) высказывается мнение, что в более высоких полях усиливается относительное «блуждание» вихревых линий благодаря индуцированному точечными дефектами беспорядку, что в результате ведет к «перепутыванию» вихрей и к переходу из фазы квазирешетки или брэгговского стекла в перепутанную («entangled-solid») твердую фазу (Рис. 5 а). В качестве механизма предлагается скручивание ячеек решетки вихрей с образованием в ней дислокаций. Соответственно, предложенная модельная  $H$ – $T$  диаграмма для ВТСП с точечным беспорядком может выглядеть, как

показано на Рис. 6.

Предложенная теоретиками и частично подтвержденная экспериментаторами фазовая диаграмма (Рис. 6) схематически отражает ситуацию в анизотропных ВТСП в присутствии только слабого точечно-подобного разупорядочения.

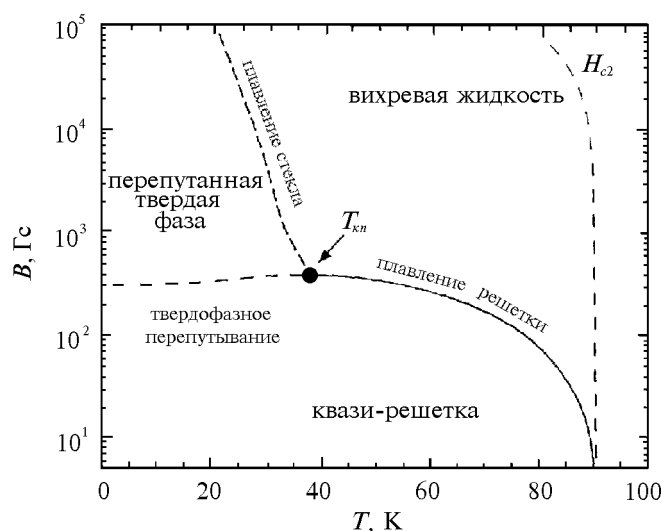
Согласно [12, 13, 25] различают три основные вихревые фазы,



**Рисунок 5.** Эффект увеличения магнитного поля в отношении поведения вихревой линии в потенциальном ящике, предполагающий переход в состояние «перепутанных» вихрей [12]. (а) При возрастании поля энергия пиннинга становится относительно более важной, что ведет к возникновению более «грубого» потенциального ландшафта. При  $B = B_{sp}$  рельеф потенциала демонстрирует два конкурирующих минимума одинаковой глубины благодаря конкуренции упругой энергии за счет «ящика», т. е. соседей, и энергии пиннинга; (б) предполагается, что в полях  $B > B_{sp}$  усиление относительного блуждания вихрей за счет точечного беспорядка приводит к статическому («закаленному») перепутыванию и перестановкам соседних вихрей [12]. В данном обзоре, однако, мы представляем существенно отличающийся подход для понимания такого изменения состояния вихревого ансамбля при  $B_{sp}$ .

представленные на диаграмме: (1) высокотемпературная высоко-полевая **вихревая жидкость**, а также две твердые вихревые фазы, а именно (2) низко-полевая **квазирешетка** и (3) высоко-полевая **перепутанная вихревая твердая фаза**.

Существование двух различных твердых фаз является следствием точечно-подобного разупорядочения. В интервале слабых полей упругие взаимодействия являются ответственными за структуру вихревого твердого тела, где образуется квазирешетка, в которой хорошо сформированная структура периодической решетки сохраняется и дальний порядок оказывается только немного нарушенным. Эту фазу, по-видимому, можно рассматривать как «стекло Брэгга», как недавно было предложено (см., например, в работе [13]). В более сильных полях разупорядочение становится доминирующим фактором, и вследствие взаимодействия вихрей с центрами пиннинга образуется перепутанная вихревая твердь, в которой элементарные ячейки вихревой решетки, как предполагают, оказываются деформированными кручением, и при этом имеет место размножение и



**Рисунок 6.** Схематическая  $H$ - $T$  фазовая диаграмма (в логарифмическом масштабе) смешанного (вихревого) состояния для умеренно- и сильно-анизотропных ВТСП, которая основана на экспериментальных результатах для BSCCO-2212 (и YBCO-123). Фаза квазирешетки является достаточно упорядоченным «твердым» состоянием ВР, которая характеризуется тем, что  $E_{elastic} > E_{pin}$ , в то время как сильно разупорядоченная «твердая» фаза выше линии «второго пика намагничивания» является вихревой фазой с  $E_{pin} > E_{elastic}$  [12, 13].

распространение дислокаций [27].

С другой стороны, как было недавно показано [54] для сильно анизотропного слоистого ВТСП-купрата типа BSCCO-2212, переход в твердом состоянии в более деформированную твердую фазу является узким по полю и резким. Предполагается, что он вероятно есть переход второго рода. Положение на  $H$ - $T$ -диаграмме линий различных переходов, как было показано, сильно зависит от анизотропии и разупорядочения [12]. Предложена феноменологическая модель, которая дает возможность установить происхождение всех трех линий переходов, используя простой обобщенный подход [12]. Подход основан на так называемом критерии Линдемманна, который был обобщен, чтобы сделать его применимым для систем, содержащих разупорядочение. Взаимодействия вихрь-вихрь в рамках этой модели рассматриваются с помощью приближения среднего поля, основанного на «модели ящика» (или «модели клетки») в вихревой твердой фазе [12–14], где данный вихрь рассматривается, как находящийся в гармоническом потенциальном ящике, образованном остальной вихревой решеткой. Модель способна более или менее адекватно описать экспериментально полученную фазовую диаграмму, а также недавно найденные смещения линий перехода с изменением анизотропии [25] и с варьированием степени как точечно-подобного, так и коррелированного разупорядочения. При низких температурах влияние «закаленного» беспорядка эффективно повышается с ростом приложенного магнитного поля. При некотором характеристическом поле индуцированная разупорядочением конфигурационная энтропия начинает конкурировать, а при дальнейшем росте поля - доминировать над упругими потенциальными барьерами. Это и становится причиной перехода от вихревой квазирешетки в состояние сильно-разупорядоченной перепутанной (деформированной кручением) вихревой тверди. Характеристическое магнитное поле,  $B_E$ , перехода квазирешетка–перепутанная «твердь» вихрей может быть, таким образом, определена из уравнения [12]:  $\epsilon_{pin} = \epsilon_{elastic}$ . Автор обзора надеется, вернувшись ниже к этому переходу в ансамбле вихрей, предложить несколько иную картину этого явления, основанную на анализе результатов экспериментов.

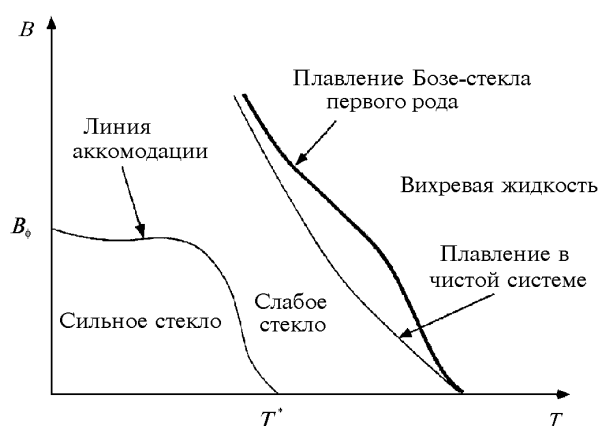
Более прозрачной в качественном отношении по-видимому оказывается картина разупорядочения вихревой решетки в присутствии коррелированной системы протяженных линейных дефектов, т. е. другими словами, в присутствии  $2D$  закаленного беспорядка. После работ Нельсона и Винокура [48, 49] это состояние принято называть «Бозе-стекло», поскольку для его описания были использованы методы квантовомеханической статистики бозонов при их двумерной локализации.

На Рис. 7 показана схематически фазовая  $H$ - $T$ -диаграмма вихревой материи в присутствии коррелированного беспорядка [12]. Предполагается, что линия аккомодации разделяет состояния (ре-



жимы) одночастичного (индивидуального) пиннинга и коллективного пиннинга на линейных дефектах. Эта линия соответствует величине поля («matching field»), при котором плотность вихрей начинает превышать плотность линейных дефектов, но ее главное свойство состоит в том, что согласно [12] она опять таки определяет равенство характеристических энергий: упругой энергии и энергии пиннинга. Ниже линии аккомодации силы пиннинга доминируют, и вихри оказываются сильно смещенными из своих положений равновесия в совершенной решетке.

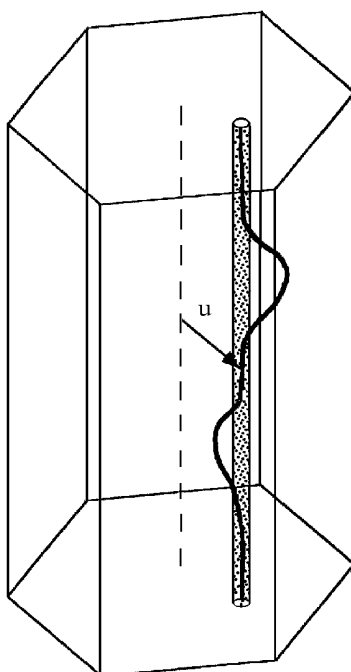
В работе [12] делается попытка найти сходство между этим состоянием вихревого ансамбля («сильное Бозе-стекло») и состоянием перепутанной твердой вихревой материи. Однако одновременно справедливо подчеркивается важная разница между действием линейных и точечных дефектов на вихри. В отличие от точечных дефектов, которые способствуют изгибным боковым смещениям вихревых линий, линейные дефекты *стабилизируют* данный вихрь в упругой потенциальной яме по отношению к термическим флуктуациям и к боковым изгибным деформациям, индуцируемым точечными дефектами, как показано на Рис. 8, подавляя таким образом образование перепутанного твердого состояния.



**Рисунок 7.** Предложенная в [12] схематическая  $H$ - $T$  фазовая диаграмма вихревой материи в присутствии протяженных линейных дефектов. Предполагается, что так называемая «линия аккомодации» отделяет низкополевой/низкотемпературный режим индивидуального пиннинга вихрей («сильное стекло»), где двумерный коррелированный беспорядок доминирует над упругими силами, и вихревая решетка является сильно искаженной, от области с режимом коллективного пиннинга («слабое стекло»). Далее в обзоре будет приведена более реалистичная фазовая диаграмма, построенная нами на основе экспериментальных данных, полученных на пленках  $\text{YBCO}$ .

Зададимся вопросом, как должны вести себя вихри по отношению к еще одному типу протяженных дефектов — планарным дефектам. Их наиболее известными представителями являются границы двойниковых доменов в кристаллах YBCO. Система параллельных друг другу (и вектору магнитного поля) двойников также индуцирует коррелированный беспорядок в вихревом ансамбле.

Имеется однако два существенных отличия. Во-первых, нарушения кристаллической структуры здесь затрагивают только один-два атомных слоя в окрестности двойника, а не пять-шесть и более, как в ядре дислокации или в радиационном треке. Поэтому сила пиннинга на двойнике меньше, в особенности при низких температурах. Во-вторых, пиннинг сильно анизотропен, поэтому все признаки коррели-



**Рисунок 8.** Вихревая линия в потенциальном ящике с протяженным линейным дефектом [12, 14, 48]. Линейные дефекты модулируют параболическую потенциальную яму в ящике («клетке»), создавая новые минимумы и смещая рассматриваемый вихрь из положения равновесия внутри ящика. Показаны также боковые более мало-масштабные деформации вихря от своего положения равновесия внутри ящика. Такие боковые маломасштабные деформации могут возникать благодаря одновременному воздействию слабых случайно распределенных точечных пиннинг-центров, способствующих депиннингу вихря с линейного дефекта.

лированного беспорядка (стабилизация данного вихря в упругой потенциальной яме, подавление его боковых изгибных «блужданий» под действием точечных дефектов, возможность интерференции действия двух типов дефектов) проявляются для случая поперечного движения. Если же движущая сила направлена в точности вдоль двойников, эффекты коррелированного беспорядка пропадают, и это подтверждено экспериментально в нашей работе [15].

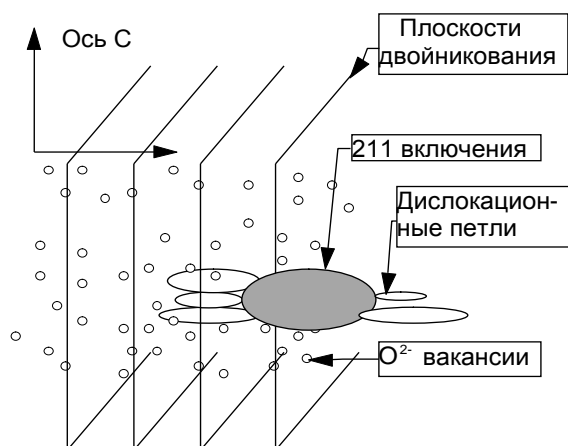
Какие же дефекты в самом деле присутствуют в кристаллах  $\text{YBCO}$ , какие они вносят вклады в  $J_c(H, \theta)$ ,  $M_{irr}(H, \theta)$  и  $F_p(H, \theta)$  и как воздействия разных дефектов могут интерферировать? Из изложенного выше легко понять, что главным фактором, определяющим поведение дефектов по отношению к вихревой материи, является их размерность. Поэтому разделим дефекты на три класса (Рис. 9):

1) нуль-мерные, точно-подобные дефекты: кислородные вакансии, внедренные атомы, радиационные точно-подобные дефекты.

2) одномерные или линейные дефекты: ядра краевых дислокаций, радиационные треки от «обстрела» тяжелыми ионами с высокой энергией.

3) двумерные дефекты: границы двойниковых доменов и, возможно, дефекты упаковки.

Далее рассматриваются и анализируются экспериментальные данные о магнито-полевых и угловых зависимостях плотности критического тока, необратимой намагниченности и объемной силы пин-



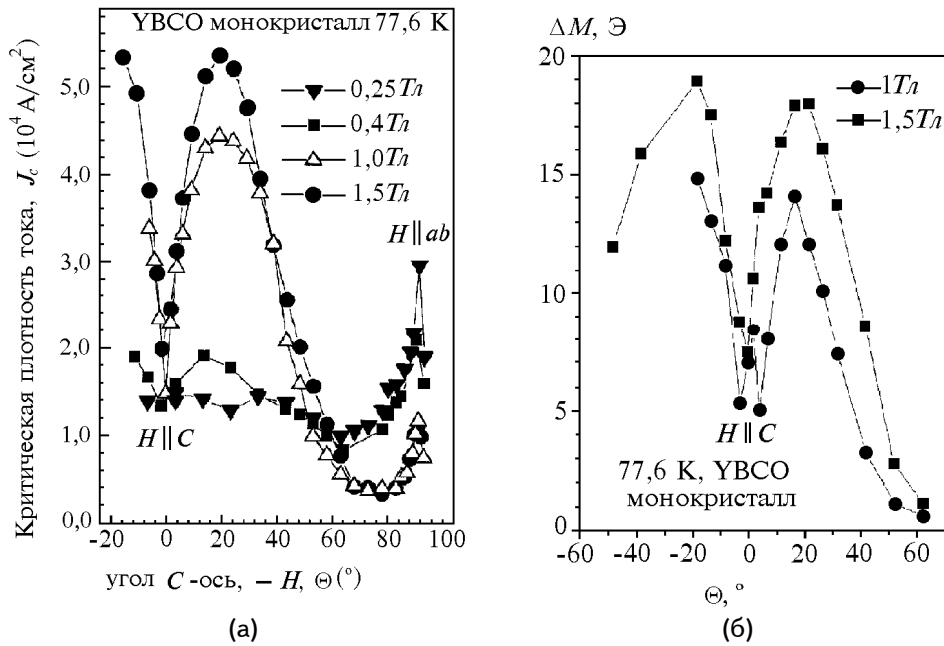
**Рисунок 9.** Схематическое представление точно-подобных и протяженных (как линейных, так и планарных) дефектов, которые являются наиболее важными центрами пиннинга в объемных  $\text{YBCO}$  сверхпроводниках (т. е. в монокристаллах и однодоменных расплавно-текстурированных материалах) [18, 21, 63].

нинга,  $J_c(H, \theta)$ ,  $M_{irr}(H, \theta)$  и  $F_p(H, \theta)$ , полученные в наших работах [7, 15, 18, 21, 55], а также в работах [17, 56, 57] в достаточно широком интервале полей и температур на монокристаллических образцах YBCO, биаксиально-текстурированных квази-монокристаллических пленках и однодоменных массивных текстурированных образцах, причем особое внимание было уделено монокристаллам, где эффекты могут быть легко разделены.

### 3.1. Точечно-подобные хаотически распределенные центры пиннинга: кислородные вакансии

Угловые зависимости  $J_c(\theta)$ , измеренной при прохождении транспортного тока, а также необратимого магнитного момента,  $M_{irr}(\theta)$ , для различных величин поля  $H$  ( $\theta$  здесь обозначает угол между  $C$ -осью кристаллической решетки и вектором приложенного внешнего поля, т. е. при  $H \parallel C$   $\theta = 0^\circ$ ) для слабодвойникованных монокристаллов YBCO представлены на Рис. 10 а и 10 б [16, 18, 55]. Дефицит кислорода в исследованных монокристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  согласно данным рентгеноструктурного анализа составлял  $\delta = 0,04-0,06$ , что соответствует плотности, равной приблизительно одному пиннинг-центру на 20–30 элементарных ячеек YBCO. Представленные на Рис. 10 аномальные угловые зависимости  $J_c(\theta)$ , полученные при различных температурах и различных магнитных полях, относятся к высокосовершенным монокристаллам, каждый из которых имел только один двойниковый макродомен, т. е. все двойниковые границы были (110) или  $(1\bar{1}0)$  и параллельны друг другу с междвойниковым расстоянием 500–1000 нм.

На первый взгляд весьма сложно найти адекватную интерпретацию кривым, показанным на Рис. 10. Однако, как будет видно из дальнейшего, сложный вид графиков связан с тем, что они являются суперпозицией вкладов дефектов различной размерности в  $J_c$  и  $F_p$ , которые по-разному зависят от величины и направления приложенного магнитного поля. Оказалось, что наиболее значительный вклад не только в суммарную объемную силу пиннинга, но и в ее анизотропию дают точечные дефекты, распределенные в кристалле случайным образом, т. е. изотропно, трехмерно. Назовем вклад точечных дефектов  $F_p^{0D}$  (здесь и далее верхний индекс  $0D$  означает величины, относящиеся к нульмерным пиннинг-центрам).  $F_p^{0D}$  — величина, которая определяется  $3D$  случайным и сравнительно слабым потенциалом пиннинга должна быть рассчитана в соответствии с теорией коллективного пиннинга Ларкина–Овчинникова [23, 24]:  $F_p^{0D} = (W/V_c^{0D})^{1/2}$ ,  $V_c^{0D} = L_c R_c^2$ ,  $W = n_p^{0D} \langle f^2 \rangle$ , где  $n_p^{0D}$  есть объемная плотность  $0D$  пиннинг-центров,  $f$  есть элементарная сила пиннинга на одном центре и  $W$  — среднеквадратичная величина силы пиннинга в одном домене Ларкина с объемом  $V_c^{0D}$ .



**Рисунок 10.** а) Угловые зависимости плотностей транспортного критического тока, измеренные четырехзондовым методом для высокосоввершенных монокристаллов YBCO при температуре  $77,6 \text{ K}$  и в различных приложенных магнитных полях, величины которых указаны на графиках [7, 18, 21, 65]. б) Угловые зависимости необратимого магнитного момента  $M_{irr}(\theta)$  вблизи ориентации  $H \parallel c$ , измеренные с помощью датчиков Холла для монокристалла YBCO с двойниками во внешних полях  $1 \text{ T}$  и  $1,5 \text{ T}$  при  $77,6 \text{ K}$ . Величина  $\Delta M$  дает ширину петли гистерезиса при данном поле [16, 18, 65].

Известно, что в режиме  $3D$  коллективного пиннинга  $J_c^{0D} = (W/V_c^{0D})^{1/2} H^{-1}$ , где  $W \propto H$ . Вычислить, однако, величину  $J_c^{0D}(H)$  или  $F_p^{0D}(H)$  было бы весьма проблематично в этом режиме, так как  $V_c^{0D} = L_c R_c^2$ , а корреляционные длины  $R_c \cong C_{44}^{1/2} C_{66}^{3/2} \zeta_{ab}^2 / W$  и  $L_c \cong R_c (C_{44}/C_{66})^{1/2}$  являются довольно сложными функциями магнитного поля (см. [50]), в то время как по поводу угловых зависимостей упругих модулей существуют лишь некоторые общие соображения (см. [52]), которые по-видимому не получили экспериментального подтверждения.

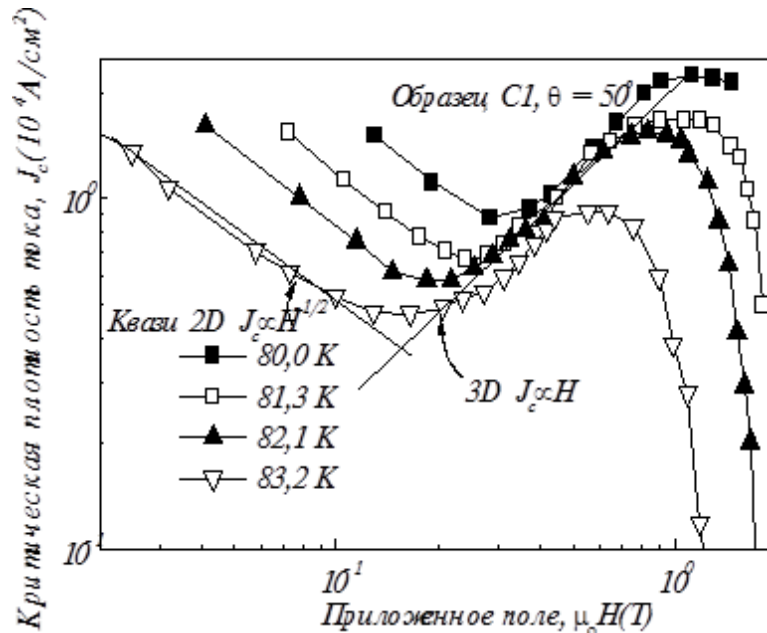
Поэтому ниже идеи коллективного пиннинга используются для скейлинговых и качественных оценок, причем оказалось, что простая скейлинговая формула, предложенная Крамером [58] много лет назад для аппроксимации кривых  $F_p(b = \mu_0 H/B_{c2})$ :

$$F_p^{0D}(H, \theta) \propto B_{c2}^m b^p (1 - b)^q \quad (2)$$

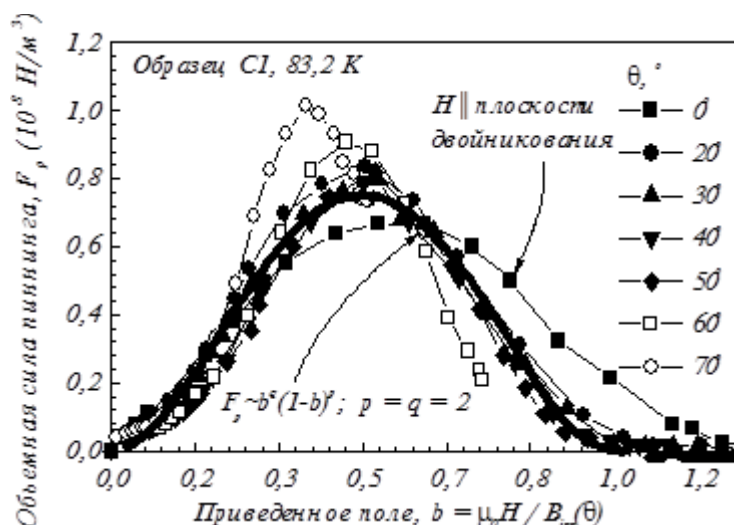
наиболее приемлема для адекватного описания. Еще Ларкин и Овчинников отметили в своих работах [23, 24], что поскольку основные величины, определяющие поведение  $F_p(b)$ , следуют куполообразным функциям  $W \propto b(1-b)^2$ ,  $C_{66} \propto b(1-b)^2$ ,  $C_{44} \propto b^2(1-b)$ , то пригодность формулы (2) неудивительна. Угловая зависимость  $J_c$  может быть легко получена из (2) благодаря известной анизотропии  $B_{c2}$  (или поля необратимости  $B_{irr}$  в случае ВТСП кристаллов) в рамках анизотропной теории Гинзбурга–Ландау [59]:

$$B_{c2}(\theta) = \frac{B_{c2}(H\|C)\|}{\sqrt{\cos^2 \theta + \Gamma^{-2} \sin^2 \theta}} \quad (3)$$

Как можно заключить из Рис. 11, для случая высокосовершенного монокристалла YBCO скейлинговый подход с применением выражений (2) и (3) может быть успешно применен для описания магнитно-полевых зависимостей плотности силы пиннинга  $F_p(bc \cos \theta)$  как функций нормальной компоненты вектора магнитного поля.



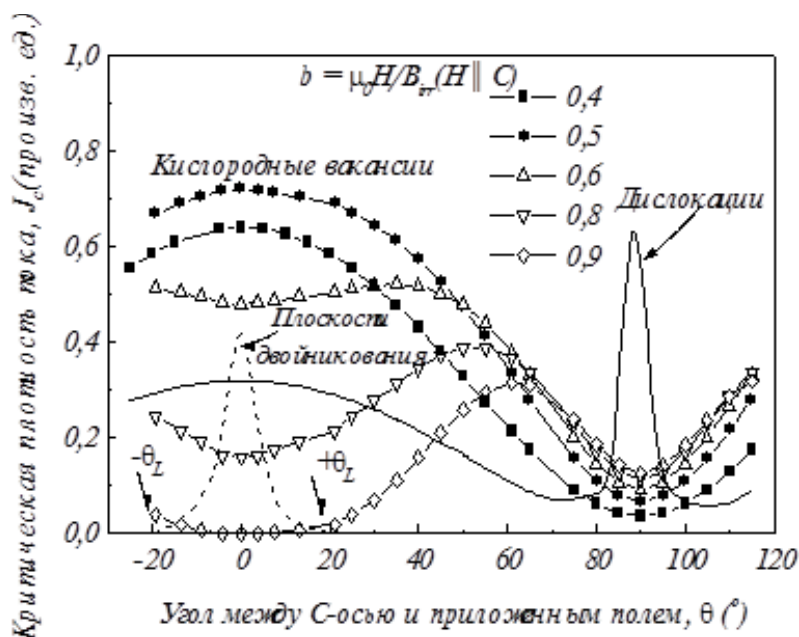
**Рисунок 11.** Магнитно-полевые зависимости плотности транспортного критического тока, измеренные для совершенных монокристаллов YBCO, которые демонстрируют прекрасный скейлинг пик-эффекта или «второго пика намагничивания» ( $T = 83,2$  K,  $\theta = 50^\circ$ ). Прямые линии обозначают точную аппроксимацию  $J_c \propto H^{1/2}$  ниже линии второго пика намагничивания,  $B_{sp}$ , и аппроксимацию  $J_c \propto H$  выше  $B_{sp}$  (здесь использован двойной логарифмический масштаб) [7, 18, 21, 65].



**Рисунок 12.** Скейлинг и коллапс магнитно-полевых зависимостей объемной силы пиннинга  $F_p$  от зависящей от угла компоненты приведенного приложенного поля  $b = \mu_0 H / B_{ir}(\theta)$ . Жирная линия демонстрирует аппроксимацию Крамера (2), (3) для полей  $b > 0,2$ , которая получена нами с использованием экспериментально определенных индексов  $p \approx q \approx 2$ . Показаны скейлинг Крамера объемной силы пиннинга,  $F_p$ , и магнитно-полевые зависимости от приведенного поля  $b$ .  $\theta$  есть угол между кристаллографической осью  $C$  и направлением вектора магнитного поля [7, 18, 21, 65].

Из Рис. 12 видно, что  $F_p(b \cos \theta)$  кривые для интервала углов  $20^\circ$ – $60^\circ$  коллапсируют, подтверждая справедливость такого скейлинга для трехмерного коллективного пиннинга на случайных точечных дефектах. При этом оказывается, что величины  $p$  и  $q$  показателей степени в (2), которые могут быть найдены путем аппроксимации экспериментальных кривых для плотности силы пиннинга  $F_p(H, \theta)$  с помощью выражений (2) и (3) и используя параметр анизотропии  $\Gamma = 6$ , действительно не зависят от угла и равны  $p \approx q \approx 2$  [7, 18, 21] для приведенных полей  $b > 0,2$ .

Таким образом, в промежуточном интервале углов ( $20^\circ < \theta < 60^\circ$ ) анизотропия объемной силы пиннинга является результатом угловой зависимости поля необратимости,  $B_{ir}$ , и (как это будет обсуждено ниже) угловой зависимости упругих модулей решетки линий потока, в то время как параметры, ответственные за микроскопический механизм пиннинга, могут быть рассмотрены как изотропные. Этот факт свидетельствует, что в данном случае (т. е. в случае совершенных монокристаллов) доминирующими пиннинг-центрами являются изотропные точечно-подобные дефекты: кислородные вакансии [7, 18, 21]. Теперь, имея выражение, которое описывает вклад кислородных вакансий в объемную силу пиннинга, можно реконструировать мо-



**Рисунок 13.** Модельные графики зависимостей  $J_c^{OD}(\theta)$ , рассчитанные с использованием закона скейлинга (2) для различных величин приведенного магнитного поля  $b$ , где зависимость  $B_{c2}(\theta)$  предполагается следующей ГЛ выражению (3). Соответствующие  $J_c(\theta)$ -кривые для вкладов двойниковых плоскостей и дислокационных ансамблей в суммарную плотность критического тока  $J_c$  также представлены в виде прерывистой и сплошной линии, соответственно. Угол  $\theta$  измеряется между  $C$ -осью кристалла и направлением вектора магнитного поля [18, 21, 65].

дельную угловую зависимость плотности критического тока, зависящей только от пиннинга на вакансиях, т. е. угловую зависимость  $J_c^{OD}(H)$ .

Результирующие модельные кривые, показанные на Рис. 13, демонстрируют достаточно сложную структуру, однако физические причины для такого поведения семейства кривых  $J_c^{OD}(H, \theta)$  представляются достаточно простыми и понятными. Здесь мы сталкиваемся со своеобразной суперпозицией двух факторов: усилением пиннинга в полях выше  $b > 0,2$  и анизотропией термодинамических величин, входящих в уравнение Гинзбурга–Ландау (3), которая в свою очередь является следствием анизотропной кристаллической структуры ВТСП YBCO сверхпроводника.

