Физика низких температур, 1998, т. 24, № 8, с. 731–736

Квазипериодические сверхпроводящие сверхрешетки V/Zr: критические магнитные поля и кроссовер

Н. Я. Фогель, В. Г. Черкасова, М. Ю. Михайлов, Ю. В. Бомзе, О. И. Юзефович, И. М. Дмитренко

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: fogel@ilt.kharkov.ua

А. Н. Стеценко

Харьковский государственный политехнический университет
Украина, 310002, г. Харьков, ул. Фрунзе, 21

Статья поступила в редакцию 10 марта 1998 г.

На квазипериодических сверхпроводящих сверхрешетках (СР) типа Фибоначчи, состоящих из ванадия и циркония, измерены параллельное и перпендикулярное слоям критические магнитные поля. На температурной зависимости параллельного критического поля $H_{c\|}$ обнаружены два кроссовера. Зависимость $H_{c\|}(T)$ близка к корневой вблизи температуры перехода T_c и линейна при низких температурах. Между этими двумя областями температурная зависимость является степенной: $H_{c\|} \sim (1 - T/T_c)^{\alpha}$, $\alpha = 0{,}78 \pm 0{,}02$. Сложная зависимость $H_{c\|}(T)$ может быть объяснена в рамках теории Гинзбурга–Ландау для квазипериодических СР, а также с помощью скейлинговой теории для фрактальных СР, которая учитывает наличие разных структурных масштабов длин в СР со сложной последовательностью слоев.

На квазіперіодичних надпровідних надгратках (НГ) типу Фібоначчі, які складаються з ванадію та цирконію, виміряно паралельне та перпендикулярне шарам критичні магнітні поля. На температурній залежності паралельного критичного поля $H_{c\|}$ виявлено два кросовера. Залежність $H_{c\|}(T)$ близька до кореневої поблизу температури переходу T_c та лінійна при низьких температурах. Між цими двома областями температурна залежність є степеневою: $H_{c\|} \sim (1 - T/T_c)^{\alpha}$, $\alpha = 0{,}78 \pm 0{,}02$. Складну залежність $H_{c\|}(T)$ може бути інтерпретовано у рамках теорії Гінзбурга–Ландау для квазіперіодичних НГ, а також за допомогою скейлінгової теорії для фрактальних НГ, яка враховує наявність різних структурних масштабів довжин в НГ зі складною послідовністю шарів.

PACS: 74.80.Dm

1. Введение

Изучение свойств искусственных сверхпроводящих сверхрешеток (СР) находится в центре внимания исследователей уже много лет. Наибольшее число работ посвящено изучению структурных, сверхпроводящих и нормальных свойств периодических СР. Многие экспериментальные данные и теоретические модели, относящиеся к этим СР, систематизированы в ряде обзоров [1–7].

Наряду с исследованиями на стандартных периодических СР проводились также исследования и на слоистых сверхпроводящих системах как более простого типа (сверхпроводящие сэндвичи) [8–10], так и более сложного типа — на СР с двойной периодичностью, на случайных и на фрактальных СР [11,12], а также на квазипериодических СР [13,14]. Использование других структурных мотивов приводит к заметному изменению результатов для критических полей по сравнению с данными на периодических СР. В частности, на

фрактальных и квазипериодических СР зависимость параллельного слоям критического поля $H_{c\parallel}$ от температуры имеет следующий вид:

$$H_{c\parallel} \sim (T_c - T)^{\alpha} . \qquad (1)$$

Индекс α лежит в интервале $0{,}5 < \alpha < 1$, не совпадая ни с одним из предельных значений*, и зависит либо от фрактальной размерности [11], либо от характерной длины волны квазипериодической сверхрешетки Λ_F [13], констант связи в использованных материалах и толщин слоев [15,16]. Напротив, для периодических СР характерны именно предельные значения индекса α, равные 1 и 0,5, которые обнаруживаются в областях трехмерного и двумерного поведения соответственно [6,17].

В настоящей работе приведены результаты исследования критических полей квазипериодических сверхрешеток V/Zr, свидетельствующие о том, что отличие в поведении $H_{c\parallel}(T)$ на квазипериодических и периодических СР может иметь более радикальный характер, чем это следует из данных работ [13,14]. В частности, не исключается осцилляционная зависимость $H_{c\parallel}$ от температуры, которая может быть связана с пространственной неоднородностью квазипериодической СР на любых масштабах длины [18]. Обсуждаются также подобные черты в поведении квазипериодических и фрактальных сверхрешеток.

