

Соизмеримые вихревые решетки в тонких пленках V и сверхпроводящих сверхрешетках V/Si

Н. Я. Фогель¹, В. Г. Черкасова², О. И. Юзефович², М. Ю. Михайлов²,
Е. И. Бухштаб¹, А. Н. Стеценко³

¹ Department of Physics, Solid State Institute, Technion, Haifa 32100, Israel

² Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина

³ Харьковский государственный политехнический университет, ул. Фрунзе, 21, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: nfogel@technix.technion.ac.il
fogel@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 21 марта 2001 г.

Исследованы особенности шубниковской фазы в тонких пленках сверхпроводников II рода в случае, когда магнитное поле параллельно поверхности пленки. Измерения немонотонных зависимостей критического тока I_c от магнитного поля $H_{||}$ позволяют выявить соизмеримые вихревые решетки с разным количеством вихревых цепочек в пленке. Установлено, что на однородных пленках наблюдение эффекта соизмеримости параметра вихревой решетки с толщиной пленки возможно только при идеальном состоянии границ пленки, допускающем образование бесконечной решетки вихрей и их изображений. Нарушение гладкости и плоскопараллельности двух поверхностей пленки приводит к исчезновению осцилляций I_c и резкому уменьшению критического тока. На пленках впервые обнаружен lock-in переход, обусловленный влиянием поверхностного барьера. Установлено, что в тонкопленочных слоистых образцах одновременно проявляется эффект соизмеримости параметра вихревой решетки с периодом сверхструктуры и с полной толщиной образца. Рассмотрена фазовая диаграмма $H-T$ однородной пленки в параллельном магнитном поле.

Досліджено особливості шубниковської фази в тонких плівках надпровідників II роду у випадку, коли магнітне поле паралельне поверхні плівки. Вимірювання немонотонних залежностей критичного струму I_c від магнітного поля $H_{||}$ дозволяють виявити сумірні вихрові ґратки з різною кількістю вихрових ланцюжків в плівці. Встановлено, що на однорідних плівках спостереження ефекту сумірності параметра вихрової ґратки з товщиною плівки можливе тільки при ідеальному стані границь плівки, що допускає утворення нескінченної ґратки вихорів та їх зображень. Порушення гладкості і плоскопаралельності двох поверхонь плівки приводить до зникнення осциляцій I_c і різкого зменшення критичного струму. На плівках уперше виявлено lock-in перехід, зумовлений впливом поверхневого бар'єра. Встановлено, що на тонкоплівочних шаруватих зразках одночасно виявляється ефект сумірності параметра вихрової ґратки з періодом надструктури і з повною товщиною зразка. Розглянуто фазову діаграму $H-T$ однорідної плівки в паралельному магнітному полі.

PACS: 74.60.Ec, 74.60.Ge, **74.76.-w**, 74.80.Dm

В последнее время эффекты соизмеримости в сверхпроводниках II рода (речь идет о соизмеримости параметров вихревой решетки a_0 с периодом регулярной структуры неоднородностей) находятся в фокусе внимания исследователей, и этому способствует существенный прогресс в создании наноструктур и периодических систем пиннинг-центров на экстремально малых шкалах

длин [1]. Не меньший интерес при изучении эффекта соизмеримости представляют и природные материалы с регулярными периодическими неоднородностями. К их числу относятся дихалькогениды переходных металлов и высокотемпературные металлооксиды. Многочисленные материалы подобного типа — искусственные сверхпроводящие сверхрешетки — созданы и в

лабораторных условиях. В случае, когда межвихревое расстояние оказывается равным или кратным периоду сверхструктуры неоднородностей, все вихри закреплены на пиннинг-потенциале. Эта ситуация, как правило, отвечает максимальному критическому току I_c , а соответствующая вихревая структура называется соизмеримой. В несоизмеримой фазе, если пиннинг-центры иного типа отсутствуют, критический ток должен быть равным нулю [2]. Такая идеальная структура сверхпроводника практически неосуществима, и критический ток оказывается отличным от нуля и при переходе в несоизмеримую фазу. В экспериментах наблюдаются осциллирующие зависимости критического тока I_c [3–8], магнитного момента \mathbf{M} [9,10] и диссипации энергии [11,12] от магнитного поля.

Насколько нам известно, первые исследования эффекта соизмеримости в сверхпроводниках были проведены группами Гийона и Мартиноли [3,4]. В одном из случаев объектом исследования были искусственные периодические сверхрешетки, состоящие из сплава PbBi с периодической модуляцией концентрации компонент, во втором случае — тонкие пленки с искусственно созданной периодической модуляцией толщины. В упомянутых сверхрешетках на зависимостях критического тока I_c от H обнаружены осцилляции, когда магнитное поле \mathbf{H} было параллельно плоскости слоев. На пленках с модулированной толщиной осцилляции I_c наблюдались в перпендикулярном слоем магнитном поле. В обоих случаях осцилляции обнаруживались при взаимно перпендикулярной ориентации вихрей и направления модуляции. При определенных значениях магнитного поля период вихревой решетки оказывался соизмеримым с периодом модуляции, и именно в этих полях возникают максимумы I_c . Позднее обсуждаемый нами эффект был исследован также в других слоистых системах — искусственных сверхрешетках разного типа и ВТСП [5–12]. Теоретическое объяснение упомянутых выше результатов можно найти в работах [2,13,14]. Осцилляционные зависимости критического тока I_c и сопротивления R от H_{\parallel} обнаружены и в ситуации, когда из-за сильного естественного (intrinsic) пиннинга могут реализовываться только соизмеримые вихревые решетки [5,6,15]. В этом случае максимумы I_c (и минимумы R) соответствуют стабильным состояниям соизмеримой вихревой решетки или фазовым переходам между решетками с разными порядками соизмеримости [5,6].

Интересный цикл работ выполнен на сверхпроводящих пленках с искусственной двумерной решеткой субмикронных пор или ферромагнитных частиц (см., например, [16–18]). В этих экспериментах варьировались конфигурация, размеры элементов искусственной решетки и ее периодичность, и наряду с критическим током измерялись намагниченность, магнитная релаксация, вольт-амперные характеристики. На полевых зависимостях всех этих параметров наблюдали четкие особенности в полях, отвечающих условиям соизмеримости.