Следует еще раз подчеркнуть, что вихри в умеренно-анизотропном YBCO-сверхпроводнике не переходят в слабосвязанное «испаренное» состояние точечных вихрей-панкейков, оставаясь линейными протяженными объектами с конечным линейным натяже-



нием и конечным модулем изгиба  $C_{44}$ . По этой причине кривые  $J_c(H, \theta)$  для монокристаллов YBCO не подчиняются количественному скейлингу по Кесу [60] в виде  $J_c(H\cos\theta)$ -функции. Это означает, что в YBCO вихри действительно являются сильносвязанными линейными объектами в отличие от предельно-анизотропного BSCCO-2212 с квазидвумерным поведением носителей сильносвязанного сверхтока, где в достаточно сильных полях и/или при достаточно высоких температурах двумерный скейлинг  $J_c(H\cos\theta)$  является доказанным [60] (смотри также нашу работу по измерениям  $J_c(H, \theta)$  в монокристаллах BSCCO-2212 [61]). Важно учитывать качественное различие этих двух случаев, где в первом из них рассматривается умеренно-анизотропный ВТСП типа YBCO с «коллективным пиннингом 3D-разупорядоченной по Ларкину–Овчинникову решетки линий потока, но с 2D скейлингом объемной силы пиннинга», а во втором — сильно-анизотропный слоистый ВТСП кристалл типа BSCCO, где имеет место «пиннинг точечных слабосвязанных 2D-вихрей с полным 2D-скейлингом» (т. е. здесь как  $J_c$ , так и  $F_p$  зависят только от продольной компоненты вектора приложенного магнитного поля  $H\cos\theta$ ). В обоих случаях, для совершенных YBCO-123 кристаллов [56, 57] и для BSCCO-2212 (в области низких температур, где непрерывность и линейность 3D-вихрей, а также объемный пиннинг еще сохраняются) [62] анизотропия поля необратимости описывается той же самой функцией (3), что указывает на изотропную природу доминирующих центров пиннинга. Однако для BSCCO-2212 как  $J_c(\theta)$ , так и  $F_p(\theta)$  демонстрируют 2D-скейлинг, в то время как в YBCO-123 2D-скейлинг имеет место только для величины  $F_p = J_c H \cos\theta$ , и это означает, что хотя вихри являются существенно протяженными и трехмерными, механизм их пиннинга на хаотически расположенных точечных дефектах проявляет сильную угловую корреляцию [7, 18, 21]. Ниже будет обсуждена физическая природа этого явления, но уже априори ясно, что она связана с анизотропией упругого взаимодействия в решетке вихрей и что коллективные эффекты, являясь причиной угловой зависимости упругой энергии и упругих модулей, приводят в результате к необычным полевым и угловым вариациям плотности критического тока YBCO монокристаллов.

### 3.2. Двумерные планарные центры пиннинга — границы двойникования

Плоскости двойникования являются еще одним видом дефектов кристаллической структуры в монокристаллах YBCO-123 кроме кислородных вакансий, которые могут быть более или менее эффективными пиннингующими центрами для вихрей. Однако поскольку они ориентированы параллельно направлениям  $[110]$  (или  $[\bar{1}\bar{1}0]$ ) в кристалле их сильное влияние на решетку вихрей распространяется

на ограниченный интервал углов  $\theta$ , в пределах так называемого угла захвата,  $\theta_L$ . Другими словами, двойники индуцируют в решетке линий потока двумерный или, более точно, коррелированный беспорядок. Внутри интервала углов  $|\theta| \leq \theta_L$  выигрыш в свободной энергии благодаря захвату вихря двойником оказывается больше, чем проигрыш за счет деформации вихря [63]. Таким образом, если  $|\theta| \leq \theta_L$  (для YBCO  $\theta_L \cong 20^\circ$ ) то фрагментированная структура вихрей является предпочтительной для их захвата и двойники могут эффективно взаимодействовать с ними (по крайней мере с теми из них, которые находятся в окрестности дефекта). Если доминирует пиннинг на двойниках, величина объемной силы пиннинга  $F_p^{2D}$  (верхний индекс  $2D$  означает вклад двумерных дефектов) обусловлена депиннингом фрагментов вихревых линий, связанных на дефектах, и деформацией сдвига окружающей решетки линий потока. Возникающая в результате анизотропия  $J_c$  отражает способность планарных дефектов (двойниковых границ) захватывать вихри или их фрагменты. Модельная кривая на Рис. 13 иллюстрирует этот случай: зависимость  $F_p^{2D}(\theta)$  имеет пик, центрированный при ориентации  $H||C$ , когда магнитное поле параллельно направлению двойников, причем ширина пика приблизительно соответствует  $\pm\theta_L$ . В свое время Крамер высказал предположение [58], что, если депиннинг происходит путем деформации сдвига решетки линий потока, полевая зависимость  $J_c^{2D}$  является монотонной спадающей функцией  $J_c^{2D} \propto H^{-q}$ , где  $q \approx 1/2$  [58]. Важно отметить, однако, что такая же зависимость, как оказалось, имеет место также в случае  $2D$ -разупорядочения вихревой решетки, когда  $F_p^{2D} = (W/V_c)^{1/2} \propto (H/\phi_0)^{1/2} \propto 1/a_0$ , где  $a_0$  есть межвихревое расстояние (например, такое поведение четко наблюдается [7] в монокристаллах YBCO в малых полях и будет обсуждаться ниже более детально). Таким образом, если действительно характер угловой зависимости плотности критического тока  $J_c^{2D}(\theta)$  определяется *только* двумерными (коррелированными вдоль направления магнитного поля) дефектами, или другими словами *только*  $2D$  разупорядочением решетки вихрей, то она должна быть качественно неизменной (как на Рис. 13) во всем интервале приложенного поля  $\mu_0 H < B_{irr}$  в отличие от кривых  $J_c^{0D}(\theta)$ , которые демонстрируют качественное изменение их вида по мере изменения величины внешнего магнитного поля. В двойникованном монокристалле YBCO эти два сорта центров пиннинга (нуль-мерные и двумерные, точечные и планарные) сосуществуют и потому два типа анизотропии (внутренняя или «intrinsic», т. е. происходящая от анизотропии упругих свойств вихревой решетки, которая в свою очередь связана с анизотропией кристаллического строения, и привнесенная или «extrinsic», т. е. индуцированная протяженными анизотропными дефектами) в этом случае должны накладываться, внося каждая свой парциальный вклад в суммарную зависимость  $J_c(\theta)$ . Как станет ясно из дальнейшего, на самом деле ситуация оказывается еще сложнее, но в первом приближении мож-

но считать, что в случае чисто внутренней анизотропии  $J_c^{0D}(\theta)$  демонстрирует угловую корреляцию за счет углового изменения  $B_{irr}$ , в то время как при индуцированной дефектами анизотропии сама природа протяженных дефектов является ответственной за вклад в угловую зависимость  $J_c^{2D}(\theta)$ . Для того чтобы различить, какие вклады являются существенными, следует использовать скейлинговые свойства зависимостей  $F_p(H, \theta)$ , которые продемонстрированы выше (Рис. 12). Действительно, в случае внутренней анизотропии ожидается полный скейлинговый коллапс кривых  $F_p(H, \theta)$ , построенных в функции приведенного поля  $b = \mu_0 H / B_{irr}(\theta)$ , тогда как при дополнительном наложении индуцированной протяженными дефектами анизотропии скейлинг должен нарушаться. Легко видеть из Рис. 12, что так и происходит для кривой, соответствующей  $\theta = 0^\circ$ , т. е. при совпадении направления двойников и магнитного поля.

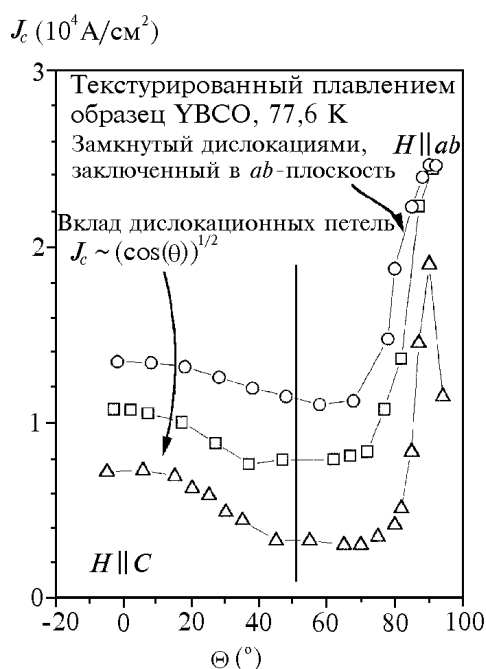
### 3.3. Одномерные пиннинг-центры: линейные дефекты — дислокации

Термины «одномерный центр пиннинга» и «линейный дефект» относятся к набору дефектов, характерных для сильнее разупорядоченных ВТСП таких, как расплавно-текстурированные YBCO-материалы [6] и эпитаксиальные сильно-биаксиально-текстурированные YBCO пленки [1, 5, 8, 10, 18, 21]. Среди всех дефектов кристаллов в YBCO сверхпроводниках дислокации и дислокационные петли (имеются в виду ассоциированные с дефектами упаковки и включениями фазы 211 дислокационные петли, лежащие в  $ab$ -плоскости, — Рис. 9, а также дислокации, образовавшиеся в процессе роста при осаждении YBCO-пленок) являются наиболее эффективными пиннигующими несовершенствами. Именно дислокации обуславливают предельно-высокие ( $> 10^6 \text{ А/см}^2$  при 77,6 К) плотности критического тока в тонких пленках [1, 3, 5, 8, 10, 18, 19, 21] и своеобразную корреляцию между  $J_c$  и плотностью дислокаций в расплавно-текстурированных материалах [6]. В совершенных монокристаллах дислокации не дают заметного вклада в суммарную силу пиннинга и плотность критического тока, так как ввиду малой мозаичности, практическому отсутствию дефектов упаковки и включений другой фазы их плотность мала. В частности, плотность краевых дислокаций, линии которых параллельны оси  $C$  кристалла, не превышает  $10^5$ – $10^6$  линий/см<sup>2</sup>. Очень мала также плотность дислокаций и дислокационных петель, лежащих в плоскости  $ab$ . Поэтому пик  $J_c(\theta)$ , соответствующий  $\theta = 90^\circ$  ( $H \parallel ab$ ), в совершенных монокристаллах либо мал, либо вообще отсутствует. Этот пик  $J_c(\theta)$  может служить мерой совершенства кристалла: чем он слабее выражен, тем совершеннее кристалл.

Основной вклад в пиннинг и, следовательно, в величину  $J_c$  для монокристаллов дают кислородные вакансии. Плотность критическо-

го тока при 77,6 К и  $\mu_0 H(\parallel C) = 1,5$  Тл в кристалле без двойников достигает  $5,5 \times 10^4$  А/см<sup>2</sup> [7, 16, 18, 21]. Дислокационный пиннинг в расплавно-текстурированных материалах проявляется в плавной куполообразной  $J_c(\theta) \propto (\cos\theta)^{1/2}$  зависимости в широком интервале углов  $\theta$  (вершина купола находится при  $\theta = 0^\circ$ , т. е. при  $H \parallel C$ ), а также в остром большом пике при  $H \parallel ab$ -ориентации (Рис. 14), который возникает благодаря взаимодействию вихрей с дислокационными петлями, лежащими в  $ab$ -плоскости образца [6]. В работе [6] весьма убедительно показано, как увеличение плотности дислокаций при одноосном сжатии ведет к росту  $J_c$ -пика при  $H \parallel ab$ -ориентации приблизительно в 1,6 раза, а  $J_c$ -купола при  $H \parallel C$ -ориентации вдвое. Однако плотность критического тока при 77,6 К и  $\mu_0 H(\parallel C) = 1,5$  Тл в расплавно-текстурированных образцах даже после деформации остается по крайней мере в 1,5 раза ниже, чем в совершенных монокристаллах [6, 7, 15, 16, 18]. До настоящего времени огромное число попыток было предпринято с целью направленного воздействия на микроструктуру массивных текстурированных YBCO материалов для повышения плотности силы пиннинга и критического тока. Однако достижения оказались не соответствующими предпринятым усилиям. Можно с достаточной уверенностью предполагать, что неудачи связаны с неадекватным представлением о происхождении пиннинга вихрей за счет их взаимодействия с частицами несверхпроводящей фазы  $Y_2BaCuO_5$  (фаза 211) по механизму поверхностного или магнитного пиннинга, который возникает за счет взаимодействия вихрей с поверхностными мейсснеровскими токами, обеспечивающими экранирование несверхпроводящих областей. По-видимому здесь целесообразно сделать небольшое отступление, чтобы пояснить суть широко распространенного заблуждения.

Дефекты кристаллического строения создают пространственное распределение потенциала пиннинга с высотой потенциального барьера  $U_0$  (энергия активации) и крутизной  $\partial U/\partial x$ , которая и определяет возвращающую силу [64]. Дефекты кристалла отнюдь не всегда эффективно взаимодействуют с вихрями. Характерный размер дефекта (потенциальной ямы) для обеспечения наиболее эффективного кор-пиннинга должен быть по порядку величины равным диаметру нормального кора вихря. Если размер дефекта больше, чем  $2\xi(T)$ , то энергия пиннинга будет уменьшаться с увеличением радиуса дефекта, пока он не станет больше  $\lambda_L$ . Действительно, увеличение размера ямы приводит к тому, что экранирующий сверхток будет циркулировать все дальше от кора вихря и магнитная энергия будет уменьшаться. Когда размер дефекта становится больше  $\lambda_L$ , его можно рассматривать как макродефект, и тогда начинает работать не кор-пиннинг, а другой механизм: магнитный или поверхностный пиннинг, который возникает за счет взаимодействия с мейсснеровскими сверхтоками, текущими вокруг дефекта в слое толщиной  $\lambda_L$ . Для обоих механизмов максимальная высота потенциального барь-



**Рисунок 14.** Угловые зависимости  $J_c(\theta, H)$  для однодоменных расплавно-текстурированных образцов YBCO при 77,6 К и различных значений внешнего магнитного поля ( $\circ$  — 0,2 Т;  $\square$  — 0,4 Т;  $\triangle$  — 1,5 Т). Широкий пик, центрированный при  $H \parallel C$  наблюдается даже для недеформированных образцов. Этот пик четко описывается соотношением  $J_c(\theta, H) \propto (\cos\theta)^{0,5}$  благодаря пиннингу на дислокационных линиях, лежащих в  $ab$ -плоскости, пересекаемых вихрями и, таким образом, действующих как точечные центры пиннинга [6, 7].

ера  $U_0$ , или энергия активации, практически одна и та же: она равна свободной энергии сверхпроводника с вихрем по отношению к сверхпроводнику без вихря

$$\varepsilon = \left( \frac{\phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 (\ln \kappa + 0,08) \quad (4)$$

Здесь  $\kappa = \lambda/\xi$  — параметр Гинзбурга–Ландау, который для чистого ниобия близок к единице, а для ВТСП достигает 100. Другое дело — возвращающая сила, т. е. сила пиннинга, которая зависит от крутизны потенциального барьера. Для кор-пиннинга и поверхностного пиннинга они могут совпадать в сверхпроводниках с  $\kappa \geq 1$ , как в ниобии, но могут отличаться на два порядка величины (как отличаются  $\lambda_L$  и  $\xi$  для ВТСП материалов).

Энергия пиннинга на единицу длины вихря  $U_0$ , сидящего на (линейном колоннообразном) дефекте с радиусом  $c_0$ , состоит из двух вкладов: вклада кора вихря  $U_0^c$  и электромагнитной части  $U_0^{em}$  (не следует отождествлять

$$U_0^{em} \approx \varepsilon_0 \ln \left( \frac{c_0}{\sqrt{2\xi_{ab}}} \right)$$

при поперечном размере дефекта  $c_0 \gg \sqrt{2\xi_{ab}}$  с электромагнитной энергией

$$\varepsilon_0 = \left( \frac{\phi_0}{4\pi\lambda_{ab}} \right)^2 \ln \kappa.$$

Здесь  $\lambda_{ab}$  и  $\xi_{ab}$  есть глубина проникновения и длина когерентности, соответственно, в плоскости  $ab$  анизотропного сверхпроводника. Оба вклада можно вычислить из анизотропных уравнений Гинзбурга–Ландау.

Если же размер дефекта, наоборот, значительно меньше  $\xi(T)$ , то параметр порядка практически не будет изменяться вблизи этого дефекта, и вихрь не будет его «замечать». Поэтому в низкотемпературных сверхпроводниках — ниобии и его сплавах, например, — вакансии, ядра дислокаций и другие дефекты с малым характерным размером (меньше  $\sim 10$  нм) не являются центрами пиннинга. Межзеренные границы в поликристаллическом материале и макроскопические включения нормальных фаз здесь наиболее эффективны. Со всем иначе ведут себя ВТСП-материалы. Поскольку для соединения YBCO  $\xi_{ab}$  в медно-кислородных атомных плоскостях равняется только 1,4–1,5 нм, а размер элементарной ячейки кристалла  $\sim 0,4$  нм, то можно ожидать, что даже отдельные кислородные вакансии, не говоря о ядрах дислокаций, должны обеспечивать достаточно эффективный пиннинг, в то время как нормальные включения не могут вносить существенный вклад сами по себе. Однако, поскольку включения фазы 211 в YBCO (как и дефекты упаковки) являются причиной образования дислокаций и дислокационных петель, лежащих в  $ab$ -плоскостях, то их присутствие сказывается на величине  $J_c$ , вызывая главным образом рост  $J_c$ -пика при  $H \parallel ab$ -ориентации.

#### 4. РАЗМЕРНЫЙ КРОССОВЕР (РКО) В УПОРЯДОЧЕНИИ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКИ

Выше рассмотрены механизмы пиннинга в ВТСП YBCO материалах для того, чтобы разобраться с парциальными вкладами от присутствующих кристаллических дефектов в измеряемую плотность критического тока. При этом оказалось, что реальное взаимодействие ре-

шетки вихревых линий с удельными вкладами в суммарный потенциал пиннинга является значительно более сложным, чем можно было ожидать, исходя из предсказаний элементарных моделей и теорий. Наиболее трудными для понимания оказываются аномалии в угловых и магнито-полевых зависимостях  $J_c(H, \theta)$  и  $M_{irr}(H, \theta)$ , найденные при измерениях с помощью техники транспортного тока [7, 15, 16, 18, 21] и измерений намагниченности [15–18, 55]. Первоначальная идея размерного кроссовера, сформулированная еще Ларкиным и Овчинниковым [24] и развитая затем Цуи, Ворденвебером и Кесом [28, 29], использована как основа и несколько обобщена в [21, 65, 66] и в настоящем обзоре. Предложенный подход позволяет унифицировать понимание: (1) так называемого «второго пика в намагниченности» (см. [13]), который в последнее время в ряде работ трактуется как линия фазового перехода на  $H$ - $T$ -диаграмме в новое сильно запиннированное состояние типа «вихревого стекла» или «перепутанной вихревой твердой фазы», (2) минимума критического тока при  $H \parallel C$  в присутствии в кристалле двух типов дефектов — точечных и протяженных, (3) динамического отклика при изменении режима движения вихрей от квазистатического до более быстрого квазиклассического движения упругого континуума.

Итак, в настоящей работе рассматривается переход между состояниями решетки вихревых линий, в которых разупорядочение изменяется от двумерного к трехмерному или наоборот. На языке теории Ларкина–Овчинникова это означает, что происходит переход от двумерного коллективного пиннинга (2D-КП) к трехмерному (3D-КП) или обратно, т. е. домены Ларкина из состояния с настолько большой продольной корреляционной длиной, что разупорядочением вдоль поля можно пренебречь ( $L_c \gg R_c$  и даже  $L_c \geq d$ , т. е. толщины образца; Рис. 2 а), переходят в состояние, где корреляционные длины становятся близкими по величине ( $L_c \sim R_c$ ; Рис. 2 б). Как уже упоминалось выше, достаточно прозрачной физической причиной таких переходов  $2D \leftrightarrow 3D$  является в конечном счете слабый пиннинг, т. е. очень слабое упругое изгибное взаимодействие вихрей со случайными неглубокими потенциальными ямами от точечных дефектов. На фоне сильных эффектов межвихревого упругого взаимодействия они могут давать некий вклад только интегрально, за счет возможных макроскопических флуктуаций плотности дефектов, что в высокосоввершенных монокристаллах, по-видимому, несущественно. Поскольку величина  $L_c$  для случая однородной деформации должна коррелировать с шагом флуктуаций плотности точечных дефектов, то это должна быть макроскопически большая величина. Таким образом практически предполагается, что изгиб вихревых линий отсутствует при 2D-КП. Если же по какой-то причине межвихревое взаимодействие ослабевает по сравнению с точечным потенциалом пиннинга, вихревая линия становится менее жесткой по отношению к малым (коротковолновым и с малой амплитудой) изгибным дефор-

мациям, и в результате она теряет устойчивость по отношению к точечным боковым блужданиям. Эффективная величина  $L_c$  уменьшится, становясь соответствующей среднему расстоянию между точечными дефектами, т. е. около 10–12 постоянных кристаллической решетки в направлении оси  $C$  — 12–14 нм ( $R_c$ , которое во всяком случае не может быть меньше  $a_0$ , до полей 10–14 Тл остается больше, чем  $L_c$ ), корреляционный объем уменьшается и  $J_c$  растет. Возникает несколько важных вопросов:

1) может ли толщина кристалла сказываться на возникновении неустойчивости, иначе говоря, насколько значимым для сохранения  $2D$ -КП является условие  $L_c \geq d$ ?

2) какое влияние на возникновение неустойчивости оказывает существование в кристаллах протяженных дефектов?

3) при каких обстоятельствах возникает подобная неустойчивость?

На первый вопрос ответ, по-видимому, должен быть отрицательным, однако направленных исследований не проводилось, по крайней мере на кристаллах YBCO. Поэтому отсутствуют неопровержимые экспериментальные доказательства того, что состояние  $2D$ -КП имеет место в малых полях (ниже  $\mu_0 H_{PKO} \cong 0,3$  Тл при 77 К) при увеличении толщины кристалла. Однако важным фактом, как представляется, есть независимость существования состояния  $2D$ -КП с  $J_c \propto H^{-1/2}$  при изменении угла наклона вектора поля по отношению к оси  $C$  кристалла YBCO от 20 до 70° [7, 15, 18, 21]. К тому же измерения проводились на кристаллах разной толщины, что не сказывалось на результатах.

На второй вопрос ответ состоит в том, что, действительно, в кристаллах, содержащих иерархию дефектов различной размерности, происходит интерференция их взаимодействия с вихревой решеткой, которая при определенных условиях весьма существенно влияет на характер кривых  $J_c(H, \theta)$  и  $M_{irr}(H, \theta)$ . Подробнее это явление будет рассмотрено ниже.

Наконец, ответ на третий вопрос содержится в трех последующих параграфах обзора, где описаны три экспериментально найденных варианта воздействия на вихревую решетку для инициирования  $2D \leftrightarrow 3D$  перехода:

а) изменение величины приложенного магнитного поля до  $\mu_0 H_{PKO} \cong 0,3$  Тл при 77 К, что приводит к проявлению дисперсии упругого модуля изгиба  $C_{44}(k)$ , зависящего от волнового вектора деформации вихревой решетки;

б) изменение угла между вектором приложенного магнитного поля и осью  $C$  кристалла, что ведет к интерференции между  $3D$  точечно-подобным и  $2D$  коррелированным разупорядочениями решетки вихрей;

в) изменение скорости движения вихрей под воздействием силы Лоренца, что вызывает переход между различными модами динамики медленно или быстро движущейся вихревой решетки.



#### 4.1. РКО индуцированный дисперсией упругого модуля изгиба

Физическая причина так называемого «индуцированного дисперсией РКО» есть дисперсия модуля изгиба  $C_{44}$  по волновому вектору  $k_{\perp}$ . Известно, что для упругой периодичной *решетки* вихрей функционал свободной энергии будет периодическим и в  $k$ -пространстве, причем префакторы  $C_{11}$ ,  $C_{44}$  и  $C_{66}$  формально должны зависеть от волнового вектора  $k_{\perp}$ , когда он становится достаточно большим (например, при  $k_{\perp} > 0,5k_{BZ}$ , где  $k_{BZ} \approx \pi/a_0$  — волновой вектор границы зоны Бриллюэна для решетки вихрей). Здесь  $k_{\perp} = (k_x, k_y)$ , а  $u_x(\mathbf{k})$  и  $u_y(\mathbf{k})$  являются Фурье-образами соответствующих смещений поля деформаций вихревой решетки под действием точечно-подобных дефектов, прежде всего, кислородных вакансий. При малых  $k_{\perp}$   $C_{11}$ ,  $C_{44}$  и  $C_{66}$  имеют значение упругих модулей для случая однородной деформации, которые должны быть постоянными. Это есть случай обычной, т. е. «локальной» упругости [51–53]. На самом деле, как подчеркивал Брандт [52, 53], типичный масштаб вихревого взаимодействия,  $\lambda_L$ , обычно превышает постоянную решетки вихрей, т. е.  $\lambda_L \gg a_0 \propto (\Phi_0/H)^{1/2}$ , в то время как изменение упругой энергии возмущенной вихревой решетки распространяется на объем с поперечником порядка  $\lambda_L$ . Следовательно, упругий отклик вихревой решетки оказывается «нелокальным» (имеющим дисперсию) на масштабной длине меньшей, чем  $\lambda_L$  (т. е. скорее  $k_{\perp} \gg \lambda_L^{-1}$ , чем  $k_{\perp} \ll k_{BZ} \approx \pi/a_0$ ). Это означает, что при  $k_{\perp} \gg \lambda_L^{-1}$ , т. е. упругость вихревой решетки является «нелокальной», зависящей от  $k_{\perp}$  на расстояниях, меньших  $\lambda_L$ . В результате вихревая решетка оказывается гораздо «мягче» по отношению к коротковолновым деформациям сжатия (модуль  $C_{11}$ ) и изгиба (модуль  $C_{44}$ ), чем к однородной деформации. В особенности важной для настоящего рассмотрения является дисперсия модуля изгиба  $C_{44}(k_{\perp})$ , которая приводит к размягчению решетки по отношению к малым коротковолновым изгибным деформациям. В анизотропном сверхпроводнике, которым является  $\text{YBCO-123}$ , как уже упоминалось, размягчение модуля  $C_{44}$  усиливается вследствие анизотропии  $\Gamma = \lambda_{ab}/\lambda_c \approx 6$ , которая способствует возникновению РКО. Согласно Брандту [52, 53]:

$$C_{44}(k) = \frac{B^2}{\mu_0(1 + \lambda_c^2 k_{\perp}^2 + \lambda_{ab}^2 k_z^2)} + \frac{B}{\Phi_0} P(k_z) \quad (5)$$

где первый член описывает вклад от межвихревого взаимодействия [52], а второй член  $P(k_z)$  есть линейное натяжение почти изолированной вихревой линии, которое определяется следующим образом:

$$P(k_z) = \frac{\phi_0^2}{4\pi\lambda_{ab}^2\mu_0} \left\{ \frac{1}{2\Gamma^2} \ln \frac{\xi_c^{-2}}{\lambda_{ab}^{-2} + k_z^2 + \Gamma^2 k_0^2} + \frac{\ln[1 + k_z^2 / (\lambda_{ab}^{-2} + k_0^2)]}{2k_z^2\lambda_{ab}^2} \right\} \quad (6)$$

Здесь  $k_0 \approx k_{BZ} = (4\pi B/\phi_0)^{1/2}$  есть радиус «обрезания».

Брандт первым заметил, что вследствие нелокальности упругие модули  $C_{11}$  и  $C_{44}$  должны изменяться немонотонно с ростом приложенного магнитного поля. Брандт [52, 53] подчеркивал, что параболические полевые зависимости  $C_{11}$  и  $C_{44}$ , которые должны были бы иметь место в «локальном» случае однородной деформации вплоть до  $H_{c2}$ , нефизичны, так как тогда модули будут расходиться при приближении поля к  $H_{c2}$ , если волновой вектор деформации  $\mathbf{k}_\perp = \mathbf{0}$  (Рис. 15). Однако, в противоположность случаю  $\mathbf{k}_\perp = \mathbf{0}$ , для малых коротковолновых смещений с  $k_\perp \gg 0$  модули  $C_{11}$  и  $C_{44}$  оказываются немонотонно зависящими от поля, причем положение максимума смещается в сторону все меньших значений поля с ростом величины волнового вектора  $\mathbf{k}_\perp$  (Рис. 15). Формально можно возражать против этого рассуждения на том основании, что для случая ВТСП нужно было бы заменить при рассмотрении  $H_{c2}$  на  $H_{irr}$  или  $H_{melt}$ , однако качественно магнитно-полевое поведение  $C_{44}$  очевидно останется неизменным. Недавно было убедительно показано Касаткиным [67], что когда рассматриваются малые случайные деформации вихрей  $u_i(z)$ , вызванные точечными пиннинг-центрами типа кислородных вакансий, которые могут быть описаны выражением со случайной фазой:

$$u_i(z) = u_0 \cos(k_0 z + \vartheta_i) \quad (7)$$

где  $u_0 \sim l$ ,  $k_0 \sim 1/l$  ( $l$  есть среднее расстояние между точечно-подобными пиннинг-центрами и  $\vartheta_i$  есть случайная фаза), тогда член, соответствующий межвихревому взаимодействию в выражении (5) для  $C_{44}(\mathbf{k})$ , становится не зависящим от поля в противоположность второму члену

$$P(k_z) \cong \frac{\phi_0^2 \ln \bar{\kappa}(k_z)}{\mu_0 4\pi\lambda_{ab}^2 \Gamma^2},$$

определяющему линейное натяжение вихря, который оказывается обратно пропорциональным величине магнитного поля. Таким образом, упругое линейное натяжение вихрей падает с ростом магнитной индукции  $B$ . Касаткин показал, что в этом случае среднеквадратичные смещения  $\langle u^2 \rangle$  оказываются пропорциональными  $u_0^2 (\phi_0/B) \delta(k_z - k_0)$  и тогда упругая энергия на один вихрь будет:

$$E_{elast} \propto \frac{1}{2} \left[ u_0^2 \frac{\phi_0^2}{\mu_0 \lambda_{ab}^2} + u_0^2 k_0^2 \frac{\phi_0}{B} P(k_z) \right] \quad (8)$$

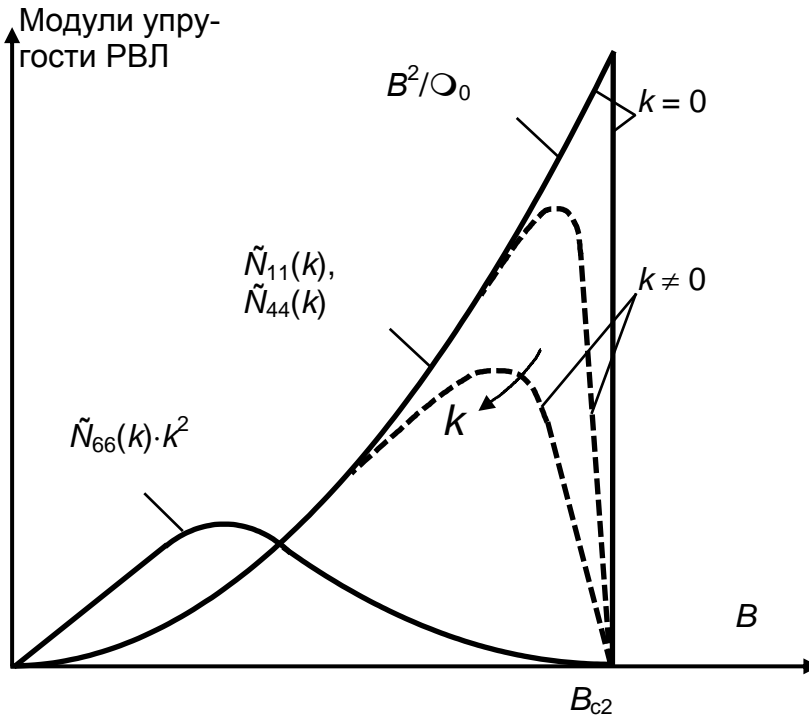
Это означает, что эффективное зависящее от магнитного поля линейное натяжение для данного случая  $P(k_z, B)$  должно быть равно

$$\frac{\phi_0}{B} P(k_z).$$

Таким образом, должно существовать некое характеристическое поле, при котором упругая энергия межвихревого взаимодействия становится равной, а затем и более низкой, чем энергия точечного пиннинга.