2. Приготовление образцов и методика измерений

Квазипериодические решетки типа Фибоначчи получались последовательной конденсацией паров Zr и V из двух электронно-лучевых испарителей на нагретые до 600°C подложки (001) фторфлогопита (ФФ) и (001) Al_2O_3 в вакууме $(2–6) \cdot 10^{-5}$ Па. Мы полагаем, что, как и в случае периодических СР [19], наилучшим структурным совершенством должны обладать сверхрешетки, напыленные на фторфлогопит. Толщины слоев в процессе осаждения контролировались кварцевым резонатором. Часть образцов осаждалась на предварительно сконденсированный на подложку подслой Zr толщиной 400 Å для уменьшения шероховатости, обусловленной островковым механизмом роста. Эти образцы покрывались сверху толстым слоем Zr для того, чтобы избежать возможных проявлений поверхностной сверхпроводимости (в случае параллельного слоям магнитного поля), которая могла бы замаскировать особенности поведения $H_{c\parallel}$, связанные с внутренней структурой образца.

Способ построения квазипериодических СР типа Фибоначчи описан в работе [20]. Такая сверхрешетка составлена из блоков A и B. В нашем случае каждый блок состоит из одного слоя ванадия и одного слоя циркония. Все слои циркония имеют одинаковую толщину $d_{Zr} = 20$ Å, а толщина слоев ванадия составляет 60 Å в блоке A и 29 Å в блоке B. Толщины индивидуальных слоев выбраны таким образом, чтобы отношение толщин блоков было равным «золотому» числу $G = (1 + \sqrt{5})/2$. Чередование блоков определялось квазипериодической последовательностью Фибоначчи $ABAABABAABAAB$. . . [20]. Величину $\Lambda_F = Gd_A + d_B$ называют длиной волны квазипериодической сверхрешетки (здесь d_A и d_B — это толщины блоков A и B соответственно). Для исследованных нами сверхрешеток $\Lambda_F = 180$ Å. При использованном способе построения сверхрешетки последовательность слоев является самоподобной (self-similar). Схему такой СР можно найти в работе [13]. Все образцы содержат 43 слоя.

Электронно-микроскопические и электронографические исследования образцов показали наличие в слоях аксиальной текстуры с осью [001] для Zr и [110] для V, ориентированных перпендикулярно поверхности пленки. Размер кристаллитов в СР составлял ~ 200 Å.

Методика измерений критических полей не отличается от применявшейся ранее при исследованиях периодических сверхрешеток [17, 21]. Величины критических полей H_c определялись по середине резистивных переходов $R(H)$. Точность выставления параллельной слоям ориентации магнитного поля составляла ~ 0,2°, точность измерения температуры ~ 10^{-3} K. Критические температуры T_c образцов, напыленных на разные подложки, отличаются незначительно. Ширина ΔT резистивного перехода $R(T)$ при $H = 0$ невелика. Наименьшее значение $\Delta T/T_c \simeq 1 \cdot 10^{-2}$ зарегистрировано для образца, сконденсированного на подложке из фторфлогопита (величина ΔT соответствует

* Исключением из этого правила являются квазипериодические СР с малыми значениями Λ_F [13], на которых вблизи T_c обнаруживается поведение близкое к двумерному, т. е. $\alpha \sim 0{,}5$.