Особый интерес представляет случай, когда эффект соизмеримости проявляется в сверхпроводящих образцах, где периодический потенциал пиннинга отсутствует. Речь идет об однородных сверхпроводящих тонких пленках, для которых также обнаруживаются осциллирующие зависимости $I_c(H)$ в параллельном магнитном поле [19–24]. В пленках, толщина которых удовлетворяет условиям $\lambda > d > \xi$ (λ — глубина проникновения магнитного поля, d — толщина пленки, ξ — длина когерентности), при переходе из мейснеровского в смешанное состояние сначала происходит проникновение единичной цепочки вихрей. С увеличением внешнего магнитного поля плотность вихревых линий в цепочке растет и при некоторой критической плотности возникает неустойчивость, которая вызывает расщепление единичного ряда вихрей на две цепочки. Дальнейшее увеличение поля приводит к возникновению вихревой решетки, состоящей из трех цепочек, и т.д. Благодаря взаимодействию вихрей с границами пленки вихревые цепочки, располагающиеся симметрично относительно обеих ее поверхностей, отвечают наиболее стабильным состояниям вихревой решетки. Когда расстояния между вихревыми цепочками соизмеримы с полной толщиной образца, наблюдаются экстремумы I_c . Таково основное объяснение осцилляционных зависимостей параметров пленки от H_{\parallel} в работах [12,25,26]. В [22,23] была предложена несколько иная трактовка. Взаимодействие вихрей с границами сверхпроводника как правило рассматривают путем учета вихрей-изображений. В случае тонкой пленки система вихрей и их изображений образует бесконечную решетку [27]. Период этой решетки вдоль направления, ортогонального слоем, определяется толщиной пленки и числом вихревых рядов, а период решетки вдоль пленки — величиной внешнего магнитного поля. Два указанных периода совпадают или кратны друг другу лишь при определенных значениях магнитного поля [22,23]:

$$H_n = (n^2 \sqrt{3} \Phi_0) / 2d^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Здесь n — порядок соизмеримости или число вихревых рядов в пленке, Φ_0 — квант магнитного потока. Таким образом, для появления осцилляционных эффектов существенно наличие соизмеримости в двумерной ($2D$) решетке вихрей и вихрей-изображений. При условии соизмеримости эта $2D$ решетка обладает высокой симметрией, а решетка реальных вихрей внутри пленки отвечает абрикосовской вихревой решетке (при $n > 1$). Для образования правильной периодической решетки вихрей и их изображений необходимо, чтобы поверхности пленки были гладкими и параллельными друг другу. Даже небольшой угол разориентации между отражающими вихри поверхностями исключает образование бесконечной решетки изображений. Такая решетка не может сформироваться и в случае, если поверхности имеют заметную шероховатость. Последняя, как известно, подавляет эффективность поверхностного барьера Бина–Ливингстона.

Следует отметить, что осцилляции I_c и M имеют место и в сверхрешеточных образцах ограниченной толщины [12,25,26,28]. Однако эти данные получены на сверхрешетках (СР) Nb/Cu и Nb/Ti с незначительным параметром анизотропии ($\gamma = 1,2-1,8$) [12,28], что отвечает слабому периодическому потенциалу, мало влияющему на свойства пленки. Действительно, для однородных пленок из разных материалов и слоистых пленок Nb/Cu, Nb/Ti нет качественного отличия в поведении $I_c(H_{\parallel})$. В случае тонкопленочных сверхрешеток возникает только перенормировка значений полей соизмеримости. Этот вопрос мы обсудим более подробно ниже.

Предлагаемая нами интерпретация для однородных пленок нашла подтверждение в работе Карнейро [27], где равновесная конфигурация вихревых линий в пленках была численно определена методом Монте-Карло на основе лондонской теории с учетом бесконечных рядов вихрей-изображений.

Поскольку, с нашей точки зрения, влияние поверхностного барьера исключительно важно и эффект соизмеримости в однородных тонких пленках может наблюдаться только при наличии идеальных границ пленки, мы провели целенаправленные эксперименты, позволяющие однозначно подтвердить эту гипотезу о происхождении осцилляций I_c в пленках в параллельном магнитном поле.

Кроме того, в работе получены данные на сверхрешеточном образце ограниченной толщины

с более существенной анизотропией, чем в исследованных ранее СР. Сравнение этих данных с результатами для однородных пленок приводит к интересным заключениям. С одной стороны, в слоистых пленках возможно одновременное проявление эффекта соизмеримости как с полной толщиной образца, так и с периодом сверхструктуры. С другой стороны, вследствие конкурирующего влияния двух разных эффектов соизмеримости появляется дополнительное правило отбора, препятствующее возникновению экстремумов, соответствующих всем последовательным значениям n .

Обсуждается также фазовая диаграмма $H-T$ сверхпроводящей пленки в параллельном магнитном поле.

Образцы и методика эксперимента

В качестве объекта исследования мы выбрали однородные пленки ванадия. Эти пленки конденсировались путем электронно-лучевого испарения металла при давлении остаточных газов в вакуумной камере $\sim 10^{-6}$ Торр. Мощность используемой острофокусной электронной пушки составляла 5 кВт. Материалом для напыления служил ВЭЛ-2 (99,9% ванадия).

В качестве подложек использовалось особо гладкое стекло. Пленки осаждались на подложки, нагретые до 300 °С. Скорость напыления ванадия поддерживалась постоянной и составляла от 40 до 60 Å/с. В сочетании с правильно выбранной температурой подложки метод электронно-лучевого испарения позволял получить мелкозернистые пленки со средним размером кристаллитов 150–200 Å. Текстура в пленках не наблюдалась. Исследования на сканирующем электронном микроскопе не выявили заметных дефектов поверхностного рельефа пленок.

Напыление образцов проводилось через специальные термостойкие маски из молибденовой фольги толщиной 0,3 мм, изготовленные электроэрозионным способом. Расстояние между маской и подложкой составляло 0,1–0,3 мм. Геометрия напыляемых образцов обеспечивала четырехзонный метод исследования их электрических характеристик. Характерные размеры образцов: расстояние между потенциальными контактами 5 мм, ширина 0,5 мм.

Толщина пленок при напылении определялась как кварцевым генератором, так и по времени напыления с известной скоростью. Толщина пленок ванадия изменялась в пределах 600–1600 Å. После приготовления образцов их толщина кон-

тролировалась методом Таланского с точностью $\pm 20 \text{ \AA}$.