Следует отметить, что аналогичное поведение  $J_c(H)$  при  $H \parallel C$  с ярко выраженным пик-эффектом, т. е. минимумом (1,0–1,5 Тл) и максимумом  $J_c$  (2–3 Тл), найдено также в кубическом ВТСП-монокристалле  $\text{Ba}_{0,6}\text{K}_{0,4}\text{BiO}_3$  ( $T_c = 31$  К), где точечные дефекты — кислородные вакансии — являются единственными центрами пиннинга [68, 69]. Это же явление имеет место в предельно анизотропных ВТСП монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (BSCCO-2212) с параметром анизотропии более 100–150 в сравнительно невысоких полях  $H \parallel C$ , т. е. в условиях, когда еще сохраняется непрерывность вихревых линий [61, 68, 69, 70]. «Аномальный второй пик»  $M_{irr}(H)$  или  $J_c(H)$  наблюдался также в других ВТСП (см. ссылки, например, в работах [12, 13, 68, 70]).

Таким образом, «нелокальное» поведение изгибного модуля  $C_{44}(k_{\perp} \gg 0)$  оказывается правдоподобным механизмом изменения характера взаимодействия вихревой линии с точечно-подобными дефектами. Можно достаточно обоснованно предполагать, что при пороговом поле  $H_{min}$  в выражении (5) первый член описывающий межвихревое взаимодействие становится достаточно малым, чтобы вихревая линия в значительной степени потеряла свою жесткость по отношению к действию малых боковых «точечных» сил, создаваемых отдельным точечным центром — кислородной вакансией. Другими словами, упругая энергия вихря в потенциальном ящике (см. выражение (1)) по мере повышения величины приложенного поля становится меньше, чем глубина пиннинговых ям точечных центров. Схематически это можно себе представить следующим образом. Экранированный потенциал  $V(r) = 2\varepsilon_0 K_0(r/\lambda)$  упругого взаимодействия данного вихря с его окружением при увеличении поля  $K_0(\rho)$  изменяется очень медленно, как  $(-\ln \rho)$  для  $\rho = a_0/\lambda < 1$ , т. е. для интересующего нас интервала магнитных полей. Поэтому при уплотнении решетки глубина упругой ямы  $E_{elast}$  эффективно уменьшается, становясь сравнимой и затем меньшей, чем  $E_{pin}$ . В результате вихрь получает возможность «подстроиться» ко всем или большинству точечных центров с помощью малых ( $u(x, y) \ll a_0$ ) смещений и закрепиться на них. Суммарная плотность силы пиннинга возрастает, корреляционный объем доменов Ларкина падает,  $M_{irr}(H)$  и  $J_c(H)$  начинают возрастать пропорционально полю [7, 18, 21, 24, 65]. Впервые возмож-



**Рисунок 15.** Упругий модуль сдвига  $C_6$  решетки вихревых линий, а также нелокальные модули сжатия и изгиба  $C_{11}(k)$  и  $C_{44}(k)$  показаны как функции индукции магнитного поля  $B$ . Нефизические расходимости модулей  $C_{11}$  и  $C_{44}$  для  $k = 0$  (упругость в локальном пределе, т. е. однородная деформация) устраняются, когда рассматриваются реалистичные неоднородные деформации с  $k \neq 0$  [51–53].

ность немонотонного изменения упругих модулей  $C_{11}$  и  $C_{44}$  с полем была описана Брандтом (см. Рис. 15). Брандт отмечал, что параболическая зависимость для однородных  $C_{11}$  и  $C_{44}$  при увеличении поля, которая получается в локальном случае вплоть до  $H_{c2}$ , нефизична. В то же время для малых, коротковолновых смещений с  $k_{\perp} \gg 0$ , модули  $C_{11}$  и  $C_{44}$  обнаруживают немонотонную зависимость от поля, причем максимум оказывается тем ниже по полю, чем больше  $k_{\perp}$  и чем соответственно меньше смещение. Конечно, формально можно оспаривать перенесение этого рассмотрения количественно на случай ВТСП, когда вместо  $H_{c2}$  следует подставить  $H_{irr}$  или  $H_{melt}$ , однако качественно описанное магнито-полевое поведение  $C_{44}$ , по-видимому, не изменится.

Таким образом, применяя предлагаемую модель для обоснования аномальных зависимостей  $M_{irr}(H)$  и  $J_c(H)$  с немонотонным поведени-

ем типа «пик-эффект» или «второй пик намагниченности» в ВТСП монокристаллах (YBCO и других), мы рассматриваем следующий сценарий дисперсионно-индуцированного кроссовера  $2D \leftrightarrow 3D$ . Сравнительно жесткая в малых полях вихревая решетка теряет свою стабильность при некоторой величине порогового поля и получает возможность лучше подстраиваться к точечно-подобным центрам пиннинга, хаотически разбросанным в кристаллической решетке. При этом  $L_c$  уменьшается, так как  $L_c \propto C_{44}^{-1/2}$  и  $J_c(H)$  растет. Ключевую роль здесь играют слабые, но многочисленные точечные дефекты, которые индуцируют деформации с коротковолновым вектором  $\mathbf{k}_\perp$  в направлении, перпендикулярном вектору поля. Смещение вихревой линии, которое необходимо для того, чтобы совместить ее с ближайшим точечным центром, будет меньше, чем межвихревое расстояние,  $a_0$ , поэтому эффективная величина  $C_{44}(\mathbf{k})$  для такой деформации оказывается намного меньше, чем в локальном случае. В области малых полей, где реализуется  $2D$ -состояние вихревой решетки, найден закон снижения  $J_c(H) \propto H^{-1/2}$  в соответствии с предсказаниями  $2D$ -КП теории [23, 24], в то время как  $J_c(H) \propto H$  зависимость может быть наблюдаема выше точки кроссовера, как это показано на Рис. 11 для ориентации  $\theta = 50^\circ$ . Для ориентаций  $\theta < \pm 20^\circ$  двойниковые плоскости дают вклад как в низкополевую, так и в высокополевую части суммарной зависимости  $J_c(H)$ , и в следующем параграфе будут обсуждены возможные механизмы этого явления.

#### 4.2. РКО индуцированный захватом вихрей двойниковыми плоскостями

Другим интересным сценарием явления  $2D \leftrightarrow 3D$  кроссовера является РКО, связанный с захватом вихрей на протяженных дефектах, в данном случае — на границах двойниковых доменов. Этот тип РКО имеет место тогда, когда точечно-подобный  $3D$  беспорядок в решетке вихрей «интерферирует» с коррелированным  $2D$ -разупорядочением, вызванным планарными дефектами — двойниками. Следуя аргументации, приведенной выше, можно предполагать, что суммарная анизотропия  $J_c(H)$  возникает из двух источников: (1) кристаллической анизотропии, т. е. анизотропии  $B_{irr}$ , которая является причиной угловой зависимости вклада пиннинга на точечных дефектах  $F_p^{0D}$ , и анизотропии, индуцированной планарными дефектами, т. е. вклада, обозначаемого  $F_p^{2D}$ . В данном случае РКО проявляется в виде резкого минимума на кривой  $J_c(\theta)$  при  $\theta = 0^\circ$  в интервале полей  $0,2B_{irr} < \mu_0 H < 0,6B_{irr}$ . На Рис. 16 продемонстрировано, как РКО захвата влияет на угловую зависимость плотности критического тока высокосовершенного кристалла YBCO.

Экспериментальная кривая  $J_c(\theta)$  показана вместе с модельной аппроксимацией вклада точечно-подобных дефектов  $J_c^{0D}(\theta)$ , которая

нанесена в виде жирной линии на график. Легко видеть, что двойниковые плоскости вызывают снижение суммарной  $J_c(\theta)$  в интервале углов  $\theta < \pm 20^\circ$ , т. е. в интервале углов захвата. Таким образом, благодаря захвату РКО роль двойниковых плоскостей в суммарном пиннинге оказывается неоднозначной: с одной стороны, двойники являются центрами пиннинга, которые дают заметный вклад в суммарную  $F_p$  в малых и больших полях (т. е. при  $0,2B_{irr} > \mu_0 H > 0,6B_{irr}$ ), однако, с другой стороны, в интервале промежуточных полей и в случае достаточно разреженной системы двойников их способность захватывать вихри дает им возможность подавлять точечно-подобное разупорядочение.

В нашей работе [65] предложен следующий механизм этого явления.

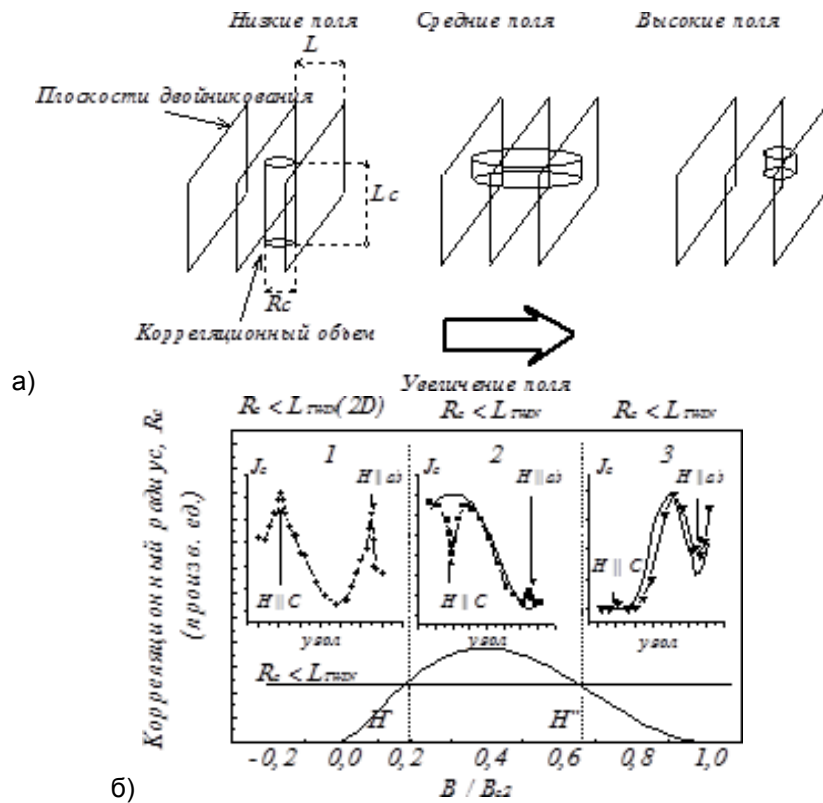
Эффект подавления точечного разупорядочения ограничен интервалом углов  $\theta$ , лежащих внутри угла захвата. Внутри интервала углов захвата образуется состояние «коррелированного разупорядочения» в решетке вихрей, и пиннинг на точечных дефектах оказывается подавленным за счет эффективного увеличения модуля изгиба  $C_{44}$ . Вихревая решетка откликается на захват увеличением  $V_c$  и падением  $J_c$ . Поворачивая вектор магнитного поля, можно переводить вихревую решетку из состояния  $3D$ -разупорядочения при сильном несовпадении направлений двойников и вихрей ( $\theta > 20^\circ$ ) в  $2D$  коррелированное состояние при полном захвате ( $H \parallel C$ ). Фактически  $J_c(\theta)$ -минимум при  $\theta = 0^\circ$  и пик-эффект на кривой  $J_c(H)$  являются проявлениями РКО, но в первом случае, чтобы вызвать РКО, необходимо изменить ориентацию вектора магнитного поля, в то время как во втором случае для этого варьируется амплитуда этого вектора. Как наглядно показано на Рис. 16, РКО захвата проявляется в ограниченном интервале углов. Действительно, при повышенных полях (1 Тл) в основном только член  $J_c^{0D}(\theta)$  объясняет суммарную анизотропию  $J_c$  во всем интервале углов  $\theta$ , т. е. эффект снижения  $J_c$  благодаря двойниковым плоскостям исчезает.

Более того, этот эффект оказывается зависящим от реальной микроструктуры образца, а именно: РКО захвата не наблюдается в сильно разупорядоченных образцах или образцах, где двойниковая структура слишком плотная или слишком разреженная. Таким образом, существуют условия, которые определяют возможность реализации РКО. Можно полагать, что соотношение между поперечным корреляционным радиусом Ларкина–Овчинникова  $R_c^{0D}$  и междвойниковым расстоянием  $L_{twi}$  играет решающую роль.

Необходимым условием для индуцированного дисперсией РКО, который обсуждался в параграфе 3.1, является присутствие многочисленных точечных центров пиннинга, в то время как данный (второй по счету) тип РКО оказывается более тонким и труднее обнаруживаемым эффектом, поддающимся наблюдению благодаря взаи-

модействию (интерференции) между двумя сортами разупорядочения: коррелированному и изотропному. Проанализируем качественно сущность интерференции между двумя типами разупорядочения решетки вихревых линий. На Рис. 16 изображена модельная магнитно-полевая зависимость поперечной ларкинской корреляционной длины  $R_c^{0D}$  для точечно-подобного беспорядка, которая следует из «локальной» теории КП [23] (учет нелокальности, связанной с дисперсией по волновому вектору, может повлиять количественно, но качественный характер зависимости останется неизменным). Горизонтальная линия на Рис. 16 б, представляет междвойниковое расстояние в тех же произвольных единицах длины, в которых показано  $R_c^{0D}(b)$ , причем точки пересечения этой горизонтали с зависимостью  $R_c^{0D}(b)$  обозначены  $H'$  и  $H''$ . В малых полях  $H < H' \approx 0,3$  Тл (при 77 К) величина  $L_c^{0D}$  велика и коллективный точечный пиннинг является двумерным, т. е. энергия решетки связана только с однородным упругим взаимодействием,  $F_p^{0D}$  оказывается пропорциональной плотности вихрей,  $F_p^{0D} \propto H^{1/2}$ , как это обсуждалось выше в параграфе 3.1. В этой ситуации может оказаться, что  $F_p^{0D} < F_p^{2D}$ .

Действительно, так как для коррелированного беспорядка в малых полях  $F_p^{2D}$  определяется индивидуальным взаимодействием вихрей с двойниками, то  $F_p^{2D} \propto H^{1/2}$ , т. е. объемная сила пиннинга в сравнительно разреженной решетке пропорциональна плотности вихрей, как и для случая 2D-КП, однако очевидно, что по величине  $F_p^{2D}$  будет превышать  $F_p^{0D}$  тем сильнее, чем ориентация поля ближе к  $H \parallel C$  за счет дополнительного вклада кор-пиннинга, который максимален тогда, когда прямолинейный вихрь по всей длине захвачен двойниковой границей. В наклонных полях прямолинейные вихри сегментируются, причем длина сегментов, сидящих на дефекте уменьшается по мере увеличения угла наклона поля  $\theta$ . Соответственно уменьшается дополнительный вклад от кор-пиннинга на двойниках, обращаясь в нуль при угле наклона, равном углу захвата («локинга»). Таким образом, суммарный пиннинг, а, следовательно, и угловая зависимость плотности критического тока в малых полях  $H < H'$  должна обнаруживать повышение в пределах локинг-угла за счет пиннинга на двойниках с максимумом при  $H \parallel C$ . Действительно, можно видеть именно такую зависимость  $J_c(\theta)$ , полученную экспериментально в наших работах [15, 16, 18, 65, 66]. Это означает, что в малых полях, которые соответствуют отсутствию коллективных эффектов в присутствии протяженных (планарных в данном случае) дефектов данной плотности. На другом языке, это можно определить следующим образом: напряженность  $H'$  соответствует величине поля, при которой  $a_0$  становится порядка  $L_{\text{twin}}$  (так называемое поле «мэтчинга»). Из приведенных рассуждений становится понятным, почему двойники в экспериментах по «декорированию» оказываются выглядящими как сильные центры пиннинга [71, 72], а специальная обработка (термо-



**Рисунок 16.** а) Схематически изображенное соотношение между корреляционным объемом Ларкина–Овчинникова  $V_c \approx L_c R_c^2$  и междвойниковым расстоянием,  $L_{twin}$ , в зависимости от изменения величины внешнего магнитного поля  $H \parallel C$ . б) Сравнение полученных экспериментально кривых  $J_c(\theta)$  для трех разных значений поля (0,1, 0,4 и 1,0 Тл) с рассчитанным вкладом точно-подобных центров пиннинга (сплошные линии для 0,4 и 1,0 Тл). Также приведена качественная магнитно-полевая зависимость для поперечного корреляционного радиуса (длины)  $R_c$ , следуя теории 3D коллективного пиннинга Ларкина–Овчинникова. Горизонтальная линия обозначает величину междвойникового расстояния,  $L_{twin}$  (совершенный монокристалл YBCO,  $T = 83,2$  К) [18, 21, 65].

циклирование при одноосном сжатии), приводящая к исчезновению двойников, одновременно ведет к уменьшению  $J_c(\theta < |\theta_L|)$ .

В области промежуточных полей  $H' < H < H''$  (0,3 Тл  $< H < 1,0$  Тл при 77 К) дисперсионный механизм РКО, описанный в параграфе 3.1, является причиной уменьшения  $L_c^{OD}$  и роста  $J_c$ . Однако если  $R_c^{OD}$  становится равным или превышает  $L_{twin}$ , то, как показано на Рис. 16, двойники становятся способными инициировать коррелированное разупорядочение на расстояния, превышающие междвойниковый



спейсинг. Тем самым они эффективно увеличивают жесткость вихревой линии по отношению к малым коротковолновым деформациям под действием точечных сил, а это эквивалентно уменьшению  $F_p^{0D}$  и  $J_c$ , т. е. подавлению точечного пиннинга внутри интервала углов  $\theta < |\pm\theta_L|$ . Таким образом, РКО «захватного» типа требует выполнения трех условий:  $R_c^{0D} > L_{\text{twin}}$ , хотя бы частично совпадающих интервалов полей  $H'-H''$  и  $H_{\text{min}}-H_{\text{max}}$  (для пик-эффекта), а также  $F_p^{0D} > F_p^{2D}$ . Первое условие необходимо для того, чтобы распространить коррелированное состояние на объем образца, второе условие важно в том смысле, что поле «мэтчинга» для коррелированного разупорядочения должно быть близким по величине к поля  $2D \leftrightarrow 3D$  перехода, инициированного дисперсией упругого модуля  $C_{44}(\mathbf{k}_\perp)$ . Таким образом, РКО захвата не может быть реализован, если  $L_{\text{twin}}$  слишком мало или слишком велико (очень плотная или очень разбавленная система параллельных протяженных дефектов). Наконец, третье условие означает, что вследствие реализации РКО захвата  $J_c$  будет иметь минимум, как и происходит в действительности. Если бы было наоборот, то нуль-мерные центры были бы лишь малой добавкой к двойниковому пиннингу, и тогда этот тип РКО не проявлялся бы, как это происходит в сильно двойникованных кристаллах с малым спейсингом (менее 100 нм). Все три условия выполняются в высокосоввершенных кристаллах YBCO, где  $L_{\text{twin}} \geq 500-1000$  нм, и тогда наблюдается резкое падение  $J_c(\theta)$  в районе  $H \parallel C$ , в то время как за пределами угла захвата  $\theta > |\theta_L| \cong 20^\circ$   $J_c(\theta)$ -зависимость хорошо описывается аппроксимацией (2, 3), т. е. сплошной линией на Рис. 12, указывая на доминирующий точечно-подобный пиннинг.

Когда напряженность поля, увеличиваясь, приближается к полю необратимости,  $H_{\text{irr}}$ ,  $R_c^{0D}$  уменьшается и при некоторой величине поля  $H''$  имеем  $R_c^{0D} < L_{\text{twin}}$ , как это видно на Рис. 16. В интервале полей  $H > H''$  планарные дефекты снова оказываются неспособными навязать образование коррелированного состояния ВР в объеме сверхпроводника и захватный РКО становится невозможным. В этом случае вклады вакансионного точечного и двойникового планарного пиннинга в суммарную  $J_c$  дают пренебрежимо малый интерференционный эффект. Теперь появляется видимый максимум  $J_c(\theta)$  при  $H \parallel C$  (см.  $J_c(\theta)$ -кривую, отвечающую полю 1 Тл, а также вставку на Рис. 16) и соответствующая  $F_p(b)$  кривая для  $\theta = 0^\circ$  проходит выше кривой  $F_p(b)$ , соответствующей наклонной ориентации  $\theta = 20^\circ$  (см. Рис. 12). Так как точечно-подобные дефекты являются сильнее подверженными «размытию» из-за термических флуктуаций, эффективность их пиннинг-потенциала падает значительно быстрее по мере того, как поле приближается к линии необратимости (или плавления для чисто изотропной разупорядоченной ВР), чем эффективность макроскопически больших двойников. В конце концов именно  $F_p^{2D}$  остается единственным обнаружимым вкладом в пиннинг, как это обычно на-

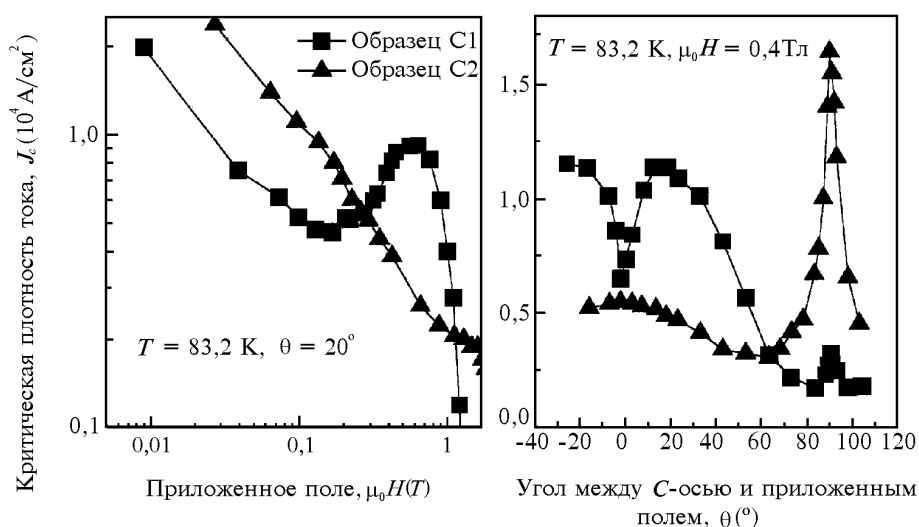
блюдается при проведении транспортных экспериментов на постоянном токе вблизи  $H_{irr}$  (см., например, [73]).

#### 4.3. Захватный РКО индуцированный дислокациями

Концепция захватного РКО распространяется далеко за пределы проблемы пиннинга двойникованных кристаллов, так как вихри могут быть захвачены также линейными дефектами, такими как треки облучения тяжелыми ионами высоких энергий или ядра краевых дислокаций. В случае если плотность параллельных друг другу и вектору магнитного поля линейных дефектов достаточно велика, чтобы среднее расстояние между ними могло стать порядка или меньше поперечной корреляционной длины  $R_c^{0D}$  для доменов Ларкина ВР, возникших благодаря точечному беспорядку, т. е. если может оказаться  $R_c^{0D} \leq \langle N_{disl} \rangle^{-1/2}$ , то соображения подобные изложенным в предыдущем параграфе 3.2 могут быть применены по отношению к проблеме интерференции между точечно-подобным изотропным беспорядком, индуцированным  $0D$ -центрами — кислородными вакансиями и  $1D$  коррелированным разупорядочением ВР, возникающим благодаря линейным дефектам, например, дислокациям. Такой тип РКО мог бы возможно быть причиной более низких  $J_c$  в расплавно-текстурированных YBCO материалах по сравнению с совершенными монокристаллами YBCO [6, 7, 15, 16, 18, 21]. Логично предполагать, что в текстурированных монокристаллах YBCO материалах более развитая мозаичность и включения так называемой 211-фазы ( $Y_2BaCuO_5$ ), или более точно интерфейс межфазной границы 211/123 являются источниками образования дополнительных пиннинг-центров — дислокаций. Поэтому было бы естественным ожидать более высоких  $J_c$  в этих материалах. Однако в действительности, если система коррелированных линейных дефектов является «разбавленной», т. е. средняя плотность дислокаций относительно невелика (вероятно меньше, чем  $10^8$  линий/см<sup>2</sup>), повышение  $J_c(H||C)$  за счет введения дополнительных  $1D$  пиннинг-центров компенсируется уменьшением точечного пиннинга благодаря захвату вихрей и суммарная  $J_c$  для образцов с дислокациями (подобных расплавно-текстурированным YBCO, где благодаря более сильно развитой азимутальной мозаичности и/или дополнительной термомеханической обработке [6] концентрация дислокаций, линии которых параллельны оси  $C$ , достаточно высока) оказывается ниже, чем в высоко-совершенных кристаллах. Действительно, максимальная  $J_c(H||C) = 1,5$  Тл, 77,6 К)  $= 5,5 \times 10^4$  А/см<sup>2</sup> найдена нами для бездвойникового монокристалла YBCO [7], в то время как в текстурированных образцах даже после одноосной деформации, способствовавшей формированию дислокаций, параллельных оси  $C$ ,  $J_c(H||C) = 1,5$  Тл, 77,6 К)  $= 3,6 \times 10^4$  А/см<sup>2</sup> [6].

На Рис. 17 показаны для сравнения данные измерений магнитно-полевых и угловых зависимостей плотности критического тока для совершенного монокристалла (С1) и для менее совершенного кристалла (С2), выращенного методом кристаллизации на затравке и содержащий включения фазы 211 и дислокации. Легко видеть, что в малых полях  $\mu_0 H < 0,1$  Тл величина  $J_c(H\|C)$  более разупорядоченного образца С2 оказывается больше, чем для совершенного кристалла С1, так как точечный пиннинг неэффективен в этом интервале полей. Но при увеличении поля выше  $H_{min}$  точечный 3D-пиннинг становится более эффективным, чем пиннинг на дислокациях (при данной плотности дислокаций) и  $J_c(H\|C)$  для С1 растет. В образце С2 благодаря дислокационно-индуцированному РКО точечный пиннинг не реализуется и  $J_c(H\|C)$  становится ниже в этом сверхпроводнике. При дальнейшем увеличении поля точечный пиннинг теряет свою эффективность благодаря термическим флуктуациям в то время как дислокации и дислокационные петли остаются сильными пиннинг-центрами. Это приводит к обратному кроссоверу в поле  $\mu_0 H > 1,1$  Тл, где  $J_c$  для образца С2 снова становится выше (Рис. 17, левая панель). Ситуация весьма похожа на ту, которая рассматривалась в параграфе 4.2 при сравнении точечно-подобного и двойникового пиннинга: кислородные вакансии интегрально обеспечивают более сильный пиннинг в промежуточных полях, но становятся гораздо более слабыми центрами в сильных. Причиной такого поведения является существенное различие состояний ВР, разупорядоченной под воздействием точечно-подобных и протяженных (линейных или планарных) центров пиннинга. Когда состояние ВР на  $H$ - $T$ -диаграмме соответствует квазирешетке, т. е. как мы предполагаем, двумерному слабому разупорядочению, инициированному 2D-КП (см. Рис. 6), линия необратимости ассоциируется с резким фазовым переходом первого рода «квазирешетка  $\leftrightarrow$  вихревая жидкость» [12]. В случае взаимодействия с линейными дефектами аналогичная область при малых полях соответствует иному состоянию ВР на  $H$ - $T$ -диаграмме — тоже 2D разупорядоченному, в котором однако индивидуальный пиннинг преобладает над коллективными эффектами. Пока плотность линейных пиннинг-центров невелика, предполагать возможность формирования «сильного коррелированного стекла» (как на Рис. 7 [12, 48, 49]) не приходится.

Если мы имеем дело с разбавленным 2D-беспорядком, то можно ожидать проявления интерференции точечных и линейных дефектов, когда характерное расстояние между дефектами становится равным ларкинской корреляционной длине для коллективного пиннинга ВР на случайных точечных центрах. При возрастании плотности дислокаций (до  $10^{10}$ – $10^{11}$  см<sup>-2</sup>, как это имеет место в тонких пленках [4, 5, 18, 21, 36, 37, 38]) пиннинг становится дислокационным и очень высокие величины плотности критического тока достигаются в этом случае так же, как и приблизительно линейная зави-



**Рисунок 17.** Сравнение магнитно-полевых и угловых зависимостей  $J_c(H, \theta)$  для совершенного монокристалла С1 и монодоменного расплавно-текстурированного образца С2, демонстрирующее концепцию РКО (размерного кроссовера), индуцированного дислокациями [18, 21, 65].

зависимость  $J_c$  от концентрации дислокаций (сравните  $J_c(77\text{ K}) \approx 10^4\text{ A/cm}^2$  при 1,5 Тл для расплавно-текстурированного YBCO-материала [6] и около  $10^6\text{ A/cm}^2$  [1, 3, 8, 9] в тонкой пленке при тех же условиях).

Таким образом, гипотетическая  $J_c$  зависимость от плотности дислокационных линий, ориентированных вдоль оси С в YBCO-сверхпроводнике, имела бы минимум, обусловленный своим происхождением захвату РКО при сравнительно малых  $n_d$ . В этом случае концентрация дислокаций еще недостаточна, чтобы вызвать обнаружимый рост  $J_c$ . В то же время захват вихрей дислокациями способствует увеличению  $C_{44}$ , тем самым препятствуя боковым деформациям, уменьшая возможность вакансионного пиннинга и, следовательно, подавляя «пик-эффект». Понятно, что приведенные рассуждения касаются только ориентаций поля, близких к  $H \parallel C$  (в пределах угла захвата). Для ориентаций  $H \parallel ab$  дополнительные дислокации приводят к более высоким  $J_c$ , так как они вытянуты вдоль  $ab$ -плоскости и вызывают захват вихрей при ориентации поля параллельной плоскости  $ab$ . Эта ориентация является, однако, неблагоприятной для точечно-подобного пиннинга, так как упругий модуль изгиба вихрей  $C_{44}(H \parallel ab) \gg C_{44}(H \parallel C)$ . Другими словами ВР является гораздо более «жесткой», и вклад точечных дефектов в суммарную  $J_c$  имеет минимум при  $H \parallel ab$  (Рис. 11) хотя дислокации и другие протяженные  $ab$ -дефекты вызвали бы повышение  $J_c$  (сравните  $J_c(H, \theta)$

кривые для высокосовершенного монокристалла С1 и расплавно-текстурированного однодоменного образца С2 на Рис. 14). Следовательно, существование и высота  $J_c$ -максимума при  $H \parallel ab$  ориентации поля может служить мерой совершенства кристалла  $\text{YBCO}$ . Для квазиидеального образца, в котором имеются только точечно-подобные дефекты (кислородные вакансии) **никакого максимума  $J_c$  при  $H \parallel ab$  нет**. Только введение дислокаций (ассоциированных либо с включениями фазы 211 либо с дефектами упаковки, т. е. чередования  $\text{CuO}_2$ -слоев, или инициированных одноосной деформацией) приводит к появлению максимума  $J_c(H \parallel ab)$ , причем его амплитуда будет тем больше, чем выше плотность дислокаций (см. Рис. 11). Наоборот, если в  $\text{YBCO}$  кристалле отсутствуют протяженные дефекты, лежащие в  $ab$ -плоскости, а пиннинг обусловлен только точечными центрами, то при ориентации поля  $H \parallel ab$  будет наблюдаться минимум в угловой зависимости  $J_c(H)$ .

#### 4.4. Динамический РКО

Динамический РКО имеет общие черты с рассмотренными выше случаями, так как снова мы наблюдаем резкое изменение характера разупорядочения ВР по мере изменения одного из внешних факторов. В этот раз параметром является скорость движения магнитного потока в сверхпроводнике: изменяя напряженность электрического поля,  $E$ , можно добиться изменения состояния ВР из трехмерного точечно-подобного беспорядка при малых  $E$  в двумерный коррелированный беспорядок при более высоких  $E$ .

Высказывается и обосновывается предположение, что в случае движущейся ВР, взаимодействующей с точечно-подобным закаленным беспорядком, модели и теории, основанные на термоактивированном прыжковом движении вихрей или их связок едва ли применимы для адекватного описания вихревой динамики в режиме «быстрого» движения. Под «быстрым» движением подразумеваются типичные для транспортных измерений уровни диссипации, соответствующие величинам электрического поля  $0,1-10^3$   $\mu\text{В/см}$ , в то время как обычные для экспериментов по измерению намагниченности «малые» скорости отвечают величинам  $E$  около  $10^{-2}-10^{-9}$   $\mu\text{В/см}$  (ниже будет дано более обоснованное определение режимов «малой» и «высокой» скорости движения ВР). Поскольку обсуждаются главным образом результаты, полученные с помощью транспортных измерений, то нас будет интересовать лишь «высокоскоростной» режим. В наших экспериментах (см., например, [7, 21, 74]) минимальная измеримая скорость движения потока, будучи ограниченной уровнем шума, составляла около  $0,2$   $\mu\text{В}$ . Таким образом, мы предполагаем, что должна существовать область, определяемая уровнем диссипации, между термически активированным движением ВР и ее свобод-

ным вязким течением Бардина–Стефена. Это есть режим динамики, связанный с изменением размерности в нарушении упорядоченного состояния благодаря изменению скорости движения. Ниже мы обсуждаем особенности этой динамики и возможность применения классического подхода для ее описания [7, 21, 65, 74].

Рассмотрим Фурье-образ пространственного распределения потенциала пиннинга в монокристалле YBCO. Можно представить его в виде суммы (суперпозиции) длинноволновых вкладов плоскостей двойникования и макроскопических флуктуаций плотности точечных дефектов, а также коротковолнового потенциала, индуцируемого отдельными точечными дефектами. При некоторой критической скорости ВР время пиннинга вихрей на отдельных кислородных вакансиях, определяемое как время прохождения вихря через потенциальную яму, становится меньше, чем время релаксации ВР к своей равновесной конфигурации. Если ВР движется достаточно быстро, релаксационные эффекты «выключают» хаотический и слабый точно-подобный  $3D$  потенциал пиннинга. Выживают лишь более крупномасштабные центры пиннинга: т. е. двойниковые границы и, вероятно, также длинноволновые флуктуации плотности точечных дефектов (если они существуют в совершенных монокристаллах). Как следствие, ВР переходит из трехмерно-разупорядоченного состояния в двумерно-разупорядоченное коррелированное [7, 18, 21, 65, 74], т. е. имеет место размерный кроссовер  $2D \Leftrightarrow 3D$ .

Выше мы рассматривали сценарии РКО, в которых изменение размерности разупорядочения ВР приводило к изменениям квазистатических свойств таких как  $J_c$ . Теперь наше рассмотрение касается «динамических состояний», которые существуют в движущейся ВР. Можно применить определение для критической плотности тока  $J_c$  в динамическом состоянии. Она должна быть определена как транспортная  $J_c$  для движущейся ВР при данной скорости, что в действительности подразумевает измеренную  $J_c$  при высоких электрических полях. Понятно, что в точке динамического РКО вольт-амперные характеристики меняют свою форму, поэтому не только квазистатические параметры претерпевают изменения, но также и динамические. Можно предполагать, что, так как наблюдается переход в  $2D$  коррелированное состояние ВР при увеличении ее скорости, динамика потока должна трансформироваться от некоторого, по-видимому, термически активированного движения в рамках трехмерно-разупорядоченного точно-подобного состояния ВР в динамику двумерного движения типа динамики Бозе-стекла [7, 18, 21, 65, 74], или другой квазидвумерной динамики, рассматриваемой, например, в недавних работах Брандта, Касаткина и других авторов [5, 40, 48, 49, 75] для  $2D$  коррелированного состояния. Эксперименты показывают, что «динамические» и «статические» коррелированные состояния, имеющие общие черты, тем не менее демонстрируют отли-

чающееся поведение.

Анализ вольт-амперных характеристик (ВАХ) для совершенных монокристаллов  $\text{YBCO}$  позволяет высказать предположение [7, 21, 65, 74], что РКО сопровождается изменением динамики ВР от термически активированного движения до полуклассической динамики типа динамики ВЗП, т. е. волн зарядовой плотности [76], с порогообразной ВАХ [7, 21, 65, 74]. Такого рода динамика может быть проанализирована в рамках приближения среднего поля (MFA) с помощью замены реальной ВР на некий упруго-деформируемый континуум, который подвергается воздействию случайного потенциала пиннинга и внешней приложенной действующей силы. Такая замена является оправданной в режиме, в котором классическое движение является доминирующим по отношению к термической активации, но ВР все еще «чувствует» особенности потенциала пиннинга, т. е. режим свободного течения потока еще не достигнут. Межвихревое взаимодействие может быть аппроксимировано как бесконечно дальнедействующее, что должно иметь место при  $a_0 < \lambda$ , т. е.  $H \gg H_{c1}$  [74]. Упругий континуум движется, и его скорость соотносится с движущей силой согласно скейлинговому закону (9) [7, 74, 76]:

$$V = V_0 \left( \frac{I}{I_T} - 1 \right)^\zeta \quad (9)$$

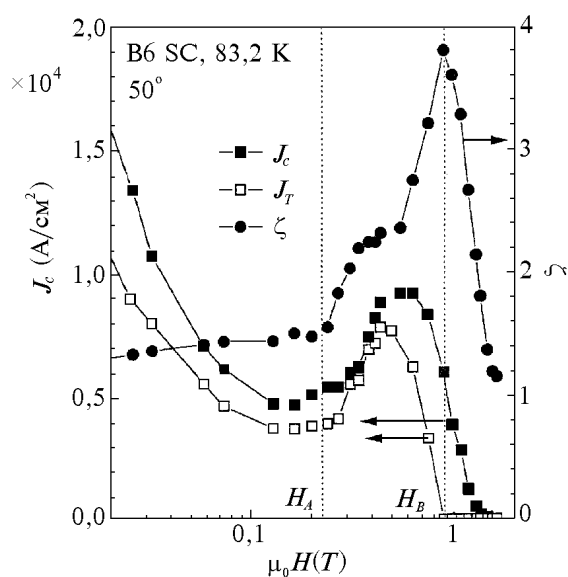
Было найдено, что подобный скейлинг хорошо описывает ВАХ'и некоторых низкотемпературных сверхпроводников [77] и процесс генерации гармоник ВЗП [78]. Пороговый ток  $I_T$  здесь означает величину затравочного критического тока в отсутствие боковых блужданий вихрей, т. е. когда вихри не взаимодействуют с индивидуальными точечными центрами и при отсутствии их термической активации. Процедура подгонки проводится для нахождения величины  $I_T$ , которая позволяет аппроксимировать ВАХ прямой линией в двойных логарифмических координатах

$$\log(V) - \log[(I - I_T)/I_T]$$

с минимумом нормализованного отклонения (ND) [7]. В соответствии с теорией  $V_0$  при данной температуре и ориентации магнитного поля является не зависящей от поля константой. Поэтому ВАХ'и, будучи построенными в упомянутых координатах, оказываются функцией, коллапсирующей в единую прямую линию. Мы обнаружили, что скейлинговая зависимость (9) оказывается справедливой для области малых полей во всем интервале измеримых уровней разности потенциалов  $V$ , но, конечно, мы не исключаем, что эффекты 3D разупорядочения могут играть роль при низких уровнях диссипации и, следовательно, скейлинг будет нарушаться. Мы сознаем, что приме-

нимость упрощенного приближения среднего поля для реальной динамики ВР не является бесспорной. Поэтому (9) можно рассматривать как достаточно удачную подгоночную функцию. Однако из дальнейшего рассмотрения будет видно, что скейлинговые свойства такой подгоночной функции оказываются весьма эффективным инструментом для анализа ВАХ'ов. Магнитно-полевые зависимости подгоночных параметров  $I_T$  и  $\zeta$  вместе с реально измеренной экспериментальной величиной  $J_c(H)$  показаны на Рис. 18 для совершенного монокристалла YBCO (температура измерения 83,2 К, угол вектора  $H$  по отношению к оси  $C$  —  $50^\circ$ ). На Рис. 18 разграничены три области полей, каждая из которых характеризуется существованием отличающихся состояний решетки линий потока. Эти области отделены на Рис. 18 пунктирными вертикальными линиями, причем поля кроссоверов обозначены как  $H_A$  и  $H_B$ .

(А). Слабые поля:  $H_{c1} < H < H_A$ .  $J_c$  падает как  $H^{-q}$  и ВАХ'и подчиняются скейлинговому соотношению (9). Индекс  $\zeta$  является универсальным (практически не зависящим от поля) и равным  $1,5 \pm 0,05$ , что близко к  $3/2$  — точному результату в среднеполевом приближении для неглубокого медленно меняющегося потенциала. Точность совпадения велика:  $ND < 1\%$ . Предсказанное скейлинговой формулой (9) линейное поведение ВАХ в координатах  $\log(V) - \log[(I - I_T)/I_T]$



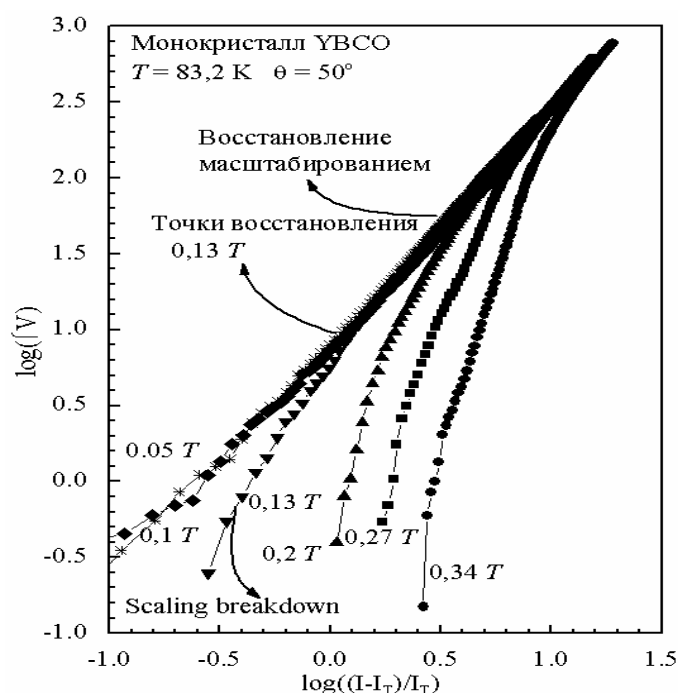
**Рисунок 18.** Экспериментально измеренные  $J_c$  и подгоночные параметры приближения среднего поля (MFA) —  $J_T$  и  $\zeta$ -индекс — нанесены на графике как функции внешнего поля. Характеристические поля,  $H_A$  и  $H_B$ , показаны пунктирными линиями [7, 18, 21, 65, 74].



наблюдается для полей 0,05 и 0,1 Тл во всем интервале измеряемой разности потенциалов на образце от 0,1–0,2  $\mu\text{В}$  до  $\sim 1\text{мВ}$  (см. Рис. 19). Важно отметить существенную разницу в поведении показателя  $\zeta$  по сравнению с известным показателем  $\mu$ , который с точки зрения теорий крипа магнитного потока описывает зависящую от движущей силы высоту потенциального барьера для движения вихрей (см., например, [7, 25, 26, 79]): действительно,  $\mu$  зависит от поля и температуры, в то время как  $\zeta$  универсален с точностью не хуже 10%.

(Б). *Сильные поля:  $H > H_A$ .*  $J_c$  постепенно возрастает. Как было показано нами ранее [7, 21, 65] и описано подробно выше (параграф 4.1), причиной увеличения  $J_c$  является размерный кроссовер от локального к нелокальному поведению упругого модуля изгиба  $C_{44}(\mathbf{k})$  и, соответственно, переход от 2D-КП к 3D-КП. В этом интервале полей скейлинговый закон для ВАХ нарушается, и совпадение с формулой (9) становится возможным лишь при тем более высоких уровнях разности потенциалов на образце, чем сильнее приложенное магнитное поле.

Данные для  $J_T$  и  $\zeta$ , представленные на Рис. 18, и отвечающие интервалу полей  $H_A \geq H \geq H_B$ , являются усредненными величинами, дающими общее представление о поведении этих параметров. Ситуация оказывается похожей на ту, с которой мы сталкивались, пытаясь применить аппроксимацию для вихревого стекла (ВС) [7, 65], — подгоночные параметры являются сильно зависящими от тока. Однако простое рассуждение проясняет происхождение сильной токовой зависимости  $J_T$ . Будем считать доказанным, что именно кислородные вакансии являются теми точечными дефектами, которые индуцируют 3D разупорядочение ВР и рост  $J_c$ , и оценим в этом случае время пиннинга  $t_{pin}$ , т. е. время, которое необходимо линии потока, чтобы пройти через пиннинговое место, —  $t_{pin} = d/v$ . Здесь  $d$  есть эффективный диаметр пиннинговой потенциальной ямы, а  $v = E/B$  — скорость вязкого течения вихревой решетки. Это время дает один из характерных временных масштабов. Сравнить его надо с временем релаксации ВР,  $t_{rel}$ . В результате мы можем определить критическую скорость ВР,  $v_{crit}$ , при которой становится  $t_{rel} = t_{pin}$ . Что произойдет, если вихри будут двигаться настолько быстро, что  $t_{rel} \ll t_{pin}$ ? Тогда вихри уже больше не смогут «захватываться» быстро меняющимся хаотическим рельефом мелких по глубине и малых по диаметру случайных ям потенциала пиннинга, и механизм пиннинга, вызванный точечно-подобным 3D беспорядком, «выключается». Для изолированной кислородной вакансии  $d^0 \approx 0,3$  нм. Принимая типичные значения  $E = 10^3$   $\mu\text{В/см}$  и  $B = 1$  Тл, мы получаем  $t_{pin} = 10^{-9}$  сек. Провести оценку времени релаксации оказывается гораздо сложнее. Очень важно понять, что  $t_{rel}$  определяет временной масштаб упругого отклика ВР на внешнее воздействие. Следуя этой аргументации, можно заключить, что при достаточно высоких скоростях движения



**Рисунок 19.** Вольт-амперные характеристики для монокристалла YBCO нанесены на график в масштабе в соответствии с законом, который дается уравнением (9). См. объяснения использования  $J_T$ -параметра в тексте [7, 18, 21, 65, 74].

вихрей (и разностях потенциалов на образце) таких, что  $E > E_{crit}$ , низко-полевой скейлинг ВАХ должен восстановиться, так как ВР снова будет «чувствовать» только медленно меняющийся, длинноволновый потенциал, который связан с упругим межвихревым взаимодействием и слабо модулирован флуктуациями плотности точечных дефектов (если они существуют), а также с редко и квазипериодически расположенными двойниками.

Для того, чтобы правильно определить подгоночный параметр  $J_T$  для данной индукции поля (при заданной температуре), нужно продлить скейлинговую прямолинейную зависимость, описывающую соотношение (9), до пересечения с осью абсцисс, т. е. перенормированных токов  $\log[(I - I_T)/I_T]$ , при заданном значении электрического поля  $E_c$  (см. Рис. 19). Очевидно, что можно получить  $J_T$  и другим способом, а именно: путем экстраполяции  $J_c(H)$ -зависимостей (Рис. 11) от малых полей ( $H < H_A$ ), где они совпадают с  $J_T(H)$ , к большим ( $H_A \leq H \leq H_B$ ), где все сильнее сказываются боковые коротковолновые деформации вихрей (область пик-эффекта и 3D разупорядочения). Вполне естественно предположить, что такой экстраполяционной

функцией может быть  $H^q$ , как показано на Рис. 11, в виде пунктирной линии. На Рис. 19 показаны реальные ВАХ'и для монокристаллов  $\text{YBCO}$  в координатах  $\log(V) - \log[(I - I_T)/I_T]$ . Здесь для ВАХ, полученных в малых полях (0,05 и 0,1 Тл),  $J_T$  был вычислен с помощью программы подгонки, а для более высоких полей (0,13–0,34 Тл)  $J_T$  был аппроксимирован с помощью  $H^q$ -функции. Графики, представленные на Рис. 19, иллюстрируют восстановление скейлинга при высоких значениях электрического поля, т. е. скорости движения ВР, и нарушение скейлинга при малых значениях разности потенциалов на образце, а также при повышении приложенного магнитного поля.

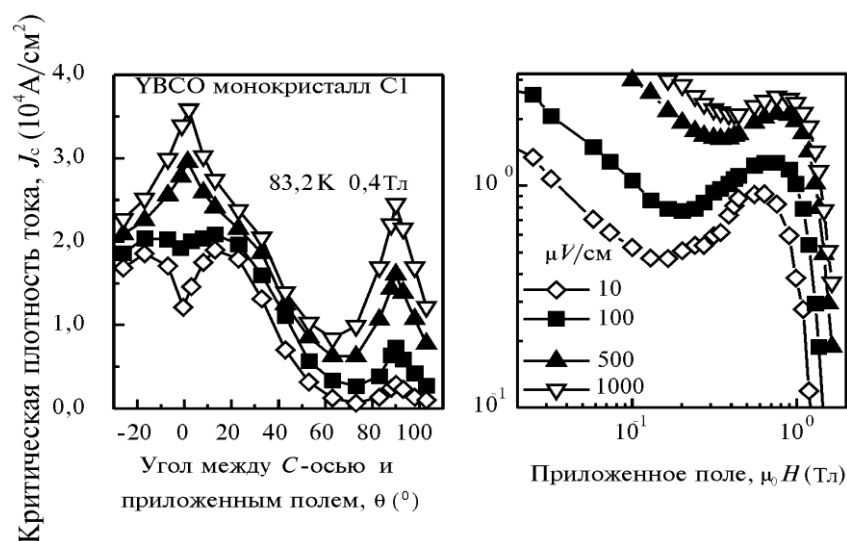
Очевидное заключение может быть выведено из поведения ВАХ: угловые и магнито-полевые зависимости,  $J_c(H)$  и  $J_c(\theta)$ , должны зависеть от критерия  $E_c$ , который используется при определении критического тока с помощью ВАХ. Действительно, как показывают экспериментальные данные (Рис. 20), кривые  $J_c(H)$  и  $J_c(\theta)$  существенно трансформируются по мере того, как критерий электрического поля  $E_c$  повышается.

Это означает, что при увеличении скорости движения ВР она становится более упорядоченной, перестает взаимодействовать с трехмерным случайным точечным потенциалом пиннинга и движется как двумерно упруго-деформируемый континуум, реагирующий только на коррелированный потенциал пиннинга. Вследствие этого глубокий минимум на кривой  $J_c(\theta)$  при  $H \parallel C$  преобразуется в выраженный максимум, так как теперь плоскости двойникования остаются, по видимому, единственными центрами пиннинга. Ситуация становится предельно простой: чем длиннее сегменты вихрей, захваченных двойниками, тем выше плотность критического тока. Итак, увеличивая критерий  $E_c$ , мы имеем возможность зондировать вклады различных пиннинг центров в суммарный потенциал пиннинга:

- (1) при малых  $E_c$ : двойники + точечные дефекты;
- (2) при более высоких  $E_c$ : *только двойники*;
- (3) наконец, линейная (в обычных координатах) часть ВАХ представляет *обычное*  $\rho_{flow}$ .

Эта часть ВАХ соответствует  $J_c(\theta)$ -зависимости с одним максимумом при  $H \parallel ab$ , и это понятно, так как согласно правилу Бардина–Стефена  $\rho_{flow} = \rho_n B / H_{c2}$ , а  $H_{c2}$  в направлении оси  $C$  больше, чем  $H_{c2}$  вдоль плоскости  $ab$  приблизительно в 6 раз.

Таким образом, по мере того, как движущая сила и, соответственно, скорость движения ВР увеличиваются, динамика вихревого ансамбля преобразуется из термически активированного движения в состоянии 3D-беспорядка (некоторые данные [56] показывают, что для этого состояния ВАХ'и являются степенными, типа  $V \propto I^n$ , тогда как другие авторы [25] считают их экспоненциальными типа  $V \propto \exp\{-(J_T/J)^m\}$ ) в ВЗП-динамику движения упруго-деформируемого континуума в коррелированном состоянии:  $V \propto (I - I_T)^\zeta$ , и, наконец, в вяз-

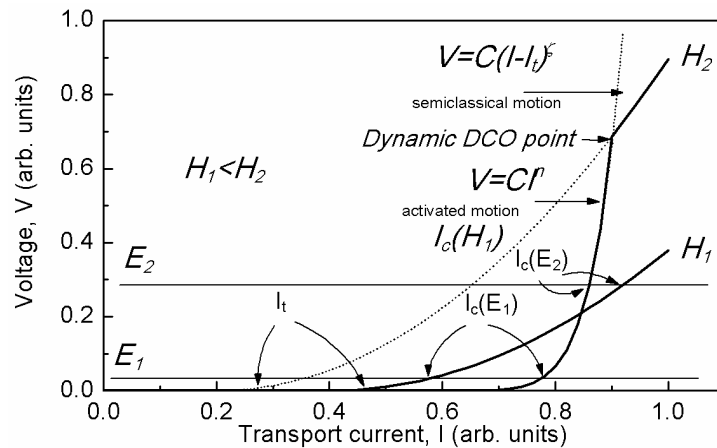


**Рисунок 20.** Изменения  $J_c(\theta)$  и  $J_c(H)$  при изменениях движущей силы, действующей на вихри, т. е. измеренные при разных критериях электрического поля,  $E_c$ , а, следовательно, при разных скоростях движения вихрей [7, 18, 21, 65, 74]. а) Эволюция угловых зависимостей плотности критического тока,  $J_c(\theta)$  при увеличении критерия  $E_c$ . б) Изменение вида магнитно-полевых зависимостей плотности критического тока,  $J_c(H)$ , т. е. подавление пик-эффекта, при увеличении критерия  $E_c$ .

кое свободное течение потока по Бардину–Стефену упорядоченной ВР:  $V \propto I$ .

Суммируя вышеприведенные данные и обсуждение, можно представить модельные ВАХ'и, как это сделано на Рис.21, для того, чтобы показать, как этот вид размерного кроссовера влияет на их экспериментально наблюдаемые особенности. Модельные ВАХ'и соответствуют двум разным значениям внешнего поля  $H_1$  и  $H_2$ , причем  $H_1 < H_2$ . Поле  $H_1$  обозначено как «низкополевой режим», в котором  $J_c(H)$  является спадающей функцией, а  $H_2$  соответствует «высокополевому режиму», где точно-подобное разупорядочение имеет место и развивается пик-эффект. Штриховые кривые изображают степенные и порогаобразные приближения для ВАХ, в то время как сплошные линии показывают результирующие ВАХ'и. Схема демонстрирует, как трансформируются ВАХ'и в точке динамического РКО по мере повышения электрического поля (скорости движения вихрей) от режима термической активации при  $E_1$  в полуклассическое поведение при  $E_2$ .

Наиболее ярким следствием данного эффекта является нетривиальная зависимость плотности критического тока от величины критерия электрического поля, которая следует из модели, проиллюст-



**Рисунок 21.** Модельная вольт-амперная характеристика (ВАХ), демонстрирующая концепцию «динамического размерного кроссовера (РКО)». Штриховые линии показывают полуклассическое и термоактивационное приближение для ВАХ. Сплошные линии являются результирующими ВАХ для областей слабых ( $H'$ ) и сильных ( $H''$ ) полей [18, 21, 65, 74].

рированной на Рис. 21. Действительно, при малых значениях электрического поля,  $E_1$  на Рис. 21, точно-подобное разупорядочение ВР, индуцированное кислородными вакансиями, является эффективным, и мы наблюдаем пик-эффект на кривых  $J_c(H)$ . При этом угловая зависимость  $J_c(H, \theta)$  формируется под воздействием двух интерферирующих вкладов от  $2D$  коррелированного и  $3D$  изотропного пиннинга (см. кривые для  $E_c = 10 \mu\text{В/см}$  на Рис. 20). Когда же, увеличивая скорость движения ВР, мы переходим в режим полуклассического движения, пик-эффект становится все менее заметным и практически исчезает (см. кривую для  $1000 \mu\text{В/см}$  на Рис. 20), так как когерентно движущийся вихревой ансамбль взаимодействует только с протяженными дефектами, какими являются, например, двойниковые плоскости.

Это взаимодействие проявляется также в характерной форме угловой зависимости  $J_c(H, \theta)$  с ярко выраженными пиками, которые отражают сильное влияние двойниковых плоскостей (четкий пик  $J_c$  при  $H \parallel C$ ), а также эффект анизотропии кристалла  $\text{YBCO}$ , т. е. анизотропии  $H_{c2}$  и, следовательно, анизотропии  $\rho_{flow}$  (пик  $J_c$  при  $H \parallel ab$ ).

## 5. СУЩЕСТВУЕТ ЛИ ТРЕХМЕРНОЕ ВИХРЕВОЕ СТЕКЛО?

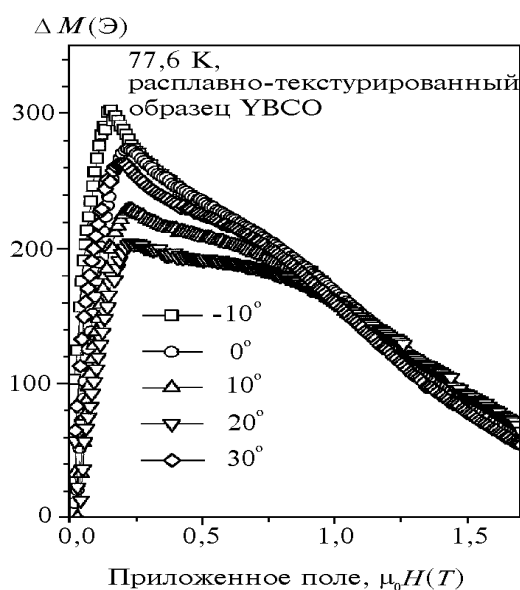
Эксперименты, проведенные на монокристаллах и пленках  $\text{YBCO}$  в сильных магнитных полях показали [80, 81, 82], что при определенных условиях имеет место фазовый переход, происходящий при

температурах  $T_g(H)$ . Было найдено, что статические и динамические свойства кристаллов и пленок демонстрируют критическое поведение вблизи  $T_g(H)$  с критическими индексами, более или менее соответствующими теоретическим предсказаниям [26, 27] для фазового перехода второго рода из фазы вихревой жидкости (не имеющей ни дальнедействующей фазовой когерентности, ни какого-либо дальнего порядка в расположении вихревых линий) в фазу вихревого стекла. Вихревое стекло (ВС) характеризуется дальнедействующей когерентностью фазы волновой функции сверхпроводящего конденсата, но не имеет никакого дальнего трансляционного порядка в позициях вихрей. Однако, эти экспериментальные результаты, подтверждающие критическое скейлинговое поведение вблизи  $T_g(H)$ , и, таким образом, являясь свидетельством существования фазового перехода второго рода, отнюдь не доказывают, что низкотемпературное состояние есть фаза трехмерного (3D) вихревого стекла.

С другой стороны, недавние исследования транспортных свойств на монокристаллических образцах YBCO, в которых доминируют точечные дефекты [83, 84], породили серьезные сомнения в существовании фазы 3D-ВС, так как подавление фазового перехода 1-го рода плавление  $\leftrightarrow$  затвердевание не приводило к появлению перехода 2-го рода, а к непрерывному замерзанию вихревого ансамбля. Для направления магнитного поля параллельно оси  $C$ , теория 2D коррелированного стекла, т. е. Бозе-стекла [47, 48] предсказывает для ВАХ соотношения критических индексов, подобные тем, которые характерны для 3D-ВС. Поэтому необходимо проводить измерения в магнитном поле, вектор которого отклоняется от направления оси  $C$ , т. е. от направления коррелированных дефектов. Теория предсказывает в этом случае изменение класса универсальности критического поведения вблизи фазового перехода Бозе-стекло  $\leftrightarrow$  вихревая жидкость, что отражает отличающиеся механизмы плавления/затвердевания. Транспортные измерения, проведенные на двойникованных в одном направлении монокристаллических образцах YBCO при качании магнитного поля вокруг направления оси  $C$ , показали [85], что фазовый переход 2-рода, ранее обнаруженный в подобных кристаллах [86], не является переходом в 3D-ВС, а соответствует затвердеванию в коррелированное Бозе-стекло. Для того, чтобы экспериментально проверить, действительно ли это так, следует изучить влияние магнитной предыстории на замороженный магнитный момент. Особый интерес для определения характера вихревой динамики представляют кривые  $M_{irr}(H)$  в особенности в сочетании с варьированием угла наклона вектора магнитного поля  $\theta$  по отношению к оси  $C$  кристаллов YBCO, полученные в наших работах [16, 18] (Рис. 22, 23). В соответствии с нашими результатами, описанными выше, существование пик-эффекта является признаком нетривиальных изменений в динамике магнитного потока, по край-

ней мере, это представляется доказанным с помощью наших транспортных экспериментов в соответствующих  $J-E$  интервалах. Однако, остаются открытыми весьма серьезные вопросы: (1) что происходит при малых уровнях диссипации, пониженных на 2–3 порядка величины по сравнению с теми, которые характерны для транспортных измерений; (2) как классическая ВЗП-типа динамика ВР с пороогообразными ВАХ,  $V \propto (I - I_T)^\zeta$ , трансформируется в термически активированное движение ВР ниже порогового тока,  $I_T$ .

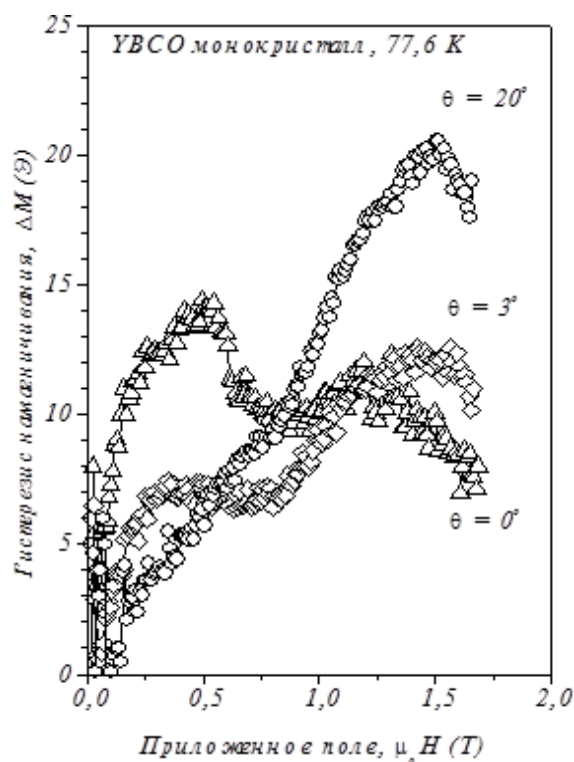
В наших экспериментах, как нам представляется, удалось получить ответы на эти вопросы с помощью сравнения результатов, полученных для совершенных слабо двойникованных монокристаллов YBCO и для расплавно-текстурированных однодоменных YBCO образцов при ориентациях магнитного поля не только  $H \parallel C$ , но и при отклонении на углы до  $20^\circ$  от этого направления. Измерения магнитного момента образцов и его изменения при уменьшении приложенного поля  $H$  до нуля были проведены с помощью двух датчиков Холла, один из которых измерял величину индукции поля непосредственно на образце, а второй вдали от образца, причем система была откалибрована так, чтобы без образца отклик системы был равен нулю. Некоторые кривые, которые являются фактически кривыми



**Рисунок 22.** Гистерезис намагниченности в зависимости от приложенного магнитного поля для различных углов  $\theta$  между осью  $C$  и вектором поля  $H$  для однодоменного расплавно-текстурированного образца YBCO. Величины углов отмечены на графике.  $T = 77,6$  К.  $\Delta M$ -величины соответствуют уровню остаточной намагниченности после снижения магнитного поля [16, 21, 74].