Кроме пленок в качестве объектов исследования использовались СР V/Si, которые формировались последовательным программируемым напылением слоев ванадия и кремния на подложку из фторфлогопита методом прямого магнетронного распыления в аргоновой среде. Рабочее давление аргона в вакуумной камере составляло $3 \cdot 10^{-3}$ Торр. Исходный вакуум был не хуже 10^{-6} Торр. Температура подложки поддерживалась при $100 \text{ }^\circ\text{C}$. Напыление, как и в случае с тонкими пленками, проводилось через специальные термостойкие маски с заданной геометрией. Толщины слоев определялись с помощью кварцевых датчиков по массам осаждаемых веществ. Погрешность в определении толщин слоев составляла $1\text{--}2 \text{ \AA}$. Число бислоев СР — 10. Электронномикроскопические исследования «на просвет» показали, что пленки Si — аморфные, а пленки V являются мелкокристаллическими с размером зерен порядка 100 \AA .

Измерения сверхпроводящих характеристик проводились на установке, снабженной сверхпроводящим соленоидом. Образцы находились в жидком гелии, и перегрев в интервале токов, использованных в экспериментах, не наблюдался. Стабилизация температуры в выбранной точке и точность ее измерения была не хуже $0,003 \text{ K}$. Для изменения ориентации пленок во внешнем магнитном поле образцы помещались на штоке, снабженном специальным поворотным устройством. Образцы на штоке можно было располагать двумя различными способами: в первом случае угол между транспортным током и направлением магнитного поля при повороте оставался неизменным и равным 90° ; во втором случае изменение угла между плоскостью пленки и магнитным полем одновременно изменяло и угол между \mathbf{H} и \mathbf{I} . Параллельная ориентация устанавливалась по минимуму сопротивления с точностью не хуже $0,1^\circ$. Критический ток I_c определялся из вольт-амперных характеристик по тем точкам, в которых напряжение достигало фиксированного значения 1 мкВ .

Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис. 1 приведены зависимости критического тока I_c от параллельного магнитного поля H_{\parallel} для ванадиевого образца 1 ($d = 750 \text{ \AA}$) при раз-

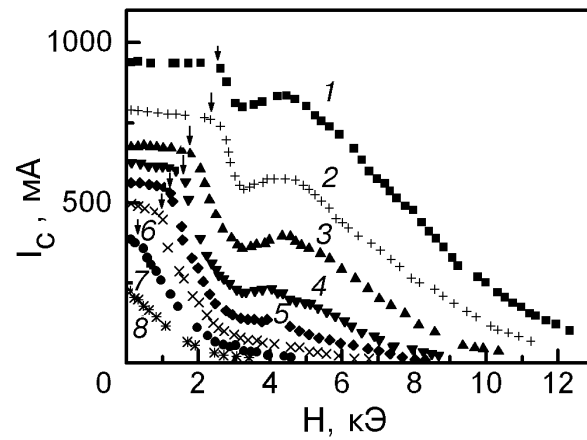


Рис. 1. Зависимости критического тока I_c от параллельного магнитного поля H_{\parallel} для образца 1 ($d = 750 \text{ \AA}$) при разных температурах T , К: 1,980 (1); 2,384 (2); 2,749 (3); 3,125 (4); 3,368 (5); 3,618 (6); 3,819 (7); 3,989 (8).

ных температурах. На этих зависимостях наблюдаются две особенности: 1) до некоторого значения магнитного поля H^* , которое увеличивается с понижением температуры (эти значения указаны на рис. 1 стрелками), величины I_c почти не изменяются с ростом поля; в поле H^* начинается резкий спад I_c ; 2) имеется минимум I_c , который не сдвигается по полю с изменением температуры. Как было показано ранее [29], поле H^* соответствует либо первому критическому полю H_{c1} , либо полю поверхностного барьера $H_s > H_{c1}$. Это определяется состоянием поверхности пленки. Как уже упоминалось, проникновение вихрей в пленку в поле поверхностного барьера происходит в случае гладких границ пленки. Проведенные эксперименты демонстрируют отчетливую корреляцию: если поле H^* совпадает с первым критическим полем [30]

$$H_{c1} = \frac{2\Phi_0}{\pi d^2} \left[\ln \frac{\zeta d}{\pi \xi(T)} + 0,081 \right], \quad (2)$$

то осцилляции $I_c(H_{\parallel})$ отсутствуют* [29] (здесь $\zeta = 1,78$ — постоянная Эйлера); если H^* совпадает с H_s , то наблюдаются немонотонные зависимости $I_c(H_{\parallel})$, подобные представленным на рис. 1. Эти данные свидетельствуют о существенной роли поверхностного барьера для появления осцилляционных эффектов.

Осцилляции критического тока наблюдаются не только в параллельном поле, но и в наклонных магнитных полях в некоторой области углов

* Осцилляции могут отсутствовать и по вполне тривиальной причине (см., например, работу [31]). Критический ток в этой работе измерен с таким большим шагом по магнитному полю, что зафиксировать осцилляции было невозможно.

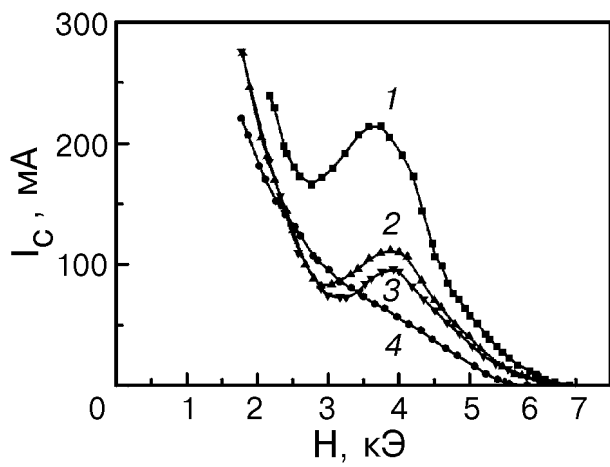


Рис. 2. Зависимости критического тока I_c от магнитного поля H для образца 3 ($d = 1590 \text{ \AA}$) при разных углах θ между направлением внешнего магнитного поля и плоскостью образца: $\theta = 0^\circ$ (1), 5° (2), 8° (3) и 11° (4). Угол θ отсчитывается от параллельной ориентации, $T = 3,614 \text{ K}$.