$M_{irr}(H)$ , полученные в наших работах [16, 18], приведены на Рис. 22, 23.

Легко убедиться из рассмотрения кривых на Рис. 22 и 23, что существует значительная разница в поведении магнитного потока в монокристаллах и расплавно-текстурированных YBCO образцах (по крайней мере в данном температурном интервале  $77\text{ K} < T < T_{irr}(H)$ ). Расплавно-текстурированные образцы хорошо захватывают магнитный поток, четко демонстрируя эффекты магнитной предыстории, что характерно для состояния «стекла». Монокристаллы захватывают поток только тогда, когда двойниковые плоскости эффективно взаимодействуют с вихрями, т. е. в пределах критического угла захвата,  $\theta_L$ . При большом отклонении вектора  $H$  от направления, параллельного оси  $C$  ( $\theta \geq 20^\circ$  на Рис. 28),  $M_{irr}$  есть просто функция  $H$  и  $dH/dt$ , а захваченный поток становится исчезающе малым ( $M_{irr, H=0} \rightarrow 0$ ), т. е. эффекты магнитной предыстории отсутствуют.



**Рисунок 23.** Гистерезис намагниченности в зависимости от приложенного магнитного поля для различных углов  $\theta$  между осью  $C$  и вектором поля  $H$  для совершенного двойникового монокристалла YBCO. Величины углов отмечены на графике.  $T = 77,6\text{ K}$ .  $\Delta M$ -величины соответствуют уровню остаточной намагниченности после снижения магнитного поля [16, 21, 74].



Таким образом, можно предполагать с достаточными основаниями, что при больших углах  $\theta \geq \theta_L$ , когда только точечно-подобный  $3D$ -беспорядок является единственным реальным источником, способным давать вклад во взаимодействие вихрей с пиннинг-центрами, вихревая динамика драматически отличается от той, которая характерна для расплавно-текстурированных материалов, где образование стекольного вихревого состояния более или менее установлено, а также от  $BP$ -динамики, имеющей место в тех же монокристаллах, но только при  $H \parallel C$ -оси или при небольших углах отклонения  $\theta < \theta_L$ . Поскольку эти случаи объединены общим обстоятельством — присутствием эффективно пиннирующих протяженных дефектов — можно поэтому предполагать, что причиной формирования состояния вихревого стекла является  $2D$  коррелированный беспорядок и стекольная вихревая фаза оказывается двумерным стеклом.

Таким образом, может быть сформулировано весьма неординарное предположение, основанное на экспериментальных наблюдениях:  $3D$  хаотическое разупорядочение  $BP$  за счет точечно-подобных пиннинг-центров не является причиной образования состояния вихревого стекла. Только  $2D$  коррелированное разупорядочение  $BP$ , как представляется, инициирует возникновение стекольного состояния, т. е. состояния с магнитной предисторией и с захваченным потоком. Отсюда следует, как можно думать, что только состояние Бозе-стекла могло бы быть реализовано в сверхпроводниках с линейными дефектами в присутствии вихрей. Однако, как будет обсуждено ниже, состояние типа Бозе-стекла возникает лишь в искусственно созданных ВТСП-материалах с высокой концентрацией радиационных треков, индуцированных облучением тяжелыми ионами с высокой энергией (1–2 ГэВ) [47, 48]. Это состояние характерно для ВТСП-материалов, в которых линейные дефекты образуют однородно случайно распределенную коррелированную систему вдоль направления оси  $C$  (или другого выделенного направления в кристалле). В реальных практически важных ВТСП материалах — тонких пленках — линейные дефекты образуют частично упорядоченную структуру, которую иногда отождествляют с мозаичностью и малоугловыми дислокационными границами мозаичных доменов. В этом случае динамика будет существенно другой (см. ниже).

## 6. ПИННИНГ-ЦЕНТРЫ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ $\text{YBCO}$

Как уже упоминалось, тот факт, что наивысшие  $J_c$  ( $\geq 10^6$  А/см<sup>2</sup> при 1 Тл и 77 К) сравнительно легко могут быть получены в  $\text{YBCO}$  эпитаксиальных пленках, оставаясь недостижимыми для любых  $\text{YBCO}$  массивных материалов, должен быть отнесен к особенностям дефектной структуры пленок и, соответственно, формированию объемной силы пиннинга в них за счет наиболее эффективного взаимо-

действия прежде всего с линейными дефектами. Большое число попыток было сделано для установления связи силы пиннинга с винтовыми дислокациями, инициирующими соответствующую моду трехмерного роста пленок при осаждении (посредством возникновения и распространения винтовых дислокаций — так называемый «screw-mediated growth» [4, 43]), а также со ступеньками роста на поверхности пленки при двумерной ростовой моде — «рост слой-за-слоем». Однако эти попытки оказались тщетными: например, можно приготовить пленки, в которых концентрация винтовых дислокаций будет отличаться на порядок и более (от  $5 \cdot 10^7$  до  $10^9$  см<sup>-2</sup>), а плотность критического тока будет одинакова, и, наоборот. К тому же ядра винтовых дислокаций роста в пленках YBCO, как показали электронно-микроскопические исследования, имеют характерный поперечный размер значительно больше длины когерентности [87]. Поэтому они едва ли могут эффективно пиннинговать. Некоторые экспериментальные свидетельства [5, 36–38] об очень высокой плотности краевых дислокаций в эпитаксиальных YBCO пленках также казались недостаточно убедительными, так как исследователи вряд ли могли поверить, что дислокационная линия (т. е. ядро дислокации) сама по себе может служить сильным центром пиннинга, обеспечивая эффективный «кор-пиннинг».

Действительно, с одной стороны, еще в ранних работах Дью-Хьюза [88] было показано, что дислокации пиннингуют только тогда, когда они образуют ансамбли типа «стенок» ячеистой структуры в металлических ОЦК сплавах благодаря дальнедействующим полям напряжений, которые могут приводить как к  $\delta I$ , так и к  $\delta T_c$ -пиннингу [25]. Что касается изолированного линейного дефекта, то в работах Дью-Хьюза и его последователей было четко сформулировано: «изолированная дислокация приводит к пренебрежимо малым изменениям  $\kappa_{GL}$ », т. е. параметра теории Гинзбурга–Ландау. Из теории дислокаций, с другой стороны, известно, что поперечное сечение ядра должно иметь величину площади порядка квадрата вектора Бюргерса, что явно намного меньше, чем квадрат длины когерентности даже для ВТСП ( $\xi_{ab} \approx 1,5$  нм для YBCO, по сравнению с  $b \approx 0,4$  нм). Таким образом, представлялось, что так же, как и точечные дефекты, дислокации могут пиннинговать только коллективно, поскольку и глубина пиннинговой потенциальной ямы,  $U_p$ , невелика, и элементарная сила пиннинга отдельной дислокации  $f_p = -\partial U_p / \partial r$  мала. Два новых существенных результата сыграли важнейшую роль в дальнейшем развитии представлений о дислокационном пиннинге в ВТСП, предоставив однозначные свидетельства в пользу сильного пиннинга на дислокационных линиях. Первый из них был получен Чисхолмом и Смитом [32], а затем, еще более убедительно, Мерклом и его сотрудниками [33, 34]. С помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ВРПЭМ) были получены

картины реального расположения атомов внутри ядра полной краевой дислокации [001] и в его окрестности. Было показано, что ядро краевой дислокации представляет сильно искаженную структуру на характерной масштабной длине порядка 5–10 межатомных расстояний, т. е. около 3 нм [32–34]. Кроме того было найдено, что в области ядра имеет место избыток меди по сравнению со стехиометрией (см., например, [33]). На Рис. 3 а и 3 б представлены ВРПЭМ изображения, полученные группой Карла Меркла [33, 34] в Аргоннской Национальной Лаборатории США и любезно предоставленные для использования в этом обзоре. Таким образом, оказалось, что ядра дислокационных линий весьма напоминают по структуре искусственные дефекты, введенные с помощью облучения тяжелыми ионами высоких энергий, которые ведут себя как исключительно сильные одномерные линейные пиннинг-центры. Это вполне убедительно показано во многих работах (см., например, [35, 89]).

Главное обстоятельство, которое оставалось показать, действительно ли формируется в эпитаксиальных пленках YBCO при их осаждении и росте структурное состояние, обеспечивающее очень высокую среднюю плотность дислокаций. Представляется, что наши недавние ВРПЭМ результаты однозначно подтверждают образование такой дислокационной структуры в пленках YBCO, демонстрирующих рекордные  $J_c(H)$ . Эти результаты позволяют также понять механизмы формирования линейных дефектов во время осаждения и роста пленок. Проблема формирования дислокационной субструктуры при эпитаксиальном росте пленок вообще и пленок YBCO в частности выходит за рамки настоящего обзора, и для ознакомления можно отослать читателя к недавним работам [32, 36–39, 90–93]. Однако вкратце здесь необходимо для понимания дальнейшего изложения остановиться на наиболее важных результатах.

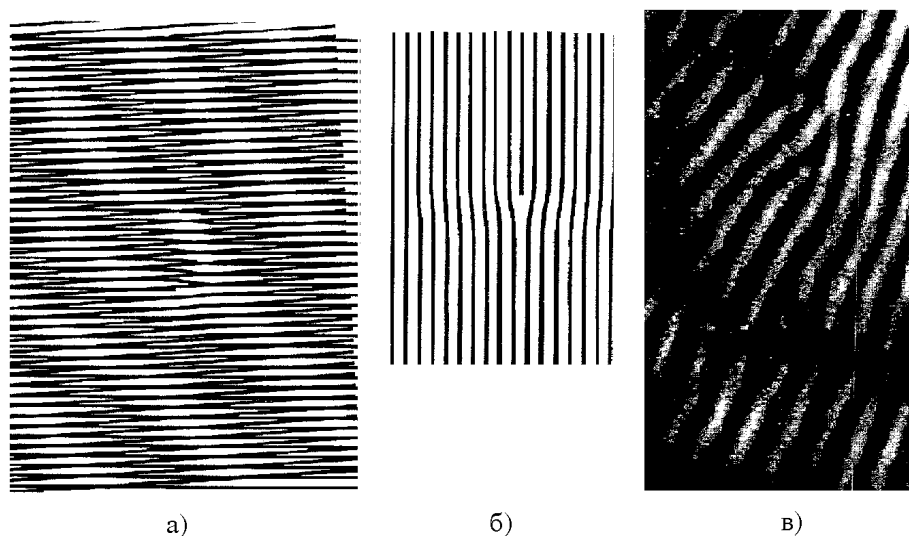
### 6.1. ПЭМ-наблюдение ансамблей краевых дислокаций высокой плотности в YBCO пленках

Первое наблюдение высокой плотности краевых дислокаций, линии которых перпендикулярны поверхности пленки YBCO, было сделано группой Стенфордского университета [36]. Это наблюдение было повторено группой из Аргоннской Национальной Лаборатории [37]. В наших работах также удалось выполнить такие эксперименты. Мы приготовили несколько пленок YBCO с толщинами 2–15 нм с помощью ВЧ магнетронного распыления, а также импульсного лазерного осаждения на подложки из MgO и SrTiO<sub>3</sub>. Исследования методом ПЭМ этих YBCO-пленок было сделано на образцах плоского обзора, и, как видно на Рис. 24, высокая плотность краевых дислокаций была обнаружена в тонких пленках YBCO.

Линии дислокаций, которые хорошо видны на Рис. 24, перпенди-

кулярны подложке, т. е. вдоль оси  $C$  пленки. Благодаря специальной технике получения изображений дефектов кристаллической структуры (известной как «техника муаровых изображений» [36–38]) можно наблюдать изображение одиночной дислокации (Рис. 24 а) или многих краевых дислокаций (Рис. 24 б).

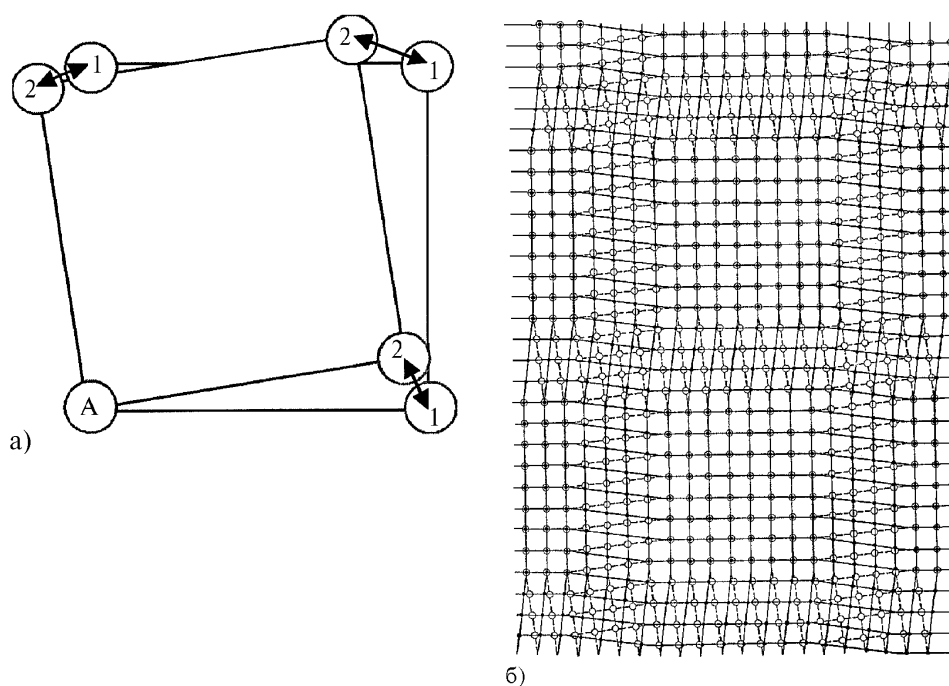
Рис 24 а демонстрирует одиночную краевую дислокацию как добавочную полуплоскость, вставленную между двумя атомными плоскостями, в то время как Рис. 24 б представляет экспериментально наблюдаемую структуру тонкой пленки  $YBCO$  с высокой  $J_c$ , осажденной на монокристаллическую подложку из  $MgO$ . На Рис. 24 б краевые дислокации, линии которых нормальны к поверхности подложки (и пленки), образуют более или менее различные ряды с расстояниями около 5–7 нм между соседними дислокациями, причем ряды дислокаций окаймляют области (домены) приблизительно 20–50 нм в поперечнике (расстояние между муаровыми полосами на Рис. 24 а, б соответствует 2,3 нм). Ряды (или «стенки») краевых дислокаций,



**Рисунок 24.** а), б) Муаровые картины, показывающие одиночную краевую дислокацию с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), линия которой перпендикулярна купратным плоскостям. Дислокация, которая представляет собой дополнительную кристаллографическую полуплоскость в структуре, четко выявляется муаровыми полосами, расстояние между которыми составляет 2,3–2,2 нм [18, 21, 38]. б), в) ПЭМ муаровая картина, показывающая распределение краевых дислокаций (в пленке  $YBCO$  толщиной 10–12 нм, осажденной на подложку из монокристалла  $MgO$ ); дислокационные линии перпендикулярны плоскости  $ab$ . Расположение дислокаций соответствует усредненному углу разориентировки  $\langle 1,2^\circ \rangle$  между соседними доменами (субзернами) [18, 21, 38].

формирующиеся в субграницы как на Рис. 24 б, соответствуют мозаичной структуре YBCO пленки, которая может быть независимо определена методом рентгеновской дифрактометрии.

Один из возможных механизмов образования такой дислокационной структуры в тонких пленках YBCO был предложен Стенфордской группой [36]. Этот механизм предполагает, что при коалесценции слегка азимутально-разориентированных островков во время роста пленки возникают дислокационные субграницы. В наших работах



**Рисунок 25.** а) Схема, показывающая «векторы смещений», которые соединяют кристаллографически эквивалентные узлы кристаллических решеток пленки и подложки на их интерфейсе. Когда реализуется псевдоморфная ростовая мода, атомы пленки располагаются в позициях, обеспечивающих минимум свободной энергии на интерфейсе. Если несоответствие решеток значительно, это может быть достигнуто путем вращательной деформации (на небольшой угол) с разбиением на домены. Таким образом, атомы пленки оказываются в позициях типа «1», причем при увеличении толщины пленки выше критической,  $h_c$ , деформации релаксируют и атомы пленки постепенно возвращаются в равновесные положения «2» [18, 21, 38]. б) Схема чисто вращательной границы [001], которая возникла бы на интерфейсе пленка/подложка, если бы их решетки полностью совпадали. При небольшом повороте вокруг оси  $C$ , эта граница состояла бы из сетки винтовых дислокаций. Открытые кружочки представляют атомы пленки, тогда как сплошные кружочки — атомы подложки (из книги Рида «Дислокации в кристаллах» [42]).

высказывается предположение [18, 21, 38, 91], что если имеет место псевдоморфная двумерная ростовая мода [39], то при некотором несовпадении периодов кристаллических решеток подложки и растущей пленки оказывается энергетически выгодным небольшой поворот кристалла пленки по отношению к подложке на угол около  $0,1^\circ$ , зависящий от величины несовпадения кристаллических решеток. Благодаря такому вращению происходит образование на интерфейсе границы кручения, состоящей из сетки чисто винтовых дислокаций в случае полного совпадения решеток. Такая граница описана, например, Ридом в его классической работе [42]. Действительно, винтовые дислокации на интерфейсе вызывают образование «волнистости» тонкой пленки YBCO, что было четко показано с помощью ПЭМ в работе [18]. В случае заметного несовпадения (как, например, для YBCO/MgO роста) образование винтовых дислокаций в [001] границе кручения на интерфейсе должно сопровождаться разбиением пленки на домены с наклонными границами между ними, состоящими из краевых дислокаций, линии которых перпендикулярны интерфейсу. Размер этих доменов и их взаимная разориентация зависят от величины несовпадения. Если, однако, несовпадение слишком велико, тогда угол относительного поворота решеток должен быть большим (около  $1^\circ$ ). Это ведет либо к нарушению когерентности решеток, либо к переходу к иной ростовой моде — трехмерной островковой, инициируемой винтовыми дислокациями.

Таким образом, предполагается, что существуют два механизма возникновения краевых дислокаций в наклонных малоугловых субграницах доменов растущей тонкой пленки YBCO: 1) при двумерном псевдоморфном росте за счет поворота решетки пленки по отношению к подложке и разбиению на домены с малоугловыми наклонными границами для релаксации напряжений и 2) при трехмерном островковом росте за счет коалесценции слабо разориентированных соседних островков. Компьютерное моделирование и ПЭМ наблюдения показывают, что при возникновении угла разориентации пленка YBCO/подложка  $\alpha \approx 0,1^\circ$  средняя плотность краевых дислокаций в субграницах может превысить  $10^{11}$  линий/см<sup>2</sup>. При этом величина мозаичности около  $1^\circ$ .

## **7. ДИНАМИКА ВИХРЕЙ В YBCO СВЕРХПРОВОДНИКЕ С ЛИНЕЙНЫМИ ПИННИНГ-ЦЕНТРАМИ**

Как следует из результатов структурных исследований, в тонких эпитаксиальных пленках и бикристаллах YBCO [5, 8, 18, 21, 32, 89, 95] наиболее интересным типом дефектов, которые дают вклад в пиннинг и динамику вихрей, являются малоугловые дислокационные наклонные границы. Конечно, случайным образом распределенные

точечные дефекты (кислородные вакансии), дислокационные петли, связанные с дефектами упаковки\*) и параллельные плоскости  $ab$ , а также микродвойники  $\{110\}$  присутствуют в пленках и в некоторых случаях вносят заметный вклад в поведение вихрей и в магнито-полевые зависимости плотности критического тока.

Как упоминалось выше, недавние транспортные измерения в сочетании со скейлинговым анализом дают существенные доводы в пользу существования фазы Бозе-стекла в двойникованных монокристаллических образцах  $\text{YBCO}$ , а также в  $\text{YBCO}$  кристаллах и тонких пленках, облученных тяжелыми ионами с высокой энергией (1 ГэВ и больше). Как известно, образование фазы Бозе-стекла инициируется случайным образом распределенными коррелированными протяженными дефектами: двойниками или/и колоннообразными треками, полученными в результате облучения тяжелыми ионами. Однако, как мы видели выше, в действительности коррелированные линейные дефекты в осажденных  $\text{YBCO}$  тонких пленках распределены сильно неоднородно: они образуют более или менее хорошо сформированные ряды или стенки параллельных друг другу линий краевых дислокаций с несверхпроводящими ядрами поперечным размером  $d \approx \xi_{ab}$ . Дислокационные стенки обрамляют домены мозаичности, азимутально разориентированные по отношению к соседним доменам на приблизительно  $1^\circ$ . Внутри доменов доминирующими пиннингующими дефектами являются точечно-подобные дефекты (по-видимому, кислородные вакансии). При таком пространственном распределении коррелированных линейных пиннинг-центров фаза Бозе-стекла существует только при достаточно малых приложенных магнитных полях, когда  $a_0 \propto (\phi_0/B)^{1/2}$  остается все еще гораздо больше поперечного размера домена,  $L_{dom}$ . При возрастании магнитного поля до некоей критической величины  $H_{B \rightarrow F}$  имеет место кроссовер в новое отличающееся коррелированное стеклообразное состояние, «Ферми-стекло», в котором вихри находятся как в дислокационных стенках, так и внутри доменов. Вихри внутри доменов взаимодействуют со случайными точечными дефектами и потому ведут себя подобно тому, как описано в параграфе 4.1.

При определенной величине приложенного магнитного поля линейное натяжение вихря вследствие дисперсии упругого модуля

---

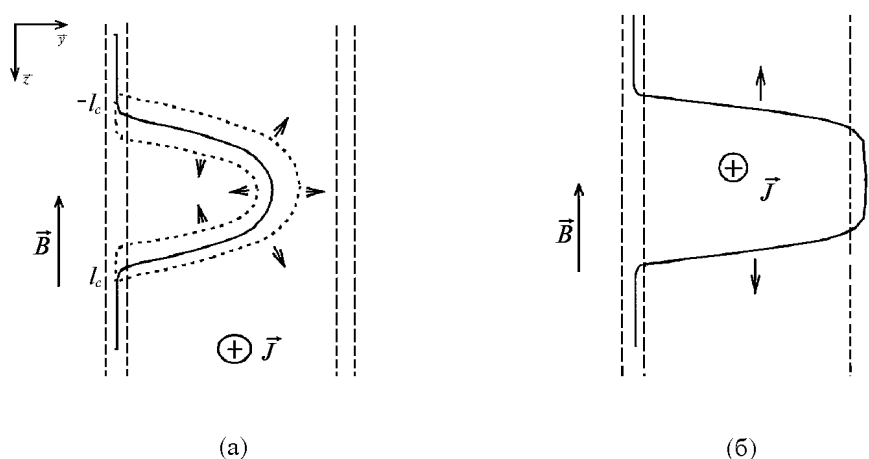
\*) В тонких пленках  $\text{YBCO}$  достоверно установлено (см., например, [41]) с помощью ПЭМ существование значительной концентрации структурных несовершенств, получивших название дефектов упаковки (не следует путать с известными дефектами упаковки в металлах) и представляющих участки «лишних» плоскостей  $\text{CuO}_2$  около 5 нм в поперечнике, хаотически распределенные в пленке и окаймленные петлями краевых дислокаций. Их плотность может быть велика особенно в пленках, полученных скоростным методом импульсного лазерного осаждения [95].

$C_{44}(\mathbf{k})$  размягчается, и тогда возникает картина, которая может быть описана на языке фермиевского распределения вихрей по энергиям. В результате может возникнуть «обратный пик-эффект». Мы рассмотрим данное поведение ниже, анализируя конкретные результаты измерений  $J_c(H, T, \theta)$  для пленок YBCO, полученные недавно в наших экспериментах. Однако прежде всего необходимо построить модель динамики вихрей для идеализированного случая: когда малоугловая граница образована правильным рядом равноотстоящих параллельных друг другу краевых дислокаций в отсутствие каких-либо других нарушений кристаллического порядка в соседних субзернах (доменах). Для этого случая А. Л. Касаткиным [5, 40, 96] развита теоретическая модель транспорта вихрей вдоль доменных (более точно — бикристалльных) малоугловых границ (МУГ). В рамках этой модели показано, что несмотря на сильный одночастичный корпиннинг линиями краевых дислокаций движение вихрей происходит вдоль границы в соответствии с традиционными представлениями [75, 47, 48]. На самом деле модель вполне адекватна при рассмотрении электродинамики бикристаллов с такого рода наклонными границами и с малыми значениями угла разориентации. Модель не требует каких-либо предположений о прозрачности для электронов или джозефсоновских свойствах бикристаллов с такой дислокационной наклонной границей как требуют модели, предложенные в [97–100]. Наиболее важно, что в рамках модели возможно последовательно объяснить сильную зависимость плотности критического тока,  $J_c$ , через границу от угла разориентации  $\theta$  между прилегающими доменами-берегами как это наблюдалось для бикристаллов и пленок YBCO (см. Рис. 28 [5, 40, 96, 101]). Для того, чтобы применить данную модель для описания полидоменных мозаичных пленок, которые содержат такого рода МУГ и, нужно учитывать дополнительные эффекты при движении вихрей как поперек доменов, так и вдоль искривленных границ с пространственно меняющейся разориентацией, а также расстоянием между соседними дислокациями.

Модель транспорта вихрей вдоль ряда параллельных оси  $C$  краевых дислокаций, образующих, как было упомянуто, малоугловую границу между слабо разориентированными субзернами (доменами) основана на предшествовавшем рассмотрении пиннинга и динамики вихрей в сверхпроводниках с протяженными линейными (колоннообразными) дефектами [5, 40, 48, 49, 75, 96]. Важно отметить, что при рассмотрении по крайней мере в [5, 40, 96] коллективные эффекты не учитывались. Согласно результатам этих работ депиннинг вихрей, сидящих на линейных пиннинг-центрах, и их последующая динамика в присутствии транспортного тока имеет место благодаря спонтанному образованию вихревых возбуждений, вызванных термическими флуктуациями в объеме сверхпроводника.

Вихревое возбуждение имеет форму частично депиннированной

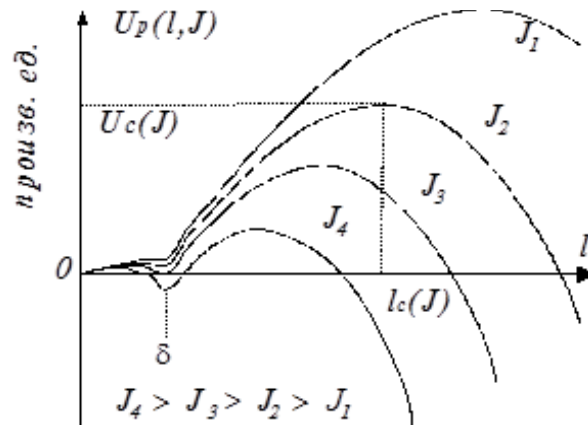




**Рисунок 26.** Картина депиннинга вихря с линейного дефекта и перехода его на соседний дефект путем образования кинков и их распространение под действием силы Лоренца. Вихрь показан сплошной линией, а сверхпроводящее ядро линейных дефектов — штриховыми линиями [18, 40].

вихревой петли (Рис. 26). Когда размер депиннигованной части такой петли превосходит некоторую критическую величину при данном сверхпроводящем транспортном токе  $J$  (см. Рис. 27 [5, 40]), петля становится неустойчивой и начинает «распухать» до тех пор, пока не коснется соседнего линейного дефекта. После этого перемещение оставшейся части данного вихря будет происходить путем движения двух вихревых «ступенек»-кинков, разбегающихся в противоположных направлениях вдоль оси  $C$  под действием силы Лоренца, как показано на Рис. 26. Следует однако принять во внимание (в дополнение к [5, 40]) возможное притяжение вихря к поверхности пленки, которое возникает благодаря взаимодействию вихря как со своим изображением, так и с поверхностным слоем пленки, где сверхпроводящий параметр порядка частично подавлен. Последнее взаимодействие представляется достаточно эффективным и может быть описано с помощью введения потенциала притяжения, действующего в пределах поверхностного слоя толщиной  $\delta$  [18, 96].

В этом случае приходится принимать во внимание поверхностную энергию вихря и решение для функции смещения вихря в случае ненулевого потенциала притяжения в пределах поверхностного слоя ( $\xi_{ab} < \delta < \lambda_{ab}$ ) имеет форму «языка». В [18, 96] было показано, что возбуждения вихря в форме такого языка характеризуются значительно меньшей энергией активации по сравнению с вихревыми петлями в массивном сверхпроводнике. Поэтому депиннинг вихрей и их движение под действием силы Лоренца в случае изолированного линейного дефекта при достаточно высоких плотностях тока будет начинать-



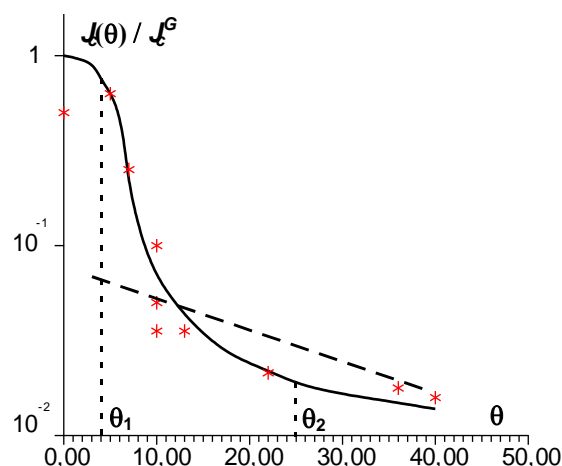
**Рисунок 27.** Зависимость энергии возбуждения полупетли  $U_p(l, J)$  от ее длины вдоль оси  $C$  и величины тока, протекающего через границу. Показано семейство кривых, демонстрирующих возникновение неустойчивости вихревой полупетли при достижении граничного тока. Ток неустойчивости (т. е. начала самопроизвольного «распухания» полупетли), как показал Касаткин [18, 40], должен быть тем больше, чем короче полупетля. Особенность, которая имеет место на кривых при расстоянии  $l \approx \delta$  от поверхности пленки, связана с существованием дополнительного притяжения вихря к поверхности пленки (см. более подробно в [18, 40, 96]).

ся преимущественно на поверхности образца путем образования термически активированных вихревых «языков» и их последующего распространения (вдоль  $C$ -оси) вихревых «колен-ступенек» от поверхности вовнутрь образца.

Мы предполагаем, что пиннинг вихрей на краевых дислокациях реализуется главным образом по механизму кор-пиннинга. В этом случае энергия пиннинга на единицу длины вихревой линии легко может быть рассчитана [18, 96]. Режим TAFF вихревого движения по-видимому имеет место при малых токах (если критический размер вихревой петли становится больше, чем междислокационные расстояния), причем он характеризуется линейной резистивностью  $\rho_{TAFF} = \rho_0 \exp\{U_0(\theta)/(k_B T)\}$ . При более высоких температурах, когда отношение  $U_0(\theta)/(k_B T)$  невелико и критерий  $E_c$  электрического поля при определении критического тока низкий, зависимость плотности критического тока  $J_c$  от угла разориентации  $\theta$  между соседними доменами-субзернами:

$$J_c(\theta) = \frac{E_c}{\rho_0} \exp\left\{\frac{U_0(\theta)}{kT}\right\} \propto \exp\left\{\frac{\alpha}{\sin \theta}\right\} \quad (10)$$

где  $\alpha$  есть некоторая константа, определяемая величиной вектора Бюргерса для краевых дислокаций. Такого типа зависимость приве-



**Рисунок 28.** Зависимость величины плотности критического тока поперек малолугловой дислокационной границы  $J_c^B(\theta)$  от угла азимутальной разориентировки, полученная в модели Касаткина [18, 40] и нормализованная на внутридоменную (или внутризеренную) плотность критического тока  $J_c^G$  (сплошная линия); \* — экспериментальные данные из работы Димоса и др. [101].

дена на Рис. 28 вместе с экспериментальными данными для массивных бикристаллов и бикристаллических пленок  $\text{YBCO}$  [5, 40, 96, 101].

Наша зависимость гораздо лучше описывает экспериментальные данные для бикристаллов, чем предложенная ранее [99]:  $J_c(\theta) \propto \exp\{-\alpha'\theta\}$ , также показанная на Рис. 28 в виде пунктирной линии. Однако, существенным предположением в первом случае является малость  $E_c$ -критерия для  $J_c$ -определения (или достаточно высокая температура). Если же ток через границу становится больше, чем  $J_0$ , тогда, в соответствии с известными представлениями, можно ожидать перехода в «стекольный» режим, так как критический размер вихревого возбуждения (т. е. активационной петли)  $l_c$  оказывается меньше, чем расстояние между двумя соседними краевыми дислокациями. Естественным было бы предполагать, что стекольный режим динамики вихрей должен соответствовать динамике двумерного или коррелированного стекла (Бозе-стекла) [48, 49] благодаря специфической дислокационной структуре. Некоторое свидетельство реального существования такого перехода при увеличении плотности транспортного тока через тонкую пленку  $\text{YBCO}$  было получено Деккером и др. [80, 81]. Авторы наблюдали кроссовер к стеклоподобному поведению ВАХ для эпитаксиальных пленок  $\text{YBCO}$ , когда показатель степени  $\mu$  в зависимости высоты активационного барьера от величины тока увеличивается от 0,19 до единицы (точнее — до 0,94), как предсказано в [48, 49] для Бозе-стекла, с увеличением

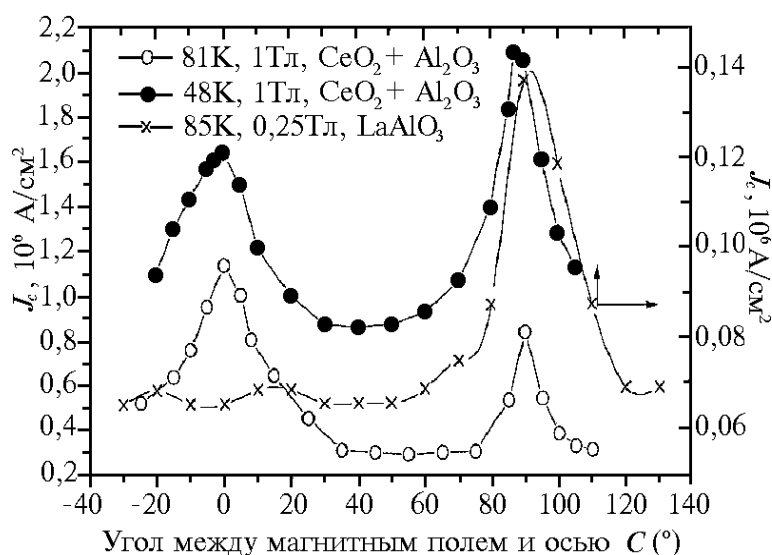
транспортного тока (правомерность применения модели коррелированного стекла для тонких эпитаксиальных пленок YBCO будет обсуждена в следующем параграфе).

Еще один тип  $J_c(\theta)$  зависимости может иметь место при низких температурах в случае достаточно сильного притяжения вихрей к поверхности. В этом случае возможно возникновение устойчивого состояния частично депиннированных вблизи поверхности вихревых «языков» при определенных значениях плотности тока:  $J_2 \ll J < J_1$  [18, 40]. Тогда уменьшение  $J_c(\theta)$  в этих пределах при увеличении угла разориентации в определенном интервале  $\theta_1 < \theta < \theta_2$  происходит медленнее (по степенному закону). Наша модель движения вихрей вдоль эквидистантного ряда параллельных друг другу дислокаций может быть распространена на случай реальной полидоменной (мозаичной) структуры пленки с сеткой МУГ, образованной ансамблями краевых дислокаций, как это выглядит на реальном изображении, подобно показанному на Рис. 24 б. Эти дислокации находятся в более или менее неупорядоченном состоянии и не эквидистантны, как предполагалось выше. Тем не менее, используя перколяционный подход, как это делал Гуревич при рассмотрении крипа потока [79, 102], следует ожидать, что МУГ и будут служить как перколяционные каналы для термоактивированного движения вихрей. Это очевидно так и есть, потому что энергия активации  $U_c(d)$  перехода вихря с одной краевой дислокации на соседнюю (т. е. на расстояние  $d(\theta)$ ) гораздо меньше, чем соответствующая величина  $U_{c0}$  для траверса вихря поперек домена. Таким образом, сетка МУГ будет формировать пространственный  $U_c$ -ландшафт с более или менее выраженными «долинами» активационной энергии вихрей  $U_c(r)$ . Рассматривая TAFF-режим движения вихрей вдоль этих перколяционных каналов, можно ожидать, что среднее расстояние между ближайшими дислокациями все-таки связано с углом разориентировки соседних доменов. Тогда, при малых значениях угла  $\theta < U_c(d) > \propto \langle (\sin\theta)^{-1} \rangle$  и, следовательно, сильная  $J_c(\theta)$  зависимость (10), полученная для прямолинейного ряда эквидистантных дислокаций, будет выполняться для перколяционной ситуации с заменой  $\sin\theta$  на его усредненную должным образом по всей пленке величину.

Сильная  $J_c(\theta)$  зависимость для полидоменных эпитаксиальных пленок YBCO с малоугловыми границами была наблюдаема экспериментально в [103].

## **8. УГЛОВЫЕ И ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ $J_c(H, T, \theta)$ ДЛЯ ПЛЕНОК YBCO. СВЯЗЬ С ХАРАКТЕРНЫМИ АНСАМБЛЯМИ ЛИНЕЙНЫХ ДЕФЕКТОВ**

В ранней работе группы Заеманн-Ищенко [19], как уже упоминалось, было впервые показано, что при вращении вектора магнитного поля



**Рисунок 29.** Двухпиковые зависимости  $J_c(H, T, \theta)$ , измеренные транспортным методом при сохранении постоянной силы Лоренца на пленках  $\text{YBCO}$ , полученных разными методами осаждения и при разных условиях [45–47].

по отношению к оси  $C$  (при соблюдении постоянства силы Лоренца) эпитаксиальной биаксиально-текстурированной пленки  $\text{YBCO}$  значение критической плотности транспортного тока обнаруживает два характерных максимума при  $H \parallel C$  ( $\theta = 0^\circ$ ) и при  $H \parallel ab$  ( $\theta = 90^\circ$ ), изображенных на Рис. 29 (данные, приведенные на Рис. 29, получены в наших измерениях).

Свойства, характеристики и поведение обоих максимумов описаны ниже и приведены в Таблице 1. Как можно видеть из Таблицы 1, относительная высота максимумов оказалась зависящей от условий измерения вольт-амперных характеристик и определения величины критического тока, а именно: от температуры измерений, приложенного магнитного поля и критерия величины электрического поля,  $E_c$ .

Действительно,  $J_c(H)$ -пик при  $H \parallel C$  сначала растет при повышении температуры приблизительно от 40 до 80 К, а затем, когда температура приближается к линии необратимости,  $J_c$ -максимум при  $H \parallel C$  существенно подавляется и даже исчезает для пленок  $\text{YBCO}$ , осажденных импульсным лазерным распылением на подложку из  $\text{LaAlO}_3$ . Наоборот,  $J_c(H)$ -пик при  $H \parallel ab$ -плоскости «выживает» при всех температурах, магнитных полях, и скоростях движения решетки вихрей под действием силы Лоренца.

Как известно к настоящему времени из данных электронной микроскопии высокого разрешения (см., например, [18, 21, 32, 34, 36–38, 41, 87]), несколько типов дислокационных ансамблей могут форми-

**ТАБЛИЦА 1.** Свойства, характеристики и поведение обоих максимумов.

Изменяемый в эксперименте параметр	Пик $J_c(\theta)$ при $H\parallel C$	Пик $J_c(\theta)$ при $H\parallel ab$
1. Изменение температуры при измерениях	Относительная высота пика растёт с температурой (по крайней мере, при 40–80 К), затем пик подавляется при $T \rightarrow T_{irr}(H)$	Относительная высота уменьшается с понижением температуры, однако при $T \rightarrow T_{irr}(H)$ пик становится доминирующим
2. Влияние напряженности приложенного магнитного поля	Этот пик практически исчезает в полях выше 2–3 Тл	Чем выше поле, тем острее становится пик. В самых высоких полях при $H \rightarrow H_{irr}(T)$ остается только этот пик
3. Скорость и метод осаждения пленки	Низкоскоростное DC непрямоe (off-axis) магнетронное распыление способствует усилению этого пика (по крайней мере для пленок сапфир/CeO <sub>2</sub> /YBCO)	Высокоскоростное импульсное лазерное осаждение существенно усиливает этот пик
4. Эффекты подложки и буферных слоев	Чем сильнее несовпадение кристаллических решеток между материалами подложки, буферного(ых) слоя(ев) и пленки YBCO, тем сильнее этот пик	Этот пик оказывается резче и значительнее, если несовпадение (mismatch) мал, как, например, для подложек из SrTiO <sub>3</sub> или LaAlO <sub>3</sub>
5. Влияние температуры осаждения пленки YBCO	Данный пик увеличивает высоту с повышением температуры осаждения (до 745–750°C) для пленок сапфир/CeO <sub>2</sub> /YBCO	Этот пик существенно подавляется при повышении температуры осаждения (до 745–750°C) в случае пленок сапфир/CeO <sub>2</sub> /YBCO
6. Эффект изменения толщины пленки YBCO	Чем толще пленка YBCO (по крайней мере, на подложке LaAlO <sub>3</sub> ), тем высота этого пика больше	Этот пик оказывается практически не зависящим от толщины пленки YBCO
7. Эффект изменения моды роста пленки YBCO	2D-мода роста подавляет этот пик, в то время как 3D-мода роста наоборот усиливает его	3D ростовая мода приводит к существенному подавлению этого пика

роваться в пленках YBCO в процессе их роста:

1) Краевые дислокации несоответствия на интерфейсе, благодаря обычному несовпадению межатомных расстояний в кристаллических

решетках подложки и растущей пленки.

2) Дислокационные петли, связанные с существованием дефектов упаковки (т. е. локальным появлением при росте «лишних» или «недостающих» сегментов  $\text{CuO}_2$ -плоскостей размером обычно до 10 нм), которые представляют собой краевые дислокации, причем их линии параллельны  $ab$ -плоскости [41].

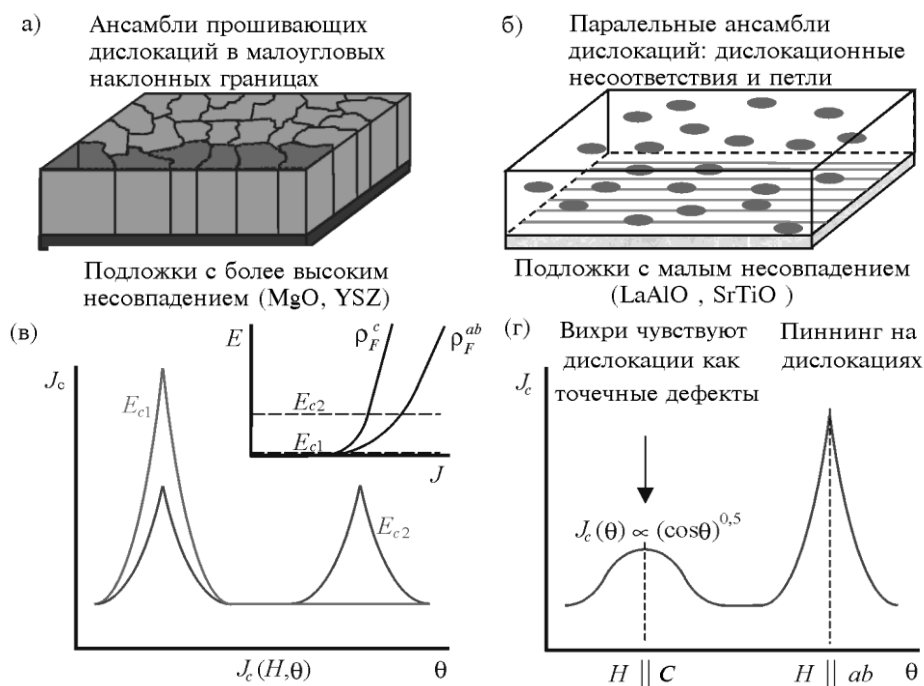
3) «Прошивающие» краевые дислокации, линии которых, будучи параллельны оси  $C$  и перпендикулярны поверхности пленки, в результате процесса полигонизации частично или полностью образуют малоугловые наклонные границы доменов азимутальной мозаичности в пленке. Средняя плотность таких дислокационных линий может достигать  $10^{11}$  линий/см<sup>2</sup> и даже больше [36–38, 89]. Эти дислокации образуются главным образом благодаря реализации двумерной гетероэпитаксиальной ростовой моды, когда так называемая «поворотная» релаксация интерфейсного несоответствия имеет место, в частности, этот механизм может быть еще усилен за счет специфических условий роста, например, вследствие их поворотного несоответствия на  $R$ -плоскости сапфира и плоскости  $(001)\text{CeO}_2$  (подробнее описано, например, в [44, 95]).

4) Винтовые дислокации на интерфейсе, в малоугловых границах кручения, которые являются источником винтовых дислокаций в доменных малоугловых границах, делая их тем более сложными наклонно-поворотными, чем больше степень несовпадения кристаллических решеток на интерфейсе. Винтовые дислокационные источники, выходя на поверхность пленки, могут инициировать при более высоких температурах осаждения (выше 740°C для  $\text{YBCO}$ ) трехмерный спиралеобразный механизм роста [43, 104].

Анализ данных, полученных в результате измерений угловых зависимостей  $J_c(H)$  для большого числа совершенных биаксиально-текстурированных пленок  $\text{YBCO}$  с высокими  $J_c(H)$ , убедительно показывает, что максимумы критического тока, а, следовательно, и ориентация дислокационных ансамблей соответствуют двум направлениям: параллельно оси  $C$  и параллельно плоскости  $ab$ . Это заключение эквивалентно предположению о том, что эффективный пиннинг вихрей в пленках  $\text{YBCO}$  обеспечивается протяженными линейными дефектами, ориентированными вдоль данных направлений, т. е. дислокационными ансамблями  $a[100]$ , а также дислокациями и петлями, лежащими в  $ab$ -плоскости. Важно отметить, что эти последние дислокации и петли дают вклад и в  $J_c(H|C)$ -максимум, поскольку, как это впервые было показано в [6], а затем подтверждено нами в [7, 18, 21], когда вихри параллельны оси  $C$  они могут взаимодействовать с поперечными дислокационными линиями как с точечно-подобными дефектами. При этом зависимость  $J_c(H, \theta)$  имеет куполообразный характер типа  $J_c(\theta) \propto (\cos\theta)^{1/2}$ . Можно предполагать также, что некоторый вклад в объемную силу пиннинга вносят и точечные

дефекты типа кислородных вакансий. Два вклада от точечных и квазиточечных центров пиннинга создают тот пьедестал для  $J_c(H||C)$ -максимума, который исчезает при приближении к линии необратимости, т. е. при  $T \rightarrow T_{irr}(H)$ , при повышении напряженности магнитного поля, при увеличении скорости движения вихрей (т. е. критерия  $E_c$ ) [7, 18].

Что касается  $J_c(H||ab)$ -пика, то поскольку он «выживает» при всех температурах, полях и скоростях движения ВР, можно предполагать,



**Рисунок 30.** Схематически показаны изображения ансамблей краевых дислокаций, которые формируются в пленках YBCO при различных ростовых модах: а) перпендикулярные купратным плоскостям ансамбли «прошивающих» дислокаций в мало-угловых наклонных доменных границах; б) параллельные купратным плоскостям ансамбли дислокаций, состоящие из интерфейсных дислокаций несоответствия и индуцированных локальными дефектами упаковки дислокационных петель. Показаны также схематически угловые зависимости  $J_c$  в приложенных магнитных полях разной ориентации (на вставке проиллюстрирована роль критерия  $E_c$  при определении критического тока и кристаллической анизотропии в появлении пика при  $H||ab$ ): в) высокая плотность прошивающих дислокаций ведет к появлению мощного пика  $J_c$  при  $H||C$ ; г) высокая плотность ансамблей дислокаций, линии которых параллельны купратным плоскостям, является основной причиной появления пика  $J_c$  при  $H||ab$ . Не следует забывать также о возможном вкладе анизотропии величины  $\rho_F$ , т. е. сопротивления течению вихрей.

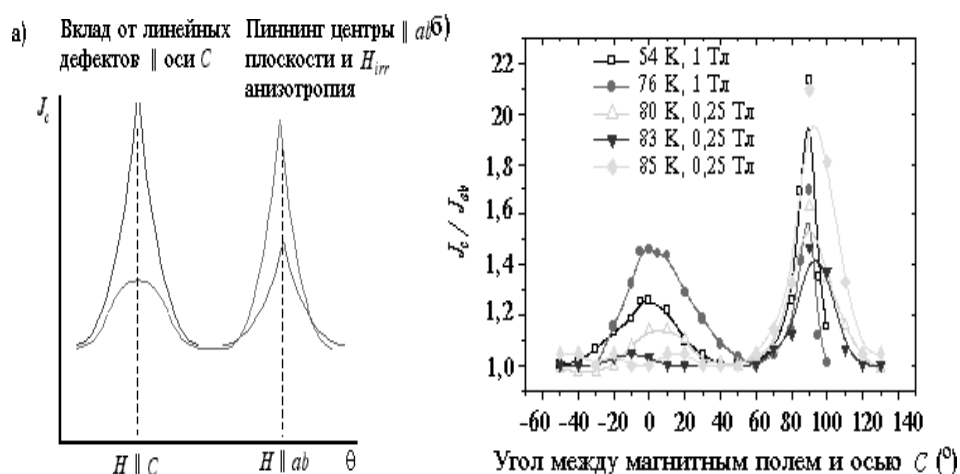


что он обусловлен дислокационным пиннингом на лежащих в  $ab$ -плоскости дислокациях и петлях, а также  $H_{irr}(T)$ -анизотропией. Как уже обсуждалось выше, анизотропия  $H_{irr}(T)$  приводит к анизотропии величины резистивности, обусловленной движением ВР под действием силы Лоренца. Это означает, что при одинаковом критерии  $E_c$  величины  $J_c$ , определяемые из ВАХ при  $H \parallel ab$  и  $H \parallel C$  будут существенно разными.

Таким образом, рассматривая поведение пленок YBCO, следует помнить и принимать во внимание существование в общем двух ансамблей краевых дислокаций: (1) с линиями вдоль оси  $C$  и (2) с линиями в плоскости  $ab$ .

Это обстоятельство, как уже упоминалось, было подтверждено в наших недавних работах [44–46, 95] с помощью ПЭМ, ВРЭМ, а также электрическими транспортными измерениями в магнитном поле угловых зависимостей плотности критического тока. Такие измерения были выполнены нами [44–46, 95], а также другими группами [19, 20].

Для того, чтобы более наглядно и убедительно продемонстрировать реальное неоднородное распределение дислокационного ансамблей в пленках YBCO, приготовленных при разных условиях зарождения и роста и при разных механизмах роста, предлагается взглянуть на схематические изображения (Рис. 30 а, б) тонкой структуры пленок: (а) с множеством мозаичных доменов, отделенных друг от друга наклонными малоугловыми дислокационными границами



**Рисунок 31.** а) схематическое представление угловых зависимостей  $J_c(H)$  для случая, когда как перпендикулярные, так и параллельные  $ab$ -плоскости дислокационные ансамбли дают свои вклады в двухпиковые кривые; б) угловые зависимости  $J_c(H)$ , измеренные четырехзондовым транспортным методом для пленок YBCO, осажденных с помощью импульсной лазерной техники на подложки из  $\text{LaAlO}_3$

(типичный угол разориентации около  $1-2^\circ$ , типичный размер домена  $20-50$  нм, среднее междислокационное расстояние в границе  $10-20$  нм и средняя плотность дислокаций около  $10^{11}$  линий/см<sup>2</sup>); (б) с интерфейсными дислокациями несовпадения и дислокационными петлями, связанными с дефектами упаковки, т. е. с лишними или недостающими сегментами медно-кислородных слоев типа  $\text{CuO}_2$  [41], причем их линии лежат в  $ab$ -плоскости, а их средняя плотность также весьма высока. Представляется удивительным, что такая дислокационная структура с высокой плотностью может сосуществовать в пленках  $\text{YBCO}$  с очень высокой степенью совершенства кристаллической структуры, характеризующейся с помощью ПЭМ/ВРЭМ [32–34, 37, 38] и рентгенодифрактометрии [105]. Однако наиболее надежным инструментом для экспериментального обнаружения этих двух различных дислокационных ансамблей является измерение угловых зависимостей  $J_c(H, \theta)$  при постоянном значении силы Лоренца [44–46, 95] (см. Рис. 31).

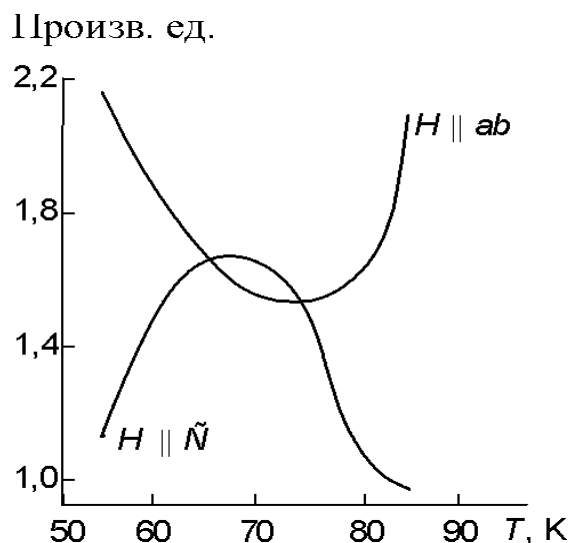
### 9. ПОЛЯ УПРУГИХ ДЕФОРМАЦИЙ В ОКРЕСТНОСТИ ЛИНЕЙНЫХ ДЕФЕКТОВ И ОСОБЕННОСТИ ПОТЕНЦИАЛА ПИННИНГА В ПЛЕНКАХ $\text{YBCO}$

Как было показано экспериментально [106–108], слоистые анизотропные ВТСП металлоксидные купраты имеют аномально сильную анизотропную зависимость критической температуры  $T_c$  от давления для случая одноосного сжатия. Например [107], для оптимально допированного монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  производные  $\partial T_c / \partial P_i$  были измерены вдоль главных кристаллографических осей. Найдено, что они равны соответственно  $\partial T_c / \partial P_a \approx -(1,9-2)$  К/ГПа,  $\partial T_c / \partial P_b \approx (1,9-2,2)$  К/ГПа,  $\partial T_c / \partial P_c \approx -(0-0,3)$  К/ГПа. Это означает, что зависимость  $T_c(P)$  для изотропно гидростатически сжатого кристалла очень слабая. Однако в областях кристалла с локальной анизотропной деформацией изменения  $T_c$  могут быть значительными. В линейном приближении такая зависимость может быть записана следующим образом:

$$T_c(\mathbf{r}) = T_{c0} - C_{ik}\varepsilon_{ik}(\mathbf{r}), \quad (11)$$

где  $T_{c0}$  есть критическая температура недеформированного кристалла,  $\varepsilon_{ik}$  — это тензор деформации, а коэффициенты  $C_{ik} = -\partial T_c / \partial \varepsilon_{ik}$  связаны с производными  $\partial T_c / \partial P_a$  (Рис. 32). Согласно [106, 108] диагональные коэффициенты  $C_{ij}$  в базисной  $ab$ -плоскости кристалла составляют  $C_a = -\partial T_c / \partial \varepsilon_{aa} \approx -220$  К,  $C_b = \partial T_c / \partial \varepsilon_{bb} \approx 320$  К, и  $\partial T_c / \partial \varepsilon_{cc} \approx 0$ .

Основываясь на экспериментальных данных [106–108] Гуревич и Пашицкий [109] показали путем теоретического расчета, что упругие деформации анизотропного кристалла, созданные одиночной крае-



**Рисунок 32.** Температурные зависимости высоты пиков  $J_c(H, \theta)$  при ориентациях магнитного поля  $H \parallel c$  и  $H \parallel ab$  показаны в относительных единицах по отношению к положению подножия (или «фона»).

вой дислокацией или дислокационным ансамблем (например, «стенкой» дислокаций) могут вызывать локальное повышение либо понижение  $T_c$  и даже полное подавление сверхпроводящего состояния при определенной температуре (например, при 77 K). Следовательно, области нормальной (несверхпроводящей) фазы должны существовать вокруг дислокационного ядра, которое, как описано выше, в соответствии с данными [33, 34] представляет собой (для прошивающей краевой дислокации  $a[100]$ ) цилиндрический канал сильно пластически деформированной среды диаметром около 2 нм. Окружающие ядро нормальные области также должны играть важную роль в формировании потенциала пиннинга сверхпроводника. Поэтому необходимо рассмотреть более детально деформационный механизм подавления сверхпроводимости в окрестности дислокационного ядра, т. е. явления, которое имеет место благодаря полю упругих деформаций в анизотропном кристалле  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

Перпендикулярная плоскости  $ab$  краевая дислокация вызывает появление упругих деформаций в плоскости  $ab$  и соответствующих локальных изменений  $T_c$ . При определенных условиях, если вектор Бюргерса  $\mathbf{B}$  направлен под углом  $\vartheta$  либо по отношению к  $a$ - либо к  $b$ -оси, изменение  $T_c$  определяется следующим выражением:

$$\delta T_c = -C[\varepsilon + \beta(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}) \cos 2\vartheta + 2\beta\varepsilon_{xy} \sin 2\vartheta], \quad (12)$$

где

$$\varepsilon = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}, \quad C = (C_a + C_b)/2, \quad \beta = (C_a - C_b)/(C_a + C_b). \quad (13)$$

Используя хорошо известные компоненты тензора деформаций  $\varepsilon_{ik}$  [110] при условии  $\mathbf{B} \parallel \vec{a}$ , мы получаем выражение для вариаций критической температуры в цилиндрических координатах:

$$\delta T_c(r, \varphi) = -\frac{CB}{2\pi(1-\sigma)} \frac{\sin \varphi}{2} \left[ (1-2\sigma) + 2\beta \cos^2 \varphi \right] \quad (14)$$

Здесь  $\varphi$  есть азимутальный угол в плоскости  $ab$ , отсчитанный от  $a$ - или  $b$ -оси, коэффициент Пуассона  $\sigma \approx 0,28$  [111], а  $B$  есть модуль вектора Бюргера, который приблизительно равен постоянной решетки  $a \approx 4 \text{ \AA}$  в  $ab$ -плоскости. Таким образом, Пашицкий [95] получил выражение, которое позволяет определить границу области нормальной фазы вблизи дислокационного ядра, т. е. области, в которой локальная величина  $T_c$  меньше, чем характеристический средний уровень:

$$r_N(\varphi, T) = R_0(T) \sin \varphi \left[ 1 + \beta_0 \cos^2 \varphi \right] \geq 0, \quad (15)$$

где

$$R_0(T) = \frac{CB(1-2\sigma)}{2\pi(1-\sigma)T_{c0}\tau}, \quad \tau = 1 - \frac{T}{T_{c0}}, \quad \beta_0 = \frac{2\beta}{1-2\sigma}. \quad (16)$$

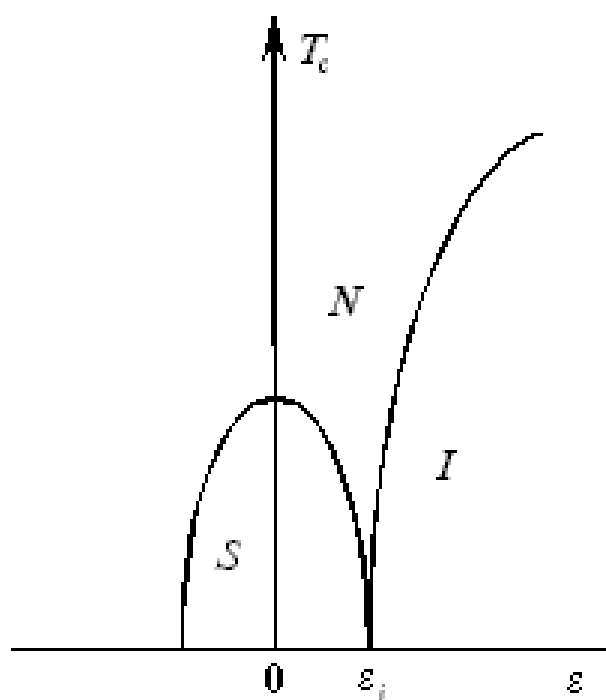
При  $T_{c0} = 90 \text{ K}$  и для вышеупомянутых величин коэффициентов  $C_{a,b}$  параметр  $R_0(T) \approx 0,42/\tau$  (Е) и  $\beta_0 \approx -24$ . При  $T = 77 \text{ K}$  имеем  $R_0 \approx 3 \text{ E}$  и максимум  $r_N$  оказывается в направлении  $\varphi = -\pi/4$  и составляет  $r_{Nmax} \approx 25 \text{ E}$  (Рис. 33).

Если теперь учесть эффект близости, то становится ясно, что область с подавленным сверхпроводящим параметром порядка распространяется во всех направлениях на величину около длины когерентности  $\xi(T) = \xi_0/\tau^{1/2}$  (где  $\xi_0 \approx 13 \text{ E}$  есть длина когерентности при  $T = 0 \text{ K}$ ).

При  $77 \text{ K}$   $\xi(T) \approx 35 \text{ E}$  и максимальная ширина нормальной области составляет  $L(T) = 2[r_{Nmax} + \xi(T)] \geq 120 \text{ E}$ . Величина области подавленного параметра порядка на одну дислокацию, параллельную оси  $C$ , может быть оценена как  $S_M(T) \approx 2\xi(T)L(T)$ , т. е. около  $8 \times 10^{-13} \text{ см}^2$  при  $77 \text{ K}$ . Это означает, что при концентрации краевых дислокаций около  $10^{11}$  линий/см<sup>2</sup> доля нормальной фазы приблизительно равна 10%. Каждая составляющая  $L(T)$  функции демонстрирует различные скорости повышения при  $T \rightarrow T_{c0}$ .  $r_M(T)$  пропорционально  $\tau^{-1}$  и  $\xi(T)$  пропорционально  $\tau^{-1/2}$ . Следовательно, ширина потенциальной пиннинговой ямы и ее форма изменяются по мере повышения температуры быстрее, чем  $\tau^{-1}$ , приближаясь к  $\tau^{-3/2}$  при  $T \rightarrow T_{c0}$ . Детальный анализ следствий этой ситуации выходит за рамки данной статьи, однако, имеется достаточно оснований предполагать, что сила пиннинга,

возникающая при взаимодействии вихрей с дислокациями этого ансамбля, должна заметно падать при повышении температуры, что и наблюдается при измерении температурной зависимости  $J_c(H|C)$ .