вблизи параллельной ориентации. При относительно небольших разориентациях между направлением внешнего магнитного поля и поверхностью пленки минимум I_c на этих зависимостях сохраняется (рис. 2). Однако начиная с некоторого критического угла θ_c (для образца 3 он равен $\approx 9^\circ$) минимум исчезает и зависимости $I_c(H)$ становятся монотонными. О существовании критического угла для наблюдения осцилляций в случае тонкопленочных слоистых образцов сообщалось в ряде работ и ранее (см., например, [12,32]). Более предпочтительным представляется объяснение наличия критического угла в терминах lock-in перехода [33], предложенное в работе [32]. Такой переход был предсказан Фейнбергом и Виллардом [33] для слоистых сверхпроводников с сильным естественным пиннингом. Сущность этого явления заключается в том, что в наклонном поле при малых углах θ минимуму свободной энергии отвечают вихри, ориентированные вдоль протяженных плоских неоднородностей (к их числу можно отнести и границы пленки), а не вдоль поля. Возникает различие в направлениях магнитной индукции в образце и внешнего магнитного поля, которое исчезает только при $\theta > \theta_c$. Авторами упомянутых работ не исключается также, что в слабо наклонных полях состояние вихревой системы не полностью отвечает картине, описанной в работе [32]. В качестве альтернативы рассматривается система ступенчато-наклонных вихрей, в которой основная ориентация совпадает с параллельной, а параллельные слоям участки вихревых линий соединены между собой так называемыми кинками, ориентированными вдоль нормали к слоям.

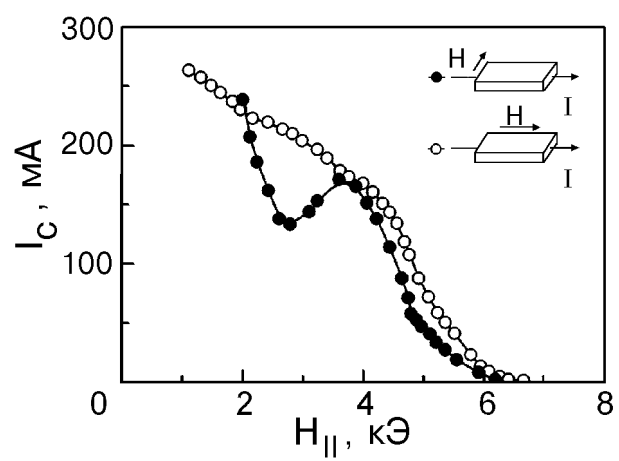


Рис. 3. Зависимости критического тока I_c от параллельного магнитного поля $H_{||}$ для двух разных взаимных ориентаций внешнего магнитного поля и транспортного тока для образца 3: $I \perp H$ (1), $I \parallel H$ (2). $T = 3,614 \text{ K}$.

Поскольку наши эксперименты проведены на однородных пленках, где появление ступенчато-наклонных вихрей невозможно, их результаты позволяют утверждать, что впервые обнаружен lock-in переход, обусловленный влиянием не периодического пиннинг-потенциала, а поверхностного барьера.

Как следует из рис. 3, наличие или отсутствие минимумов в параллельном поле критически зависит от геометрии эксперимента. Минимум наблюдается в том случае, если векторы магнитного поля и тока, находящиеся в плоскости, параллельной поверхности пленки, взаимно перпендикулярны (геометрия 1 на рис. 3). При этом возникает сила Лоренца, заставляющая вихри двигаться в направлении, перпендикулярном поверхности пленки, преодолевая сильный поверхностный барьер. В бессильной конфигурации (геометрия 2 на рис. 3) какие-либо особенности на зависимостях $I_c(H_{||})$ отсутствуют. Итак, поверхностный барьер опять выступает как явление, имеющее прямое отношение к происхождению осцилляций.

Зависимости I_c от приведенного магнитного поля $h = H/H_{||}(T)$, полученные при разных температурах, образуют семейство кривых, похожее на сигару, как следует из рис. 4 и 5. Значения I_c на тех участках кривых, которые ограничивают сигару, при разных температурах совпадают, т.е. температурная зависимость I_c в определенной области приведенных полей и температур отсутствует. В области полей h , отвечающей внутренней части сигары, где расположены минимумы и максимумы I_c , наблюдается температурная зависимость I_c обычного типа. Для области внутри сига-

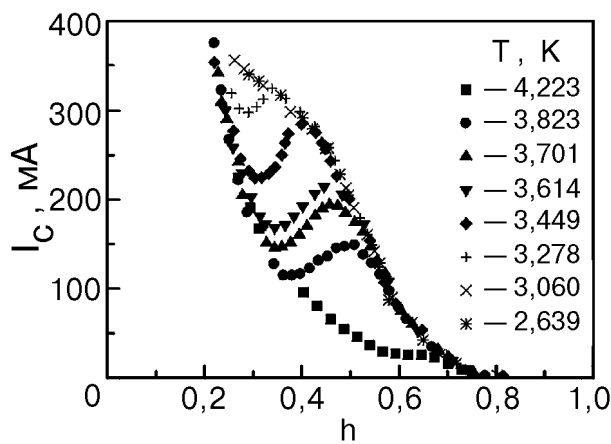


Рис. 4. Зависимости критического тока I_c от приведенного магнитного поля $h = H/H_{||}(T)$ для образца 3 при разных температурах.

ры (и только для этой области), как показано на рис. 6, характерен гистерезис I_c . О гистерезисе в окрестности полей H_n сообщалось также в работе [19].

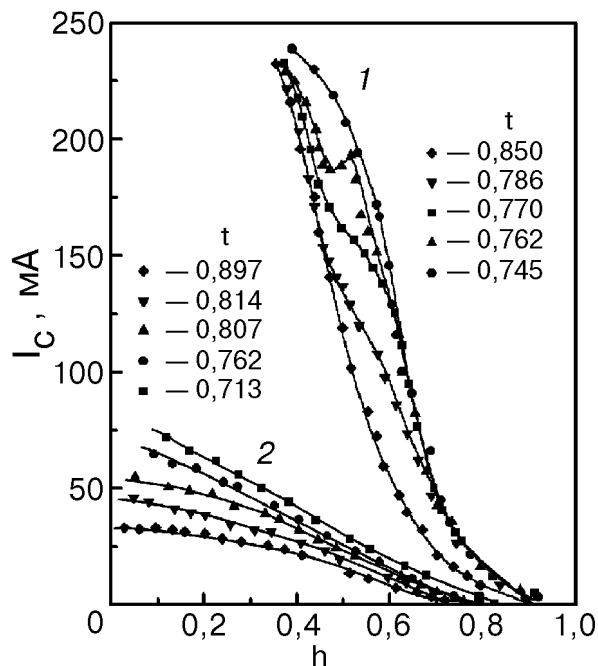


Рис. 5. Зависимости критического тока I_c от приведенного магнитного поля $h = H/H_{||}(T)$ при разных температурах для образца 4 ($d = 1590 \text{ \AA}$) до (1) и после травления (2); $t = T/T_c$.

* Формула Саттона [19], которая основана на расчете плотной упаковки шаров, практически не отличается от формулы (1).