В заключение этого раздела следует отметить, что анизотропный параметр  $\beta_0$  в (15) для дислокационных линий параллельных  $ab$ -плоскости во много раз меньше, чем для перпендикулярных прошивающих дислокаций, из-за пренебрежимо малой величины  $C_c$ . В этом случае  $\beta = 2/(1 - 2\sigma) \approx 4,5$ . Таким образом, можно предполагать, что параллельные  $ab$ -плоскости дислокации и дислокационные петли в противоположность перпендикулярным имеют незначительные поля деформаций в окрестности ядра. Это означает, что соответствующие пиннинговые потенциальные ямы намного более узкие и с крутыми склонами. Элементарная сила пиннинга для этих дислокаций больше. Кроме того, их форма очевидно слабо зависит от температуры, следовательно, и сила пиннинга не зависит от температу-



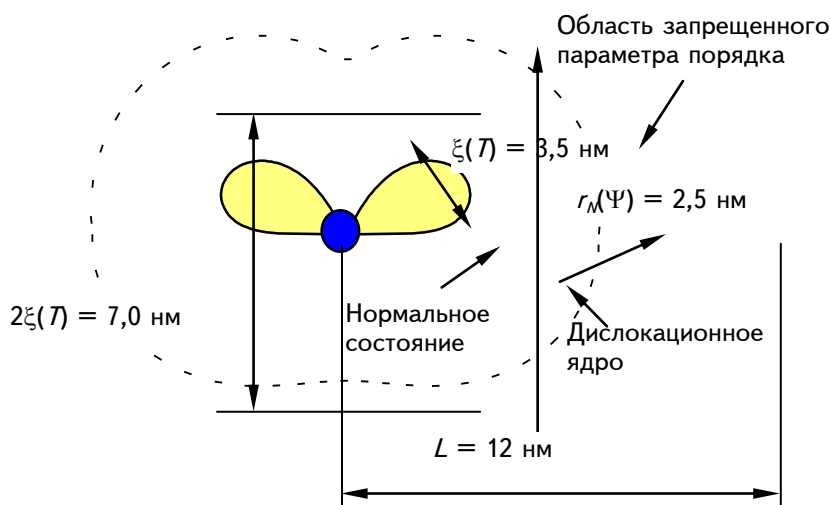
**Рисунок 33.** Схематическая фазовая диаграмма для анизотропного металлоксидного купрата с высокой  $T_c$  типа YBCO. Эта диаграмма выведена Гуревичем и Пашицким [109] из хорошо известной фазовой диаграммы  $T_c(x)$ , где  $x$  есть уровень допирования, с использованием уравнения (11):  $T_c(\mathbf{r}) = T_{c0} - C_{ik}\varepsilon_{ik}(\mathbf{r})$ . Здесь  $T_{c0}$  есть затравочная критическая температура недеформированного кристалла,  $\varepsilon_{ik}$  — тензор деформации, а коэффициенты  $C_{ik} = -\partial T_c / \partial \varepsilon_{ik}$  связаны с производными  $\partial T_c / \partial P_a$ .

ры, что подтверждается на эксперименте (Рис. 34).

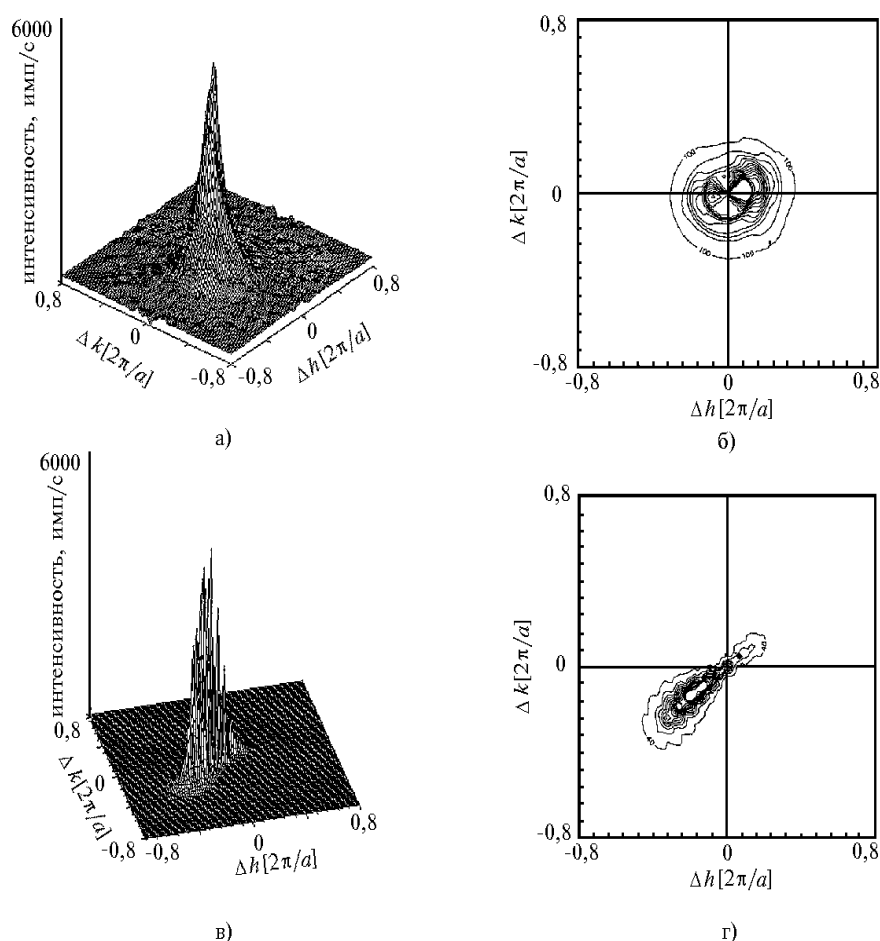
Противоположные зависимости относительной высоты пиков  $J_c$  при  $H \parallel ab$  и  $H \parallel C$  очевидно в значительной степени определяются тем, что потенциальные пиннинговые ямы имеют разную форму и отличающееся температурное поведение: (1) для  $H \parallel ab$  более крутые склоны и слабая температурная зависимость, (2) для  $H \parallel C$  наоборот более пологие склоны и сильная температурная зависимость.

Важно отметить еще один экспериментальный факт, который несомненно важен для понимания деформаций кристаллической решетки вблизи линейных дефектов в пленках YBCO и анализа полей напряжений. С помощью метода рентгеновской дифрактометрии и с использованием четырехкружного гониометра в автоматизированном режиме нам удалось получить распределение интенсивностей некоторых отражений пленок YBCO (в частности отражения (005), которое приведено на Рис. 35 и, как предполагается, содержит информацию о полях деформаций в плоскости  $ab$ ).

Характер профилей интенсивности  $I(q_{\perp})$  и его изменение при вариации условий осаждения еще не получил достаточной интерпретации. Тем не менее, можно считать, что изменение профиля  $I(q_{\perp})$  при изменении температуры осаждения (от гантелеобразного до



**Рисунок 34.** Рассчитанные Пашицким [95] форма и размеры области нормального состояния при 77 К, а также частично подавленного сверхпроводящего параметра порядка в окрестности дислокационного ядра для проходящей дислокации, линия которой перпендикулярна плоскости  $ab$  кристалла YBCO с использованием уравнений (11), (14) и (15).



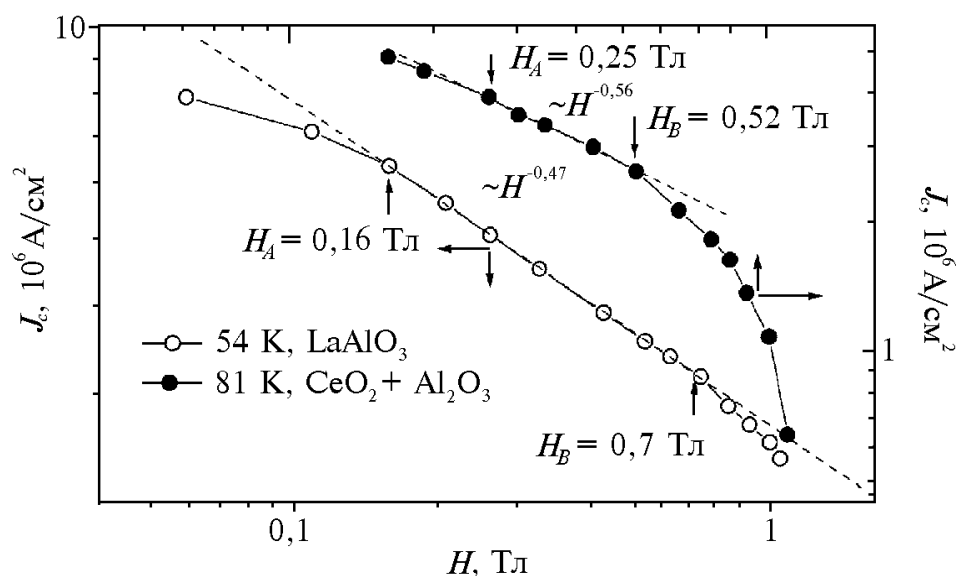
**Рисунок 35.** Распределение интенсивности отраженных рентгеновских лучей в зависимости от дифракционного вектора в обратном пространстве,  $I(\mathbf{q}_\perp)$ , (а, в) и изолинии интенсивности (б, г) отражения (005) для пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , осажденных методом импульсного лазерного распыления при температурах подложки из  $\text{LaAlO}_3$ : (а, б)  $T_s = 780^\circ\text{C}$ ,  $V = 3$  К/мин; (в, г)  $T_s = 750^\circ\text{C}$ ,  $V = 3$  К/мин, и оптимизированных характеристиках плазменного факела.  $V$  — скорость охлаждения пленки после осаждения.

центрально-симметричного при повышении  $T_s$  от  $750^\circ\text{C}$  до  $780^\circ\text{C}$ ) связано с изменением ростовой моды от двумерной к трехмерной и, соответственно, с модификацией дислокационной структуры. Несколько более подробно это явление обсуждается в [44, 95]. В дальнейшем планируется использовать теорию Кривоглаза [112] для количественных оценок плотности линейных дефектов в пленках  $\text{YBCO}$ .

## 10. МАГНИТНО-ПОЛЕВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ $J_c(H)$ И $H$ - $T$ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА ДЛЯ АНИЗОТРОПНОГО ВТСП С ЛИНЕЙНЫМИ ДЕФЕКТАМИ ПРИ $H \parallel C$

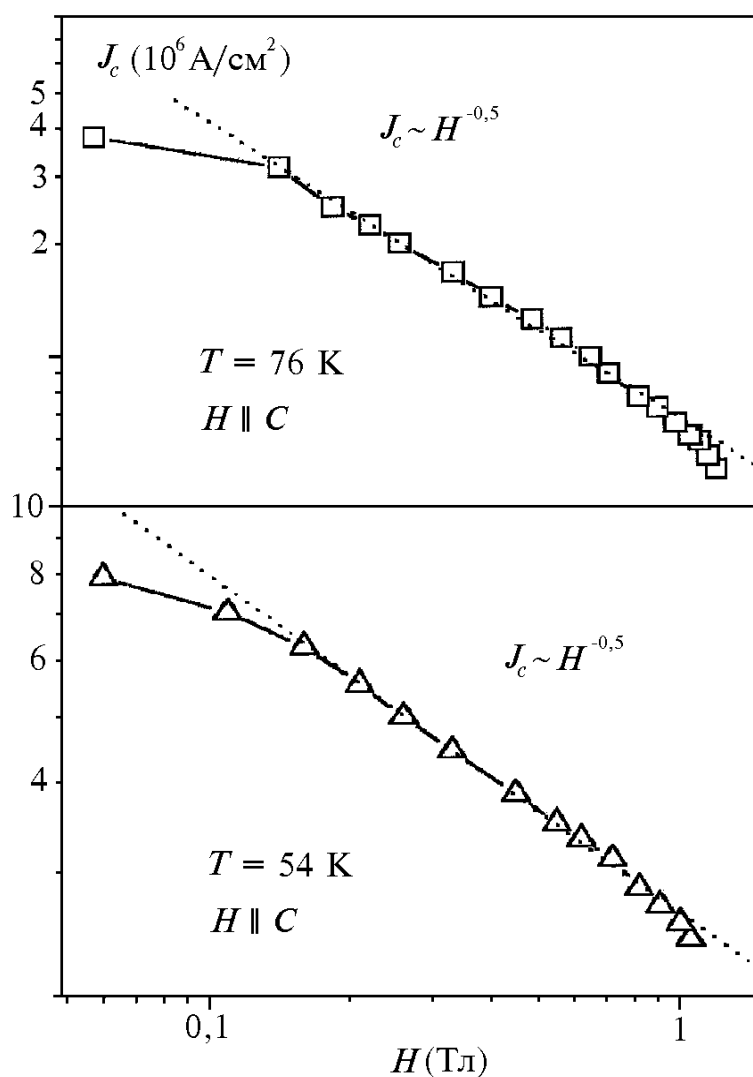
Типичные зависимости  $J_c(H)$  при  $H \parallel C$ -оси для пленок YBCO, как показано при измерениях [45, 46, 113, 114], имеют три различных участка (Рис. 36 а–в). Низкополевая часть представляет собой плато, либо слабо зависящий от поля участок до точки  $H = H_A$ , которая соответствует  $a_0 \approx (\phi_0/H_A)^{1/2} \approx \lambda_L$  ( $\sim 0,1$  Тл при 77 К), т. е. несомненно мы имеем дело здесь с режимом индивидуального или одночастичного пиннинга, при котором далеко отстоящие друг от друга вихри практически не взаимодействуют и ВР не образуется.

Это явление отмечено также в работах [113, 114], но авторы объясняют его переходом через так называемое поле соответствия («matching field»)  $H = H_\phi$ , при котором плотность вихрей становится равной плотности параллельных им пиннирующих линейных дефектов. Это, по-видимому, неверно по двум причинам: во-первых, авторы [113, 114] неправильно определяют плотность дефектов по ямкам травления, допуская ошибку на один–два порядка величины в сторону занижения ( $10^8$ – $10^9$  линий/см<sup>2</sup> вместо реальных  $10^{10}$ – $10^{11}$



**Рисунок 36а.** Магнитно-полевые зависимости для пленок YBCO при  $H \parallel C$ , полученных магнетронным распылением на сапфир с буферным слоем  $\text{CeO}_2$  (верхняя кривая) и импульсным лазерным осаждением (нижняя кривая). Измерения выполнены транспортным четырехзондовым методом. Кривые построены в двойном логарифмическом масштабе и отвечают температурам измерения 81 К и 54 К, соответственно [45, 47].

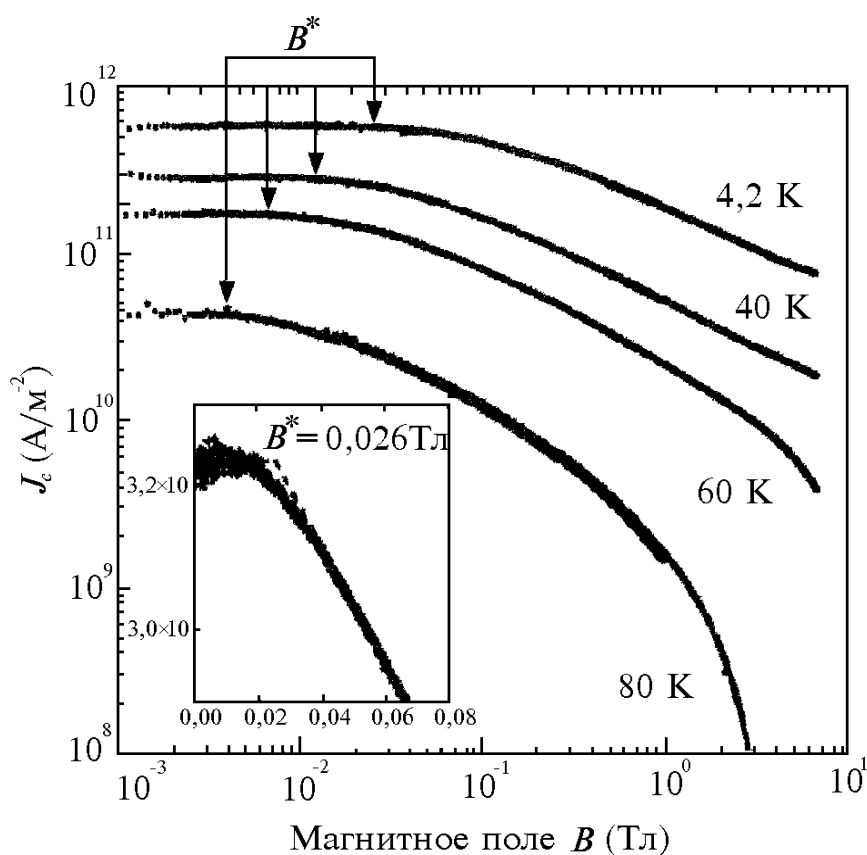




**Рисунок 366.** Магнитно-полевые зависимости для пленок YBCO при  $H \parallel c$ , полученных импульсным лазерным осаждением на подложку из  $\text{LaAlO}_3$  (температуры измерений показаны, масштаб — двойной логарифмический). Измерения выполнены транспортным четырехзондовым методом.

линий/ $\text{см}^2$ , как показано в ряде работ [37–39]); во-вторых, при приближении к полю соответствия в YBCO, как известно [115],  $J_c(H \parallel c)$  возрастает, а не остается постоянной.

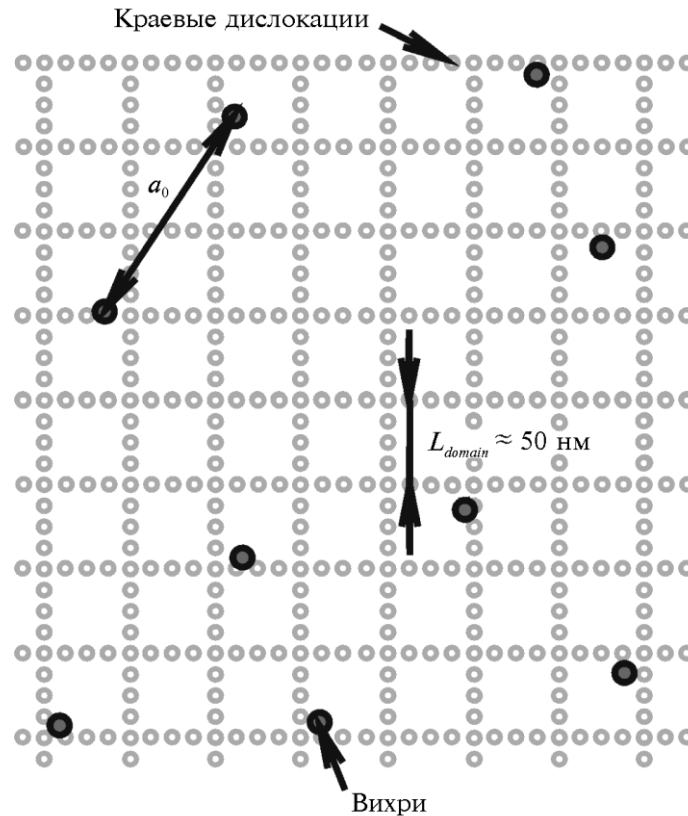
Промежуточная часть полевой зависимости  $J_c(H \parallel c)$  оказалась практически линейной в двойном логарифмическом масштабе:  $J_c \propto H^q$ , где показатель степени  $q$  близок к 0,5. Такая зависимость может



**Рисунок 36в.** Магнитно-полевые зависимости для пленок YBCO при  $H||C$ , полученных импульсным лазерным осаждением на подложку из  $\text{SrTiO}_3$  (температуры измерений показаны, масштаб — двойной логарифмический). Измерения выполнены методом определения магнитного момента с помощью крутильного магнетометра с соответствующим пересчетом [113].

быть результатом того, что в этом интервале полей ( $H_A < H \ll H_B$ ) имеет место двумерное коррелированное «закаленное» разупорядочение в решетке вихрей, по-видимому, типа Бозе-стекла. На Рис. 37 а–в сделана попытка изобразить схематически относительное расположение выходов дислокационных линий и вихрей в предположении, что «прошивающие» дислокации находятся в сформированных малоугловых наклонных границах доменов, причем средний поперечник домена равен 50 нм, что соответствует наиболее близкому к экспериментальным данным случаю.

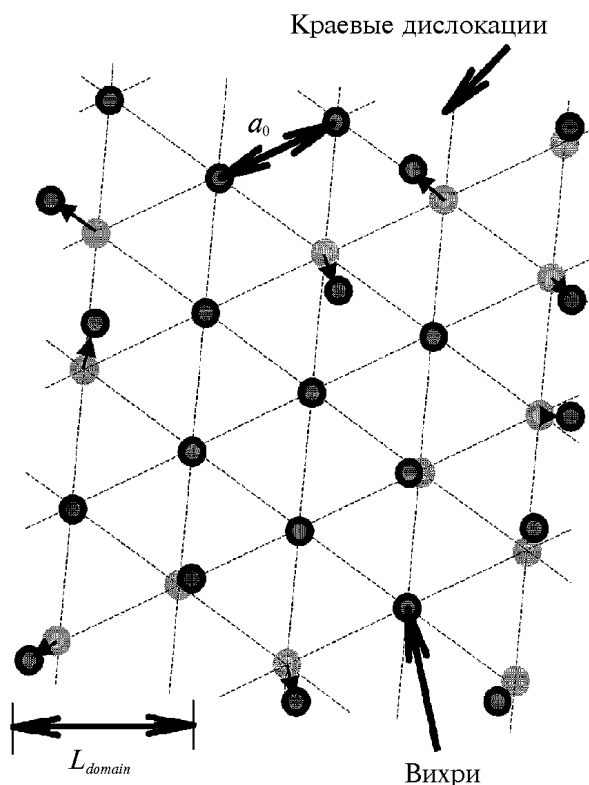
При более высоких полях ( $H > H_B$ )  $J_c(H)$  начинает падать быстрее, а именно, как  $H^{-q}$ , где  $q$  равно 1,0–1,5. Предположительное объяснение этого может быть в том, что ВР начинает взаимодействовать



**Рисунок 37а.** Вихри и дислокации в малоугловых наклонных доменных границах, параллельных оси  $C$  пленки  $\text{YBCO}$ . Поперечный размер домена около 50 нм, междислокационный спейсинг — около 10 нм, что соответствует углу разориентации соседних доменов —  $2^\circ$ . Случай слабого поля, плотность вихрей мала, межвихревое расстояние больше, чем междислокационное и чем поперечный размер доменов. Поэтому вихревая неустойчивость обусловлена пиннингом каждого отдельного вихря на своем центре: режим одночастичного пиннинга —  $J_c \sim \text{const}$ .

также со случайными точечно-подобными дефектами.

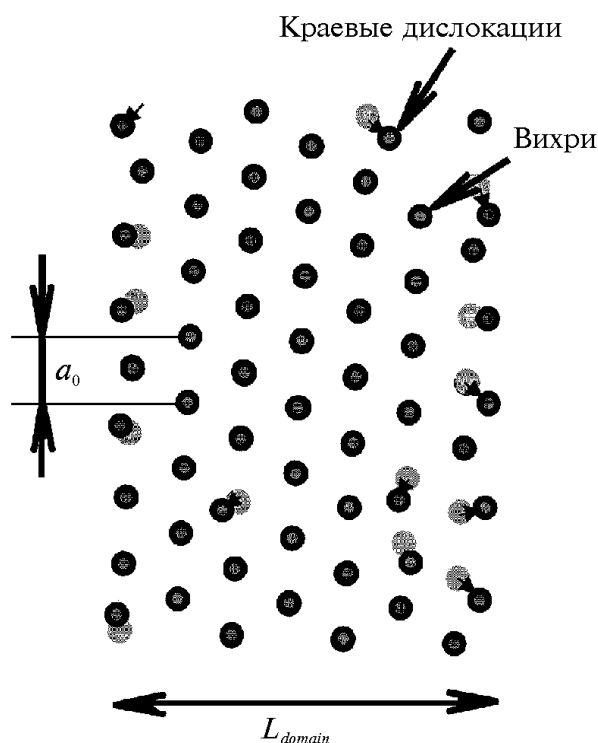
Действительно, в поле кроссовера,  $H_B$ ,  $a_0 \approx (\phi_0/H_B)^{1/2}$  межвихревое расстояние становится сравнимым с поперечным размером доменов мозаичности,  $L_d$ , которые слегка разориентированы по отношению друг к другу и отделены малоугловыми дислокационными границами. Это является важнейшим моментом рассмотрения, так как в полях меньших этого поля ( $H_A < H < H_B$ ) ВР «воспринимает» сетку прошивающих дислокаций как случайную хаотическую систему, которая индуцирует квазидвумерное коррелированное состояние ВР типа



**Рисунок 376.** Вихри и дислокации в малоугловых наклонных доменных границах, параллельных оси  $C$  пленки YBCO. Поперечный размер домена около 50 нм, междислокационный спейсинг — около 10 нм, что соответствует углу разориентации соседних доменов —  $2^\circ$ . Случай промежуточного поля, плотность вихрей слегка превышает ту критическую плотность, которая дает возможность всем вихрям найти свой линейный пиннинг-центр без значительной деформации вихревой решетки. Однако уже имеются отдельные вихри внутри доменов. Тем не менее вихревая решетка жесткая (преобладает упругое межвихревое взаимодействие) и движется как двумерно-деформируемый континуум:  $J_c \propto H^{-0,5}$ .

Бозе-стекла с высоким значением модуля изгиба  $C_{44}$ . Когда поле увеличивается до  $H_B$ , некоторые вихри уже не имеют шансов быть запиннингованными на линиях дислокаций в малоугловых границах, так как выигрыш в энергии пиннинга оказался бы значительно меньшим, чем проигрыш вследствие  $2D$ -деформации ВР. Попытка наглядно это продемонстрировать сделана на Рис. 37 а–в.

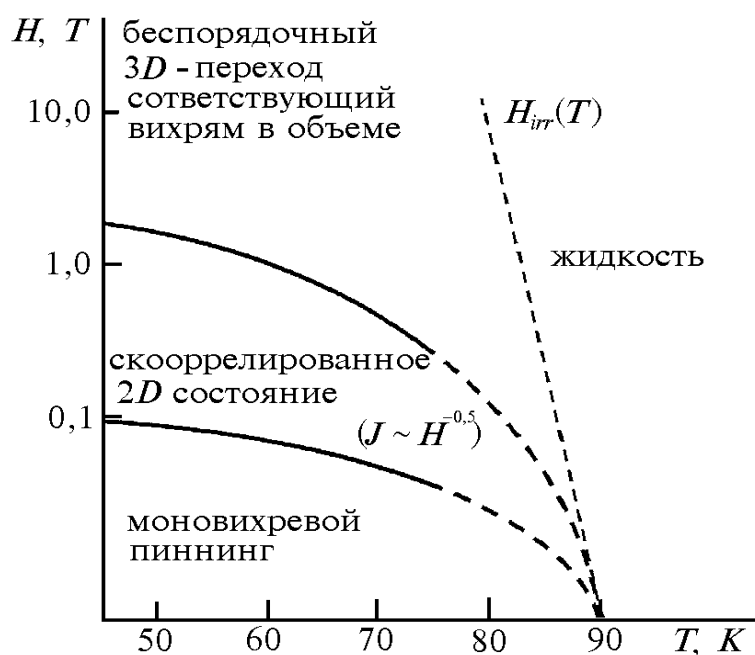
В результате значительное число вихрей оказывается внутри доменов, будучи только слабо запиннингованы точечно-подобными



**Рисунок 37в.** Вихри и дислокации в малоугловых наклонных доменных границах, параллельных оси  $C$  пленки  $\text{YBCO}$ . Поперечный размер домена около 50 нм, междислокационный спейсинг — около 10 нм, что соответствует углу разориентации соседних доменов —  $2^\circ$ . Случай сильного поля, плотность вихрей настолько велика, что большая их часть оказывается внутри доменов. Поле уже стало больше порогового (по Касаткину [67]) для взаимодействия со случайными точечными центрами. Вихри оказываются подверженными боковым блужданиям:  $J_c$  начинает падать, приближаясь к величинам, характерным для монокристаллов.

дефектами. Так как магнитное поле при этом уже достаточно велико, можно ожидать, что существенное изменение поведения произойдет, подобно тому, как это имеет место в монокристаллах. Т.е. можно ожидать внутримономенного кроссовера от  $2D$ - к  $3D$ -поведению вихревой решетки, связанному с дисперсией модуля изгиба по волновому вектору  $S_{44}(\mathbf{k})$  ВР, взаимодействующей со случайным точечно-подобным потенциалом пиннинга.

Однако последствия этого явления радикально отличаются от того, что происходит в монокристаллах. В монокристаллах вихри, размягчаясь, легче подстраиваются к хаотически разбросанным то-



**Рисунок 38.** Предполагаемая  $H$ - $T$  фазовая диаграмма вихревой материи для пленки YBCO при  $H \parallel C$ .

чечным центрам, результирующая объемная сила пиннинга возрастает и  $J_c(H)$  также возрастает от  $10^4$  до  $5 \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup> [7, 15, 16, 18]. В данном случае вихри закреплены (пока  $H \leq H_B$ ) на линейных дефектах и  $J_c(H)$  равно  $10^6$ – $5 \cdot 10^5$  А/см<sup>2</sup>. Поэтому, когда некоторые вихри оказываются внутри доменов и становятся неустойчивыми по отношению к боковым деформациям благодаря резкому уменьшению их эффективного линейного натяжения,  $J_c(H)$  не возрастает, а, наоборот, начинает падать. Можно классифицировать этот кроссовер в поведении вихревой системы как своеобразное проявление РКО в неоднородном ансамбле.

Будем обозначать неоднородное состояние вихревого ансамбля, взаимодействующего с двумерным потенциалом пиннинга параллельных эквидистантных линейных центров, образующих полигональную двумерную решетку (если поле приложено параллельно оси  $C$ ) [45, 46], как коррелированное неоднородное Бозе-стекло (КНБС). Это состояние значительно отличается от обычного состояния треугольной ВР и случайного Бозе-стекла, в котором линейные центры пиннинга распределены хаотически. Состояние КНБС (которое реализуется при  $H_A < H < H_B$ ) также отличается от неоднородного состояния ВР, образующегося при  $H > H_B$ , где вихри взаимодействуют как с линейными, так и с точечными центрами. Последнее можно

называть «Ферми-стеклом», поскольку соотношение между числом вихрей, сидящих на дислокациях, и числом вихрей внутри доменов можно найти, введя распределение фермиевского типа, подобно тому, как это делал Гуревич в [79, 102].