** Авторы некоторых работ придерживались мнения, что условиям соизмеримости отвечают максимумы, а не минимумы I_c и M [25,26], но, по-видимому, эта точка зрения изменилась, так как в более поздней работе [12], где участвуют два автора из только что процитированных работ, идет речь о минимумах.

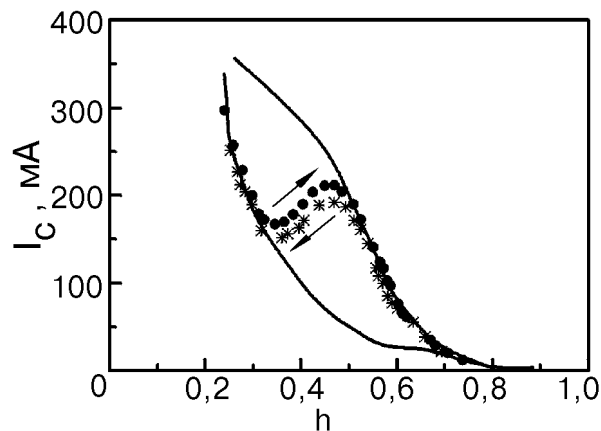


Рис. 6. Зависимость критического тока I_c от приведенного магнитного поля $h = H/H_{||}(T)$ для образца 3 при увеличении и уменьшении магнитного поля; $T = 3,614 \text{ K}$.

Как уже упоминалось, минимумы на зависимостях $I_c(H_{||})$ должны отвечать условиям соизмеримости между межвихревым расстоянием и толщиной пленки. Соответствующие поля для однородной пленки определяются формулой (1). Если пленка представляет собой слоистую систему, то формула (1) с учетом параметра анизотропии γ преобразуется к следующему виду [26]:

$$H_n = n^2 \sqrt{3} \Phi_0 / 2 \gamma d^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3)$$

Экспериментальные данные, полученные в настоящей работе, хорошо согласуются с формулой (1). Так, для образца 1 ($d = 750 \text{ \AA}$) $H_{\min} = 3,1 \text{ кЭ}$ и расчет по формуле (1) дает значение $d_{\text{calc}} = 760 \text{ \AA}$ при $n = 1$. Соответственно для образца 2 ($d = 780 \text{ \AA}$) $H_{\min} = 3,25 \text{ кЭ}$, $d_{\text{calc}} = 740 \text{ \AA}$. Для идентичных образцов 3 и 4 ($d = 1590 \text{ \AA}$) величина $H_{\min} = 2,6 \text{ кЭ}$, расчетное значение d при $n = 2$ равно 1660 \AA . Хорошее согласие с формулой (1) отмечается также для однородных пленок сплава PbIn с толщинами $d = 650\text{--}3500 \text{ \AA}$ [19]*. Нетрудно убедиться, что для слоистых пленок Nb/Cu положения минимумов на кривых $M(H_{||})$ ** отвечают расчетным полям H_n , определяемым формулой (3). Хорошее согласие с этой формулой наблюдается и в случае тонкопленочных сверхрешеток Nb/Ti [28].

Представляет интерес сравнить данные для однородных тонких пленок и пленок из того же

материала с периодической системой плоских неоднородностей. В случае тонкопленочных слоистых образцов с достаточно большими значениями параметра анизотропии γ возможна «интерференция» между двумя разными эффектами соизмеримости. Параметр вихревой решетки может быть соизмерим как с полной толщиной образца d , так и с периодом слоистой структуры s . Имеющиеся экспериментальные результаты для Nb/Cu и Nb/Ti (значения $\gamma = 1,2-1,8$) свидетельствуют о том, что в случае сравнительно слабой модуляции параметра порядка наличие анизотропии приводит к перенормировке значений H_n (см. формулу (3)), но поверхностный барьер оказывает доминирующее влияние на осцилляционные эффекты, как в случае однородных пленок. Приведем результаты для свехрешетки V/Si (толщины ванадиевых слоев 240 Å, кремниевых прослоек 30 Å) со сравнительно большим значением параметра анизотропии $\gamma = 5,2$. Этот образец состоит из такого же числа бислоев $m = 10$, как исследованные ранее образцы Nb/Cu, Nb/Ti [12,25,28]. Полная его толщина равна 2700 Å. Зависимости критического тока I_c от параллельного магнитного поля для этого образца представлены на рис. 7.

В многослойных свехрешетках, где граничными эффектами можно пренебречь, поля H_N , в которых параметр вихревой решетки соизмерим с периодом свехструктуры CP, определяются выражением [34]

$$H_N = \sqrt{3} \Phi_0 / 2N^2 s^2 \gamma. \quad (4)$$

Здесь N — порядок соизмеримости для рассматриваемого эффекта. Отношение полей H_N и H_n для двух типов эффекта соизмеримости, как

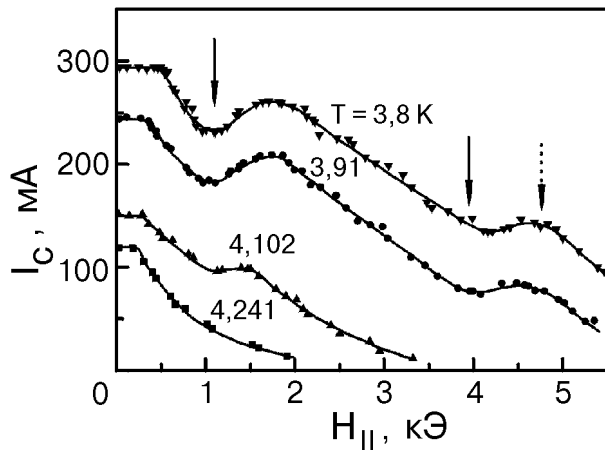


Рис. 7. Зависимости критического тока I_c от параллельного магнитного поля $H_{||}$ для CP V/Si 240/30. Сплошными стрелками указаны расчетные значения H_n , пунктирной стрелкой — расчетное значение H_N .

видно из формул (3), (4), не зависит ни от каких параметров системы, кроме количества бислоев:

$$\frac{H_N}{H_n} = \frac{m^2}{n^2 N^2}. \quad (5)$$

Из формулы (5) следует, что возможно наблюдение большого количества экстремумов I_c . Напомним, что при соизмеримости параметра вихревой решетки a_0 с полной толщиной пленки должны наблюдаться минимумы I_c , а при соизмеримости с s — максимумы критического тока.