## 11. ВЫВОДЫ

- Три основных типа естественных («intrinsic») дефектов существуют в ВТСП YBCO кристаллах и тонких пленках. Эти дефекты служат эффективными пиннинг-центрами, дающими наибольший вклад в объемную силу пиннинга  $F_p$ : (1) «нуль-мерные» точечно-подобные дефекты — кислородные вакансии; (2) одномерные линейные дефекты — дислокационные линии (ядра); (3) двумерные планарные дефекты — двойниковые границы.
- Обнаружено, что наиболее совершенные оптимально допированные YBCO монокристаллы демонстрируют более высокие плотности критического тока, чем так называемые расплавно-текстурированные YBCO материалы: до  $\sim 5,5 \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup> при 77,6 К,  $\mu_0 H = 1,5$  Тл и угле  $\theta$  между  $H$  и  $C$ -осью  $\sim \pm 20^\circ$ . Показано, что главный вклад в возрастание величины  $J_c$  и в ее анизотропию в случае монокристаллов вносят кислородные вакансии. Оказалось, что присутствие двойниковых границ в монокристаллах YBCO сильно понижает  $J_c$  в ориентациях близких к  $H \parallel C$  (т. е. при отклонениях не больше, чем  $\pm 20^\circ$ ) и в промежуточном интервале магнитных полей. Этот эффект проявляется в динамике, т. е. он тем более выражен, чем ниже уровень диссипации (скорость движения ВР). Существенно различное поведение  $M_{irr}(\theta)$  найдено внутри и за пределами критического угла  $\theta_L \approx 20^\circ$ .
- Представлена модель взаимодействия вихрей с пиннинг-центрами в умеренно анизотропных монокристаллах YBCO. Эта модель позволяет уверенно согласовать данные, полученные в разных группах и с помощью различных экспериментальных методик. Постулируется, что доминирующий в совершенных монокристаллах YBCO пиннинг на точечно-подобных дефектах (кислородных вакансиях) обусловлен двумя различными механизмами в малых и более высоких магнитных полях. В низких полях вихри континуально взаимодействуют со всем коллективом точечных центров как со сплошной средой, а в полях выше «второго пика» (или пик-эффекта) единичный вихрь откликается малыми боковыми смещениями на точечные силы.
- Предполагается, что размерный  $2D \leftrightarrow 3D$  кроссовер (РКО) между разупорядоченными состояниями вихревой решетки с различной размерностью является ответственным за экспериментально наблюдаемые аномалии в магнитно-полевых и угловых зависимостях  $J_c(H, \theta)$ ,  $F_p(H, \theta)$  и  $M_{irr}(H, \theta)$  в умеренно анизотропных моно-

кристаллах YBCO-123.

- Рассмотрен механизм размягчения  $C_{44}(\mathbf{k})$  при увеличении магнитного поля. Показано Касаткиным, что когда рассматриваются малые случайные деформации вихрей, вызванные точечными пиннинг-центрами типа кислородных вакансий, тогда член, соответствующий межвихревому взаимодействию в выражении для  $C_{44}(\mathbf{k})$ , становится не зависящим от поля в противоположность второму члену, определяющему линейное натяжение вихря, который оказывается обратно пропорциональным величине магнитного поля. Таким образом, упругое линейное натяжение вихрей падает с ростом магнитной индукции. Касаткин показал, что в этом случае эффективное зависящее от магнитного поля линейное натяжение для данного случая уменьшается обратно пропорционально магнитной индукции. Таким образом, должно существовать некое характеристическое поле, при котором упругая энергия межвихревого взаимодействия становится равной, а затем и более низкой, чем энергия точечного пиннинга.
- Различные сценарии для  $2D \leftrightarrow 3D$  РКО в ВР проанализированы для умеренно анизотропного ВТСП (типа  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ), где применимы анизотропные уравнения Гинзбурга–Ландау. Идея РКО обобщена и развита для ее понимания как изменения размерности в разупорядочении ВР от состояния  $2D$  коррелированного беспорядка в  $3D$  изотропный беспорядок или обратно. Три возможности для РКО реализации считаются подтвержденными экспериментально: связанное с дисперсией по волновому вектору размягчение модуля сдвига ВР  $C_{44}(\mathbf{k})$ , захват вихрей протяженными двумерными (двойники) или одномерными (дислокации) дефектами, т. е. интерференция двух типов беспорядка, и динамический РКО, обусловленный изменением скорости движения ВР.
- Доказано, что роль протяженных дефектов (например, границ двойникования) является неоднозначной: Они могут служить как сильные пиннинг-центры при определенных условиях, однако, возможны также интерференционные эффекты, когда кроссовер имеет место между поперечной корреляционной длиной (радиусом домена Ларкина в решетке вихрей) и междвойниковым периодом. Данный результат показывает, что, анализируя эффективность дефекта в качестве пиннинг-центра необходимо также рассматривать тип (размерность) разупорядочения, которое данный пиннинг-центр вносит в ВР, а также возможную интерференцию с разупорядоченными состояниями, индуцированными другими пиннинг-центрами.
- Оказывается, что Фурье-образ пространственного распределения потенциала пиннинга, который может быть представлен в виде суммы длинноволнового потенциала протяженных дефектов и коротковолнового потенциала точечно-подобных дефектов,



играет определяющую роль в поведении зависящего от волнового вектора модуля сдвига  $C_{44}(\mathbf{k})$ . При некоторой критической скорости движения ВР время пиннинга на точечном дефекте (кислородной вакансии), определяемое как время прохождения вихря через потенциальную яму, становится меньше времени релаксации ВР. Если ВР движется быстрее, релаксационные эффекты выключают коротковолновый вклад точечных дефектов в потенциал пиннинга и тогда единственными пиннинг-центрами, которые «выживают», оказываются более крупномасштабные протяженные дефекты, т. е. дислокации, двойниковые плоскости. В результате ВР переходит из разупорядоченного  $3D$  состояния в коррелированное  $2D$  состояние, индуцированное протяженными дефектами.

- Сформулировано предположение о том, что состояние трехмерного вихревого стекла, индуцированное точечно-подобным беспорядком, едва ли существует в реальных сверхпроводниках. Наши исследования захвата магнитного потока и его временной релаксации в совершенных, но двойникованных монокристаллах  $\text{YBCO-123}$  показали, что в значительный захваченный магнитный поток, а также очень медленная релаксация зависящей от угла необратимой намагниченности  $M_{irr}(H, \theta)$ , т. е. эффекты магнитной предыстории, характерные для стекольного состояния, наблюдаются только для состояний с  $2D$  (коррелированным) беспорядком в ВР. Поскольку в монокристаллах  $\text{YBCO-123}$  вихревая решетка взаимодействует с двойниками только в интервале углов наклона магнитного поля по отношению к оси  $C$ , меньших, чем  $\pm 20^\circ$ , то стекольное поведение с магнитной предысторией было обнаружено только при небольших углах наклона. Эти наблюдения являются серьезным доводом в пользу предположения, что вихревое стекольное поведение может иметь место только в состояниях ВР с  $2D$ -разупорядочением, другими словами, в состояниях типа Бозе-стекла.
- Просвечивающая электронная микроскопия тонких пленок ВТСП- $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  осажденных на монокристаллические подложки из  $\text{MgO}$  выявила (с применением метода муаровых изображений) весьма высокую плотность краевых дислокаций роста ( $> 10^{11}$  линий/ $\text{cm}^2$ ), линии которых перпендикулярны поверхности подложки или более точно плоскостям  $ab$  пленки. В зависимости от температуры осаждения эти дислокации образуют более или менее сформированные ряды (дислокационные «стенки»), детектируемые как малоугловые наклонные границы азимутально-разориентированных доменов мозаичности.
- Высокоразрешающая электронная микроскопия в том числе с применением современных методов обработки изображений позволила наблюдать несколько типов дислокаций и дислокационных ансамблей в пленках  $\text{YBCO}$ , которые формируются во время

их роста: (1) краевые дислокации несовпадения на интерфейсе; (2) дислокационные петли, связанные с дефектами упаковки (т. е. с лишними или недостающими сегментами  $\text{CuO}_2$ -плоскостей), линии которых параллельны  $ab$ -плоскости; (3) краевые дислокации в малоугловых границах мозаичных доменов с плотностью до  $10^{11}$  линий/ $\text{см}^2$  и больше.

- Высокие плотности критического тока ( $J_c \geq 3 \cdot 10^6$  А/ $\text{см}^2$  при 77 К) в осажденных эпитаксиальных пленках YBCO обусловлены высокой плотностью линейных дефектов, формирующихся в процессе зарождения и роста пленки (достигает  $2 \cdot 10^{11}$  линий/ $\text{см}^2$ ), в частности, краевых дислокаций в малоугловых доменных границах.
- Дислокационная модель развита для транспорта вихрей в пленках YBCO с малоугловыми наклонными границами. Движение вихрей считается происходящим преимущественно вдоль дислокационных границ, которые представляются в виде ряда эквидистантных линейных дефектов. Вихри переползают с одного линейного дефекта на соседний под действием силы Лоренца с образованием термически активированных возбуждений, а затем распространения «кинков».
- В рамках этой модели легко объясняется очень сильная зависимость  $J_c$  от угла разориентировки  $\Theta$  соседних доменов в  $ab$ -плоскости. Эта специфическая экспоненциальная зависимость оказывается свойством, присущим поведению вихрей в такой малоугловой дислокационной границе. При этом не требуется никаких дополнительных предположений о влиянии угла разориентировки на прозрачность границы для квазичастиц и на ее Джозефсоновские свойства.
- Двухпиковая структура угловых  $J_c(H)$  зависимостей обнаружена при транспортных измерениях. Максимумы критического тока, а, следовательно, и ориентация дислокационных ансамблей соответствуют двум направлениям: параллельно оси  $C$  и параллельно плоскости  $ab$ . Таким образом, эффективный пиннинг вихрей в пленках YBCO обеспечивается протяженными линейными дефектами, ориентированными вдоль данных направлений, т. е. дислокационными ансамблями  $a[100]$ , а также дислокациями и петлями, лежащими в  $ab$ -плоскости, которые дают вклад и в  $J_c(H||C)$ -максимум, поскольку, когда вихри параллельны оси  $C$ , они могут взаимодействовать с поперечными дислокационными линиями как с точечно-подобными дефектами. Можно предполагать, что некоторый вклад в объемную силу пиннинга вносят и точечные дефекты типа кислородных вакансий. Два вклада от точечных и квазиточечных центров пиннинга создают тот пьедестал для  $J_c(H||C)$ -максимума, который исчезает при приближении к линии необратимости, т. е. при  $T \rightarrow T_{irr}(H)$ , при повышении напряженности магнитного поля, при увеличении скорости движения вихрей.  $J_c(H||ab)$ -пик, как предполагается, обусловлен дисло-

кационным пиннингом на лежащих в  $ab$ -плоскости дислокациях и петлях, а также  $H_{irr}(T)$ -анизотропией.

- Противоположное температурное поведение  $J_c(H, \theta)$ -пиков для  $H \parallel C$  и  $H \parallel ab$  найдено экспериментально.  $J_c(H \parallel C)$ -пик сначала растет при повышении температуры, что связано с  $a$  затем подавляется, когда  $T$  приближается к  $T_{irr}(H)$ . В противоположность этому относительная высота пика  $J_c(H \parallel ab)$  становится все больше с повышением температуры. Такое поведение связано с различным температурным поведением разных вкладов в  $J_c(H \parallel C)$  и в  $J_c(H \parallel ab)$ : пиннинга на дислокациях, пиннинга на точечно-подобных дефектах и эффекта анизотропии.
- Как показано расчетами Пашицкого, в окрестности дислокационного ядра возникают поля деформаций, которые играют важную роль в формировании потенциала пиннинга. Краевые дислокации, линии которых параллельны оси  $C$ , индуцируют упругие деформации в  $ab$ -плоскости и локальное подавление сверхпроводящего параметра порядка и  $T_c$ . При  $T < T_c$  это ведет к возникновению анизотропных «крыльев» нормальной фазы с размахом около 8–10 нм вблизи также нормального дислокационного ядра, а также, принимая во внимание «эффект близости», еще и область частично подавленного параметра порядка. В расчете на одну дислокационную линию такая область равна  $8 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$  при 77 К. Для плотности дислокаций  $10^{11}$  линий/ $\text{см}^2$  доля нормальной фазы может достигать приблизительно 10%.
- Теоретические расчеты Пашицкого также показали, что в окрестности дислокационных линий, параллельных плоскости  $ab$ , заметных полей деформаций не возникает. Можно предполагать, что это есть причина противоположного поведения силы пиннинга и плотности критического тока в случае  $J_c(H \parallel ab)$ .
- $J_c(H)$ -кривые в  $H \parallel C$ -ориентации, измеренные для пленок  $\text{YBCO}$ , демонстрируют два четких кроссовера, соответствующих переходам от  $J_c(H) \sim \text{const}$  при малых полях, в которых еще не образуется решетки вихрей и взаимодействие вихрей с линейными центрами происходит в режиме индивидуального пиннинга, до  $J_c \propto H^{0.5}$  при промежуточных полях (движение вихревой решетки как деформируемого двумерного континуума) и, наконец, до  $J_c \propto H^{-q}$  (где  $q \sim 1-1.5$ ) при более высоких полях.
- Предположительная интерпретация этого эффекта состоит в том, что когда приложенное магнитное поле возрастает, происходят существенные изменения в поведении модуля изгиба  $S_{44}(\mathbf{k})$  вихревой решетки: оно становится зависящим от его дисперсии по волновому вектору деформации. Поскольку значительная часть вихрей оказывается внутри доменов, они получают возможность взаимодействовать со случайными точечно-подобными центрами. В результате вихри становятся неустойчи-

выми по отношению к их боковым блужданиям вследствие резкого уменьшения их эффективного линейного натяжения и  $J_c$  падает. Неоднородное состояние вихревого ансамбля, взаимодействующего с ансамблем параллельных эквидистантных линейных центров, которые выстроены в виде сетки, должно быть сильно отличающимся от состояния случайного двумерного Бозе-стекла.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Настоящая работа была выполнена при поддержке Государственного Фонда фундаментальных исследований (ДФФД) Министерства образования, науки и интеллектуальной собственности Украины, проект №2-4/349 (контракт №Ф4/147-97), Международной программы поддержки науки и образования ISSEP, гранты SPU 062044 и SPU 072046, Международной ассоциации INTAS, продленный грант No. 93-0936 и грант No. 99-00585, Министерства образования, науки и технологии Германии BMBF, Проект BMBF-FKZ 13 No. 6807/5 через Институт физики материалов Университета Геттинген, а также Министерства энергетики США через Брукхейвенскую национальную лабораторию, контракт No. 851924. Автор высказывает глубокую благодарность своим коллегам и друзьям Э. А. Пашицкому, А. Л. Касаткину, В. Ф. Соловьеву, В. Л. Свечникову, Х. С. Фрайхардту, Х. У. Зандбергену, К. Л. Сниду и М. Сузнаге, которые действительно сделали неоценимый вклад в создание этого обзора. Автор особо благодарит Дж. У. Крэбтри, который взял на себя труд прочесть англоязычный вариант рукописи и высказал весьма полезные замечания и комментарии. Автор признателен за полезные дискуссии Т. Х. Гебаллу, Дж. Р. Клему, Э. Х. Брандту, Д. Дью-Хьюзу, Д. Ларбалестье, Х. Кюпферу, П. Эскинази и А. А. Жукову. Наконец, невозможно переоценить крайне важную помощь моих коллег К. Г. Третьяченко и А. В. Пронина, которую они оказывали при подготовке рукописи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. H. Chaudhari, E. Koch, Laibowitz et al., *Phys. Rev. Lett.*, **58**: 2684 (1987).
2. G. W. Crabtree, J. Z. Lin, A. Umezawa et al., *Phys. Rev. B*, **36**: 4021 (1987).
3. V. M. Pan, S. V. Gaponov, G. G. Kaminsky, D. V. Kuzin et al., *Cryogenics*, **29**: 392 (1989).
4. J. Mannhart, D. Anselmetti, J. G. Bednorz et al., *Supercond. Sci. Technol.*, **5**: 125 (1992).
5. V. M. Pan, A. L. Kasatkin, V. L. Svetchnikov, and H. W. Zandbergen, *Cryogenics*, **33**: 21 (1993).
6. V. Selvamanickam, M. Mironova, S. Son, and K. Salama, *Physica C*, **208**: 238 (1993).
7. V. F. Solovjov, V. M. Pan, and H. C. Freyhardt, *Phys. Rev B*, **50**: 13724 (1994).

8. V. M. Pan, *J. Alloys & Compounds*, **195**: 387 (1993).
9. V. M. Pan, V. G. Prokhorov, G. G. Kaminsky et al., *High-Temperature Superconductors: Materials Aspects* (FRG: DGMI Verlag: 1991), **1**: 51.
10. V. M. Pan, V. L. Svetchnikov, A. L. Kasatkin, and V. S. Flis, *Advances in Cryogenic Engineering, Materials* (Ed. R. P. Reed et al.) (New York: USA: 1994) **40**: 401.
11. M. Daeumling, J. M. Seuntjens, and D. C. Larbalestier, *Nature*, **346**: 332 (1989).
12. V. Vinokur, B. Khaykovich, and E. Zeldov, *Lindemann Criterion and Vortex-Matter Phase Transitions in High-Temperature Superconductors* (Illinois, USA: 1996) (Prepr. 58906-00-105/ Argonne National Laboratory), p. 1–24; V. Vinokur, B. Khaykovich, E. Zeldov, M. Konczykowski, R. A. Doyle, and P. H. Kes, *Physica C*, **295**: 209 (1998).
13. A. E. Koshelev and V. M. Vinokur (1998) (Preprint, Cond-mat/9801144, 1).
14. G. W. Crabtree and D. R. Nelson, *Physics Today*, **50**: 38 (1997).
15. V. M. Pan, V. F. Solovjov, V. L. Svetchnikov, and H. C. Freyhardt, *IEEE Trans. on Appl. Supercon.*, **5**: 1892 (1995).
16. V. M. Pan, V. F. Solovjov, and H. C. Freyhardt, *Advances in Cryogenic Engineering, Materials* (Ed. L. T. Summers) (NY: Plenum Press: 1997), **42**: 663.
17. Т. И. Арбузова, И. В. Смоляк, С. В. Наумов, А. А. Самохвалов, *Сверхпроводимость: Физ., Хим., Техн.*, **5**: 631 (1992).
18. V. M. Pan, V. F. Solovjov, A. L. Kasatkin et al., *Physics and Materials Science of High Temperature Superconductivity, IV, NATO ASI Series* (Ed. R. Kossowsky et al.) (Dordrecht: Netherlands: Kluwer Academic Publ., 1997), **26**: 3.
19. B. Roas, L. Schultz, and G. Saemann-Ischenko, *Phys. Rev. Lett.*, **64**: 479 (1990).
20. H. Safar, J. Y. Coulter, M. P. Maley et al., *Phys. Rev. B*, **52**: R9875–R9878 (1995).
21. V. M. Pan, *Physics and Materials Science of Vortex States, Flux Pinning and Dynamics, NATO ASI Series* (Ed. R. Kossowsky et al.) (Dordrecht: Netherlands: Kluwer Academic Publ.: 1999), **26**: 1.
22. G. Blatter, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, *Phys. Rev. Lett.*, **68**: 875 (1992).
23. A. I. Larkin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **58**: 1466 (1970).
24. A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, *J. Low Temp. Phys.*, **34**: 409 (1979).
25. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.*, **66**: 1125 (1994).
26. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.*, **62**: 1415 (1989).
27. D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse, *Phys. Rev. B*, **43**: 130 (1991).
28. P. H. Kes and C. C. Tsuei, *Phys. Rev. Lett.*, **47**: 1930 (1981).
29. R. Wördenweber and P. H. Kes, *Phys. Rev. B*, **34**: 494 (1986).
30. V. G. Prokhorov, A. L. Kasatkin, C. G. Tretiatchenko, and V. M. Pan, *Physica B*, **165&166**: 1171 (1990).
31. K. Kadowaki and T. Mochiki, *Physica C*, **195**: 127 (1992).
32. M. F. Chisholm and D. A. Smith, *Phil. Mag. A*, **59**: 181 (1989).
33. Y. Gao, K. L. Merkle, G. Bai, H. L. M. Chang, and D. J. Lam, *Physica C*, **174**: 1 (1991).
34. K. Merkle, *Interface Science*, **2**: 311 (1995).
35. V. Hardy, J. Provost, D. Groult et al., *Alloys & Compounds*, **195**: 395 (1993).
36. S. K. Streiffer, B. M. Lairson, C. B. Eom et al., *Phys. Rev. B*, **43**: 13007 (1991).
37. S. J. Pennycook, M. F. Chisholm, D. E. Jensen et al., *Physica C*, **202**: 1 (1992).
38. V. Svetchnikov, V. Pan, Ch. Traeholt, and H. Zandbergen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **7**: 1396 (1997).

39. J. Van der Merwe, *Interface Sci.*, **1**: 77 (1993).
40. V. M. Pan, A. L. Kasatkin, and H. C. Freyhardt, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **7**: 1588 (1997).
41. M. Fendorf, C. P. Burmester, L. T. Wille, and R. Gronsky, *Appl. Phys. Lett.*, **57**: 2481 (1990).
42. W. T. Reed, *Dislocations in Crystals* (New-York: McGraw-Hill Publishers: 1953).
43. D. G. Schlom, D. Anselmetti, J. G. Bednorz et al., *Z. Phys. B: Condensed Matt.*, **86**: 163 (1992).
44. V. M. Pan, A. L. Kasatkin, V. L. Svetchnikov, V. A. Komashko, A. G. Popov, A. Yu. Galkin, H. C. Freyhardt, and H. W. Zandbergen, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, **9**: 1532 (1999).
45. V. M. Pan, A. L. Kasatkin, V. S. Flis, V. A. Komashko, V. L. Svetchnikov, A. G. Popov, A. V. Pronin, O. P. Karasevskaja, C. L. Snead, M. Suenaga, and H. W. Zandbergen, *Applied Superconductivity* (Spain: Inst. of Physics: 14–17 Sept., 1999), No. 167: p. 699 (2000).
46. V. A. Komashko, A. G. Popov, V. L. Svetchnikov, A. V. Pronin, V. S. Melnikov, A. Yu. Galkin, V. M. Pan, C. L. Snead, and M. Suenaga, *Supercond. Sci. Technol.*, **13**: 209 (2000).
47. V. M. Pan, V. S. Flis, V. A. Komashko, A. L. Kasatkin, V. L. Svetchnikov, O. P. Karasevskaja, A. G. Popov, A. V. Pronin, C. L. Snead, M. Suenaga, and H. W. Zandbergen, *Physica B*, **284–288**: 831 (1999).
48. D. R. Nelson and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.*, **68**: 2398 (1992).
49. D. R. Nelson and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B*, **48**: 13060 (1992).
50. A. E. Koshelev and V. M. Vinokur, *Physica C*, **173**: 465 (1991).
51. E. H. Brandt, *Physica C*, **195**: 1 (1992).
52. E. H. Brandt, *Proc. 7th International Workshop on Critical Currents in Superconductors* (Ed. H. Weber) (Alpbach, Austria: 24–27 Jan., 1994) (Singapore: World Scientific: 1994), p. 3.
53. E. H. Brandt, *Rep. Progr. Mod. Phys.*, **58**: 1465 (1995).
54. B. Khaykovich, E. Zeldov, D. Majer, T. W. Li, P. H. Kes, and M. Konczykowski, *Phys. Rev. Lett.*, **76**: 2555 (1996).
55. V. M. Pan, V. F. Solovjov, and H. C. Freyhardt, *Applied Superconductivity 1995, Inst. Phys. Conf. Ser.*, No. 148 (1): 303 (1995).
56. H. Küpfer, A. A. Zhukov, A. Will et al., *Phys. Rev. B*, **54**: 644 (1996).
57. N. Kobayashi, K. Hirano, T. Nishizaki et al., *Physica C*, **251**: 255 (1995).
58. E. J. Kramer, *J. Appl. Phys.*, **44**: 1360 (1973).
59. L. N. Bulaevskii, *Phys. Rev. B*, **44**: 910 (1991).
60. P. H. Kes, J. Aarts, V. M. Vinokur, and C. J. Van der Beek, *Phys. Rev. Lett.*, **64**: 1063 (1990).
61. V. F. Solovjov, V. M. Pan, M. H. Ionescu et al., *Supercond. Sci. Technol.*, **11**: 935 (1998).
62. D. Zech, S. L. Lee, Keller et al., *Phys. Rev. B*, **52**: 6913 (1995).
63. G. Blatter, J. Rhyner, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B*, **43**: 7826 (1991).
64. A. M. Campbell and J. E. Evetts, *Critical Currents in Superconductors* (London: Taylor & Francis: 1972).
65. V. M. Pan, V. F. Solovjov, and H. C. Freyhardt, *Physica C*, **279**: 18 (1997).
66. V. M. Pan, V. F. Solovjov, and H. C. Freyhardt, *Czech. J. Phys.*, **46**: 1643 (1996).
67. A. L. Kasatkin (1998) (unpublished).
68. W. Harneit, T. Klein, C. Escribe-Filippini et al., *Physica C*, **267**: 270 (1996).

69. Yu. Galkin, Y. Kopelevich, P. Esquinazi, A. Setzer, V. M. Pan, and S. N. Barilo, *Solid State Communications*, **114**: 1 (2000).
70. T. Nishizaki, T. Sasaki, T. Fukase et al., *Phys. Rev. B*, **54**: R3760 (1996).
71. R. Bleim, M. Audier, Y. Brechet et al., *Phil. Mag. Lett.*, **65**: 113 (1992).
72. D. L. Kaiser, F. W. Gayle, L. J. Swarzendruber et al., *J. Appl. Phys.*, **70**: 5739 (1991).
73. W. K. Kwok, U. Welp, G. W. Crabtree, U. Umezawa et al., *Phys. Rev. Lett.*, **64**: 966 (1990).
74. V. F. Solovjov and V. M. Pan, *Physics and Materials Science of High Temperature Superconductivity, IV, NATO ASI Series* (Ed. R. Kossowsky et al.) (Netherlands: Dordrecht: Kluwer Academic Publ.: 1997), **26**: 45.
75. E. H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.*, **69**: 1105 (1992).
76. D. S. Fisher, *Phys. Rev. B*, **31**: 1396 (1985).
77. S. Bhattacharya and M. J. Higgins, *Phys. Rev. Lett.*, **70**: 2617 (1993).
78. S. Bhattacharya, M. J. Higgins, and J. P. Stokes, *Phys. Rev. Lett.*, **63**: 1503 (1989).
79. A. Gurevich, H. K pfer, and C. Keller, *Supercond. Sci. Technol.*, **4**: 91 (1991).
80. C. Dekker, W. Eidelloth, and R. H. Koch, *Phys. Rev. Lett.*, **68**: 3347 (1992).
81. C. Dekker, W. Eidelloth, and R. H. Koch, *Cryogenics*, **33**: 129 (1993).
82. R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, and M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.*, **63**: 1511 (1989).
83. J. A. Fendrich, W. K. Kwok, C. J. Giapintzakis, C. J. Van der Beek, V. M. Vinokur, S. Fleshler, U. Welp, H. K. Vishwanathan, and G. W. Crabtree, *Phys. Rev. Lett.*, **74**: 1210 (1995).
84. D. Lopez, L. Krusin-Elbaum, H. Safar, E. Righi, F. de la Cruz, S. Grigera, C. Feild, W. K. Kwok, L. Paulius, and G. W. Crabtree, *Phys. Rev. Lett.*, **80**: 1070 (1998).
85. P. L. Gammel, L. F. Schneemeyer, and D. J. Bishop, *Phys. Rev. Lett.*, **66**: 953 (1991).
86. S. A. Grigera, E. Morre, E. Osquiguil, C. Balseiro, G. Nieva, and F. de la Cruz, *Phys. Rev. Lett.*, **81**: 2348 (1998).
87. V. L. Svetchnikov, *Металлофиз. новейшие технол.* (2000) (в печати).
88. A. V. Narlikar and D. Dew-Hughes, *Phys. Status Solidi*, **6**: 383 (1964).
89. S.-W. Chan, *J. Phys. Chem. Solids*, **55**: 1415 (1994).
90. V. Svetchnikov, A. Palti, and V. Pan, *Met. Phys. Adv. Tech.*, **17**: 257 (1998).
91. V. Svetchnikov, V. Vysotskii, and V. Pan, *Met. Phys. Adv. Tech.*, **17**: 1235 (1999).
92. V. L. Svetchnikov, *Металлофиз. новейшие технол.* (2000) (в печати).
93. A. Gervais and D. Keller, *Physica C*, **246**: 29 (1995).
94. D. H. Wang, D. H. Lowndes, D. K. Christen, C. E. Kroeger, C. E. Klabunde, and D. P. Norton, *Physica C*, **252**: 125 (1995).
95. V. M. Pan, V. S. Flis, O. P. Karasevska, V. I. Matsui, I. I. Peshko, V. L. Svetchnikov, M. Lorenz, A. N. Ivanyuta, G. A. Melkov, E. A. Pashitskii, and H. W. Zandbergen, *J. Superconductivity* (2000) (to be published).
96. A. L. Kasatkin and V. M. Pan, *The Ninth International Workshop on Critical Currents (IWCC9-99: Extended Program Book: July 7–10, 1999)* (Madison, USA: University of Wisconsin, The Pyle Center: 1999), p. 14.
97. J. Mannhart, *J. Superconductivity*, **3**: 281 (1990).
98. R. Gross and B. Mayer, *Physica C*, **180**: 235 (1991).
99. P. A. Nilsson, D. Winkler, J. A. Alarco et al., *Appl. Phys. Lett.*, **59**: 3030 (1991).
100. Donglu Shi, *Applied Supercond.*, **1**: 61 (1993).

101. D. Dimos, P. Chaudhari, and J. Mannhart, *Phys. Rev. B*, **41**: 4038 (1990).
102. A. Gurevich, *Phys. Rev. B*, **42**: 4857 (1990).
103. M. Strikovsky, G. Linker, S. V. Gaponov et al., *Phys. Rev. B*, **45**: 12522 (1992).
104. V. M. Pan, G. G. Kaminsky, A. L. Kasatkin, M. A. Kuznetsov et al., *Supercond. Sci. Technol.*, **5**: 48 (1992).
105. О. Карасевская, В. Петьков, Э. Берсудский, Б. Ильшин, *Заводская лаборатория*, №3: 18 (1995).
106. O. Meingast, O. Krant, T. Wolf, H. Wuehl, A. Erb, and G. Müller-Vogt, *Phys. Rev. Lett.*, **67**: 1639 (1991).
107. U. Welp, M. Grimsditch, S. Fleshler, W. Nessler, B. Veal, and G. W. Crabtree, *J. Supercond.*, **7**: 159 (1994).
108. O. Meingast, A. Junod, and E. Walker, *Physica C*, **272**: 106 (1996).
109. A. Gurevich and E. A. Pashitskii, *Phys. Rev. B*, **56**: 6213 (1997).
110. J. B. Hirth and J. Lothe, *Theory of Dislocations* (New York: McGraw-Hill: 1988).
111. H. Ledbetter and M. Lei, *J. Mater. Res.*, **6**: 2253 (1991).
112. M. A. Krivoglaz, *X-Ray and Neutron Diffraction in Nonideal Crystals* (Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag: 1996).
113. B. Dam, J. M. Huijbregtse, F. C. Klaassen, R. C. F. Van der Geest, G. Doornbos, J. H. Rector, A. M. Testa, S. Freisem, J. C. Martinez, B. Staeuble-Puempin, and R. Griessen, *Nature*, **399**: 439 (1999).
114. J. M. Huijbregtse, F. C. Klaassen, R. C. F. Van der Geest, B. Dam, and R. Griessen, *J. Low Temp. Phys.* (2000) (to be published).
115. Civale, A. D. Marwick, T. K. Worthington, M. A. Kirk, J. R. Thompson, L. Krusin-Elbaum, Y. Sun, J. R. Clem, and F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.*, **65**: 648 (1991).