Из анализа рис. 7 следует, что первый минимум I_c при $H_{||} = 1,17$ кЭ соответствует расчетному значению H_n при $n = 5$, а второй при $H_{||} = 3,8$ кЭ отвечает значению $n = 9$. Минимумы с порядками соизмеримости $n = 1-4$ могут не наблюдаться в связи с тем, что соответствующие им поля меньше или порядка поля, в котором происходит первоначальное проникновение вихрей в пленку. Такое объяснение, естественно, не годится для порядков соизмеримости $n = 6-8$, для которых особенности на зависимостях $I_c(H_{||})$ также не обнаружены. Важно, однако, заметить, что, поскольку для данного образца $m = 10$, только при $n = 5$ и 9 все вихревые цепочки могут быть расположены на прослойках Si, где их положение энергетически наиболее выгодно. При $n = 9$ оказываются занятыми все прослойки Si в образце, и расстояние между вихревыми рядами равно s . При $n = 5$ расстояние между вихревыми рядами равно $2s$. С другой стороны, положение максимума I_c при $4,7$ кЭ отвечает, согласно формуле (4), порядку соизмеримости $N = 1$. Положение H_N для $N = 2$ совпадает с таковым для $n = 5$, и при этом наблюдается минимум I_c . Возникает любопытная картина. Вместо ожидаемого большого количества осцилляций наблюдаются лишь немногие, и причиной этого являются, по-видимому, дополнительные правила отбора, возникающие в случае конкуренции между двумя разными эффектами соизмеримости. Из набора вихревых решеток, возможных в однородных пленках, в свехрешеточном образце реализуются только те, которые соответствуют упорядоченному расположению вихревых рядов на полупроводниковых прослойках. В относительно слабых полях доминирует эффект соизмеримости с полной толщиной пленки (напомним, что поля H_n для $n = 5$ и H_N для $N = 2$ численно совпадают, но в этом поле наблюдается минимум I_c). В более сильных полях проявляются оба эффекта соизмеримости: минимум I_c при $H_n = 3,8$ кЭ ($n = 9$) и максимум I_c при $H_N = 4,7$ кЭ ($N = 1$). И в том, и в другом случае

расстояние между вихревыми цепочками одинаковое, равное s , но число вихрей в цепочках различается. Появление максимума после минимума I_c объясняется тем, что в полях $H_{\parallel} > H_n$ глубина потенциальной ямы для вихрей увеличивается [32,35]. Однако в теории не определено, до каких полей это происходит. Для данного образца максимум при 4,7 кЭ в точности отвечает условию соизмеримости между периодом сверхрешетки и a_0 . Из обсуждаемого эксперимента следует, что в СР ограниченной толщины при достаточно больших значениях параметра γ характер осцилляционных эффектов заметным образом изменяется по сравнению с таковым для однородных пленок.

Вернемся теперь к однородным пленкам и приведем результаты прямых экспериментов, указывающих на то, что гладкость и плоскопараллельность двух поверхностей пленки являются основными факторами, определяющими появление осциллирующей зависимости $I_c(H_{\parallel})$. Поверхность образца 4 после измерений зависимостей $I_c(H_{\parallel})$ (рис. 5, серия кривых 1) была подвергнута химическому травлению. После травления его толщина изменилась незначительно ($\Delta d/d \approx 5\%$). Как показали исследования с помощью сканирующего электронного микроскопа (разрешение $\sim 200 \text{ \AA}$), состояние поверхности в результате химического воздействия изменилось. Если до травления она была практически гладкой (в пределах разрешения прибора), то после травления появились неглубокие «ямки» произвольной формы размерами 0,1–1 мкм. После травления величины I_c и вид зависимостей $I_c(H_{\parallel})$ изменились радикально (рис. 5, серия кривых 2). Величины критического тока в том же интервале приведенных температур и полей уменьшились в 3–7 раз (при этом величины T_c и $H_{c\parallel}$ изменились незначительно — не более чем на 2–4%). Зависимости $I_c(H_{\parallel})$ стали монотонными, «сигара» исчезла. Созданная искусственно шероховатость поверхности образца привела к подавлению поверхностного барьера и, соответственно, к общему уменьшению критического тока. При этом также исчезли особенности, характерные для эффекта соизмеримости.

В одном сеансе напыления с образцом 1 был приготовлен образец 5 с переменной толщиной по методике, предложенной в работе [36]. Для этого клинообразного образца с различием толщин на краях $\sim 7\%$ и разориентацией двух поверхностей, составляющей всего несколько угловых минут, значения I_c при равных t и h оказались в 2–3,5 раза меньше, чем для образца 1, а зависимости

$I_c(H_{\parallel})$ — гладкими (средняя толщина пленки 5 была близка к толщине образца 1).

Итак, из последних двух экспериментов, а также из корреляции между появлением минимума I_c и проникновением вихрей в пленку в поле поверхностного барьера H_s однозначно следует, что одной только соизмеримости между толщиной пленки и межцепочечным расстоянием в вихревой решетке недостаточно для наблюдения осцилляционных эффектов. С другой стороны, те же эксперименты свидетельствуют в пользу высказанной ранее гипотезы о важной роли образования регулярной решетки вихрей и их изображений и условий соизмеримости в этой решетке.

Доказав экспериментально, что наличие решетки вихрей и вихрей-изображений является критически важным для наблюдения эффекта соизмеримости, мы можем повторить прежние рассуждения [22,23] о природе осциллирующего критического тока в тонкопленочных образцах. Можно предположить, что в соответствии с общими представлениями о фазовых переходах между соизмеримой и несоизмеримой фазами [37,38] в окрестности точек соизмеримости (т.е. в некотором интервале изменения параметра вихревой решетки или внешнего поля H) существует соизмеримая фаза (С-фаза). В С-фазе вихри ведут себя обычным образом, и критический ток определяется механизмом взаимодействия вихрей с границами пленки. В соответствии с расчетами Шмидта [35] в этой области должен наблюдаться минимум критического тока, соответствующий вхождению монослоя вихрей, и максимум, обусловленный тем, что в возрастающем поле увеличивается глубина потенциальной ямы для цепочки вихрей. Естественно, критический ток при этом должен зависеть от температуры [35]. Именно такое поведение наблюдается внутри области, ограниченной «сигарой» (см. рис. 4).

Для каждой системы существует параметр несоизмеримости δ , при критическом значении которого должен произойти переход в несоизмеримую фазу (I-фазу). Для I-фазы в соответствии с теми же представлениями [37,38] характерно образование статических периодически повторяющихся солитонов (доменных стенок). В нашем случае такие солитоны или стенки могут разделять области с двумя разными соизмеримыми решетками.

Критический ток на огибающей «сигары», который не зависит от температуры, по-видимому, можно интерпретировать как критический ток, связанный с переходом из I- в С-фазу, или как ток разрушения солитонов. Внутри С-фазы кри-

тический ток определяется закономерностями взаимодействия отдельных вихрей с границами пленки.

Результаты проведенных экспериментов позволяют с уверенностью утверждать, что осцилляции сверхпроводящих параметров однородных пленок в параллельном магнитном поле обусловлены эффектом соизмеримости, имеющим место в решетке вихрей и вихрей-изображений, возникающей в случае идеального состояния границ образца. Эти результаты не противоречат результатам прежних экспериментов, установивших, что для наблюдения осцилляций необходима соизмеримость между параметром вихревой решетки в пленке и полной толщиной образца, так как условия соизмеримости в обоих случаях совпадают. Однако из нашей гипотезы следуют более жесткие требования к образцам для возможности наблюдения обсуждаемых эффектов. Они, безусловно, должны соблюдаться в случае однородных образцов. Если пленка имеет слоистую структуру, то осцилляции физических параметров могут наблюдаться благодаря соизмеримости между параметром вихревой решетки и периодом сверхструктуры, поэтому состояние поверхности не столь важно.

В заключение обсудим фазовую $H-T$ -диаграмму однородной сверхпроводящей пленки в параллельном магнитном поле и необходимые условия наблюдения эффекта соизмеримости, обусловленного влиянием границ образца. Одно из очевидных условий, а именно ограничения на толщину пленки, $\lambda \gg d \gg \xi$, уже упоминалось выше. Из него следует, что материалы для приготовления пленок должны иметь достаточно большие значения параметра Гинзбурга-Ландау κ . Этому условию отвечают переходные металлы, сверхрешетки на их основе и некоторые сверхпроводящие сплавы. Неравенство $d \gg \xi(T)$ предполагает возможность проникновения в пленку в параллельном магнитном поле одной, двух и т. д. цепочек вихрей. Это неравенство с учетом критической толщины $d_c = \sqrt{5/2} \xi(T)$ [39], при выполнении которого однородная пленка переходит в одномерное смешанное состояние в верхнем критическом поле, может быть сведено к более мягкому ограничению $d \geq \sqrt{5/2} \xi(T_0)$. Если это условие не выполняется, то в пленке вплоть до $T = 0$ К сохраняется однородное распределение параметра порядка. Если $d \gg \xi(0)$, то верхняя граница существования смешанного состояния определяется, как и для массивного сверхпроводника, полем $H_{c3} = 1,7H_{c2} = 1,7\Phi_0/(2\pi\xi^2)$. Из соотношения полей $H_{c3}(0)/H_n \approx 0,2d^2/[n^2\xi^2(0)]$ следует, что максимальное число соизмеримых вихревых фаз

с разными n , которые можно наблюдать при $T = 0$ на данной пленке, определяется отношением $d/\xi(0)$: $n_{\max} < 0,47d/\xi(0)$. Это определение величины n_{\max} справедливо для тех толщин пленок, для которых соблюдается условие $d/\xi(0) \leq 4$. Если последнее неравенство не выполняется, то соизмеримая решетка с $n = 1$ при $T = 0$ или при низких температурах не может быть выявлена экспериментально, поскольку поле H_{c1} оказывается меньшим, чем поле перегрева мейснеровского состояния $H_s = \Phi_0/(\sqrt{2}\pi\xi d)$ при $T = 0$ [35]. Соответственно число соизмеримых вихревых решеток будет равно $n_{\max} - 1$. Пример фазовой диаграммы $H-T$ для однородной пленки представлен на рис. 8.

При температурах, отличных от нуля, число наблюдаемых соизмеримых вихревых фаз зависит от T , так как поля, ограничивающие область существования смешанного состояния, являются температурно-зависящими величинами. Благодаря этому вблизи T_c существует область, где возможно наблюдение соизмеримой фазы с $n = 1$, которая при более низких температурах «спрятана» в области мейснеровского состояния. При понижении T эта фаза исчезает, но становится наблюдаемой фаза с $n = 2$. При еще более низких температурах возможно наблюдение двух и более соизмеримых фаз. Чем больше толщина пленки, тем большее число соизмеримых фаз имеется в

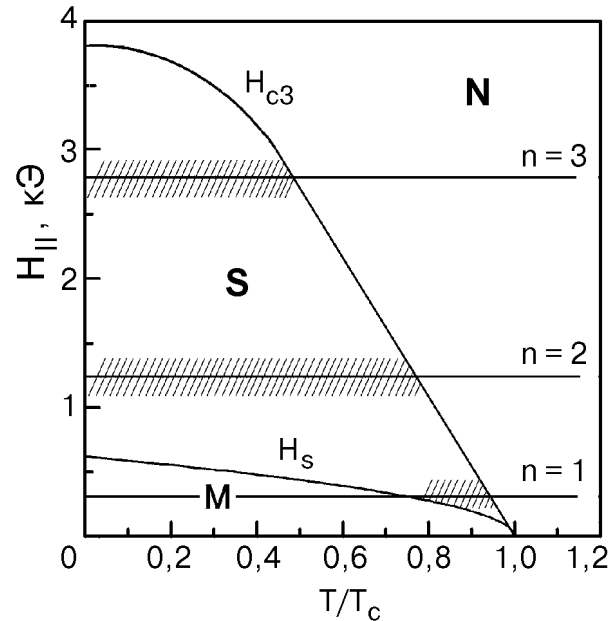


Рис. 8. Фазовая диаграмма $H-T$ для образца 1: M , S и N – мейснеровское, смешанное и нормальное состояния. Горизонтальные линии с $n = 1, 2, 3$ указывают положения соизмеримых фаз, штриховка – область существования каждой из них.

области смешанного состояния. Однако существует предел толщины пленки, при превышении которого соседние соизмеримые фазы оказываются расположенными столь близко одна к другой по магнитному полю, что области существования каждой из фаз начинают перекрываться. Максимальное количество соизмеримых вихревых фаз, которое наблюдалось в тонких пленках путем измерения магнитного момента, равно шести [12]. В случае, когда для исследования соизмеримых фаз используются измерения критического тока, обычно видят меньшее их число. В значительной степени это связано с чисто «техническим» ограничением: при больших величинах плотности критических токов может наступить перегрев образцов (так, в образце 1 уже при $t \approx 0,5$ плотность критического тока в небольших полях превышает 10^6 А/см²). Измерения магнитного момента, не имеющие такого ограничения, могут дать более полную информацию о соизмеримых вихревых решетках в тонких пленках.

Настоящее исследование частично поддержано Израильской Академией наук (грант 359/99) и «Центром Абсорбции в науке» Министерства Абсорбции государства Израиль.

1. V. V. Moshchalkov, *Physica* **C332**, 1 (2000).
2. S. E. Burkov and V. L. Pokrovsky, *J. Low Temp. Phys.* **44**, 423 (1981).
3. H. Raffi, J. C. Renard, and E. Guyon, *Solid State Commun.* **11**, 1679 (1972).
4. O. Daldini, P. Martinolli, T. L. Olsen, and G. Berner, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 218 (1974).
5. N. Ya. Fogel, M. Yu. Mikhailov, Yu. B. Bomze, and O. I. Yuzepovich, *Phys. Rev.* **B59**, 3365 (1999).
6. N. Ya. Fogel, M. Yu. Mikhailov, Yu. B. Bomze, and O. I. Yuzepovich, *Physica* **B284–288**, 731 (2000).
7. P. R. Broussard and T. H. Geballe, *Phys. Rev.* **B37**, 68 (1988).
8. C. Coccorese, C. Attanasio, L. V. Mercaldo, M. Salvato, L. Maritato, J. M. Slaughter, C. M. Falco, S. L. Prischepa, and B. I. Ivlev, *Phys. Rev.* **B57**, 7922 (1998).
9. M. Oussena, P. A. J. de Groot, R. Gagnon, and L. Taillefer, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3606 (1994).
10. A. A. Zhukov, H. Kupfer, G. K. Perkins, A. D. Caplin, K. I. Kugel, A. L. Rakhmanov, M. G. Mikheev, V. I. Voronkova, M. Klater, and H. Wuhl, *Phys. Rev.* **B59**, 11213 (1999).
11. C. Hunnekes, H. G. Bohn, W. Shilling, and H. Schulz, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2271 (1994).
12. M. Ziese, P. Esquinazi, P. Wagner, H. Adrian, S. H. Brongersma, and R. Griessen, *Phys. Rev.* **B53**, 8658 (1996).
13. S. Ami, K. Maki, *Prog. Theor. Phys.* **53**, 1, (1997).
14. С. Е. Бурков, В. Л. Покровский, *Письма в ЖЭТФ* **32**, 285 (1980).
15. B. I. Ivlev, N. B. Kopnin, and V. L. Pokrovsky, *J. Low Temp. Phys.* **80**, 187 (1990).
16. E. Rossel, M. Van Bael, M. Baert, R. Jonckheere, V. V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev.* **B53**, R2983, (1996).
17. M. Baert, V. V. Metlushko, C. D. Potter, E. Rossel, K. Temst, R. Jonckheere, A. Gilabert, V. V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, *Physica* **C235–240**, 2791 (1994).
18. M. J. Bael, K. Temst, L. V. Look, J. Bekaert, V. V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, *Physica* **B284–288**, 893 (2000).
19. J. Sutton, *Proc. Phys. Soc.* **67**, 791 (1966).
20. T. Yamashita and Y. Onodera, *Solid State Commun.* **13**, 1289 (1973).
21. T. Yamashita and L. Rinderer, *J. Low Temp. Phys.* **24**, 695 (1976).
22. N. Ya. Fogel and V. G. Cherkasova, *Physica* **B107**, 291 (1981).
23. Н. Я. Фогель, В. Г. Черкасова, *ФНТ* **7**, 268 (1981).
24. Л. П. Ичкитидзе, В. И. Скобелкин, *ФНТ* **7**, 117 (1981).
25. S. H. Brongersma, E. Verweij, N. Y. Koeman, D. G. de Groot, R. Griessen, and B. I. Ivlev, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2319 (1993).
26. S. H. Brongersma, E. Verweij, N. Y. Koeman, D. G. de Groot, and R. Griessen, *Thin Solid Films* **228**, 201 (1993).
27. G. Carneiro, *Phys. Rev.* **B57**, 6077 (1998).
28. P. Lobotka, I. Varva, R. Senderak, D. Machajdik, M. Jergel, S. Gazi, E. Rossel, M. Baert, Y. Bruynseraede, M. Forsthuber, and G. Hilscher, *Physica* **C229**, 231 (1994).
29. В. Г. Черкасова, Н. Я. Фогель, *ФНТ* **15**, 383 (1989).
30. А. А. Абрикосов, *ЖЭТФ* **47**, 720 (1964).
31. G. Stejic, A. Gurevich, E. Kadyrov, D. Christen, R. Joyat, and D. C. Larbalestier, *Phys. Rev.* **B49**, 1274 (1994).
32. A. J. Vermeer, D. J. de Groot, N. J. Koeman, R. Griessen, and C. van Hasendonck, *Physica* **C185–189**, 2345 (1991).
33. D. Feinberg and C. Villard, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 919 (1990).
34. B. I. Ivlev and N. B. Kopnin, *J. Low Temp. Phys.* **80**, 161 (1990).
35. В. В. Шмидт, *ЖЭТФ* **57**, 2095 (1969).
36. Ю. Ф. Комник, Е. И. Бухштаб, *ЖЭТФ* **27**, 34 (1968).
37. Р. Вак, *Rep. Progr. Phys.* **45**, 587 (1982).
38. В. Л. Покровский, А. Л. Талапов, *ЖЭТФ* **78**, 269 (1980).
39. И. О. Кулик, *ЖЭТФ* **52**, 1632 (1967).

Commensurable vortex lattices in V thin films and superconducting V/Si superlattices

N. Ya. Fogel, V. G. Cherkasova,
O. I. Yuzepovich, M. Yu. Mikhailov,
E. I. Buchstab, and A. N. Stetzenko

The peculiarities of the mixed phase are investigated in type II superconducting thin films in a parallel to the film surface magnetic field. The measurements of nonmonotonous dependences of critical current I_c on magnetic field $H_{||}$ allow the commensurable vortex lattices with a different number of vortex chains in the film to be revealed. It is established that the effect of commensurability between vortex lattice parameter and film thickness is possible in homogeneous films only for ideal film boundaries which allow for the formation of an infinite vortex-vortex image lattice. The deterioration

of the surface smoothness and the disruption of the parallelism of the film surfaces cause disappearing of oscillations I_c and sharp decreasing of the critical current. The lock-in transition conditioned by the influence of surface barrier is observed for the first time on thin films. It is established that too different commensurability effects are observed simultaneously in the thin layered samples. One of them is the

commensurability effect between the vortex lattice parameter and the period of layering and the other between the vortex lattice parameter and the total sample thickness. The $H-T$ phase diagram of the homogeneous film in a parallel magnetic field is considered.