уширению резистивного перехода между точками $0{,}1R_n$ и $0{,}9R_n$). Благодаря малому размытию перехода значения T_c определяются с достаточно высокой точностью, что существенно при расчетах приведенной температуры $\tau = (T_c - T)/T_c$, которая играет важную роль при анализе экспериментальных данных.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены зависимости параллельного и перпендикулярного критических полей от температуры для СР, напыленной на ФФ. Зависимости $H_{c\perp}(T)$ на квазипериодических СР качественно не отличаются от аналогичных зависимостей на периодических СР или на пленках, тогда как зависимость $H_{c\parallel}$, как следует из рис. 1 и 2, имеет нетривиальный характер. Вблизи T_c эта зависимость близка к корневой, при самых низких температурах эксперимента она становится линейной. Две упомянутые области $H_{c\parallel}(T)$ разделены довольно большим температурным интервалом, в котором $H_{c\parallel} \sim (T_c - T)^{\alpha}$, $\alpha = 0{,}78 \pm 0{,}02$. Таким образом, на температурной зависимости $H_{c\parallel}$ обнаруживается два кроссовера. Две точки кроссовера обнаруживаются и на образцах, напыленных на подложки из сапфира, но на этих образцах линейная область зависимости $H_{c\parallel}(T)$ начинается при более низкой температуре. Наличие верхнего и нижнего слоев Zr не сказывается на характере кривых $H_{c\parallel}(T)$, т. е., по-видимому, поверхностная сверхпроводимость не проявляется и на образцах без защитных слоев циркония. Величина α для образцов на разных подложках практически не отличается, из чего следует, что гладкость межслоевых границ при использованных толщинах слоев не оказывает заметного влияния на поведение критического поля $H_{c\parallel}$. Отметим, что двойной кроссовер на зависимости $H_{c\parallel}(T)$ наблюдался и в работе [14] на некоторых квазипериодических образцах Nb/Ta.

Поведение критических полей квазипериодических СР было рассмотрено теоретически в рамках приближения Гинзбурга–Ландау в работах Китаева и Левитова [15, 18]. Из результатов этих работ следует, что для зависимости $H_{c\perp}(T)$ сохраняется тот же индекс, что и для периодических СР: длина когерентности $\xi_{\parallel} \sim \tau^{-1/2}$; $H_{c\perp} \sim \tau$; $\xi_{\parallel}(\tau) = [\varphi_0/2\pi H_{c\perp}(\tau)]^{1/2}$ (φ_0 — квант магнитного потока); $\tau = (T_c - T)/T_c$. В поле, параллельном

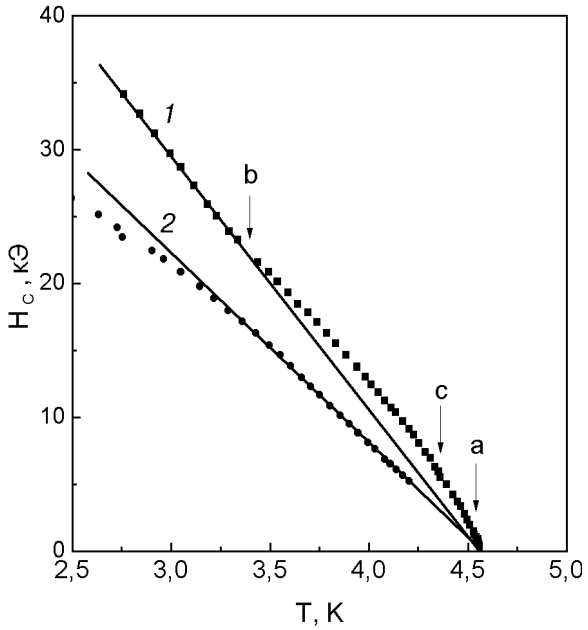

Рис. 1. Зависимость параллельного (*1*) и перпендикулярного (*2*) слоям критических магнитных полей от температуры для квазипериодической СР V/Zr *a*, *b* — точки кроссовера. Объяснение точки *c* содержится в тексте.

слоям, поведение для разных СР не универсально и индекс α для критического поля $H_{c\parallel}(T) \sim \tau^{\alpha}$ изменяется в пределах $0{,}5 < \alpha < 1$ в зависимости от структуры и сверхпроводящих параметров квазипериодических СР. При этом отмечается, что поскольку скейлинг в точках фазового перехода второго рода для решеток Фибоначчи имеется лишь при увеличении масштаба в Φ раз ($\Phi = [(1 + \sqrt{5})/2]^2$ — квадрат золотого числа), зависимости $H_{c\parallel}(T)$ могут быть и более сложными, чем степенные. На зависимости $H_{c\parallel}(\tau)$ могут наблюдаться особенности с периодом $2\gamma \ln \Phi$ ($\gamma = 1/(2\alpha - 1)$) [18,22]. Проведенный Китаевым и Левитовым анализ данных для одного из образцов, измеренных в работе [13], дает значение $\alpha = 0{,}74$. Некоторое отклонение от этой зависимости, возможно, наблюдается при высоких температурах [15].

Сопоставим результаты экспериментов с теорией квазипериодических слоистых структур [15, 18]. На исследованных СР в соответствии с расчетами [15] зависимость $H_{c\perp}(T)$ линейна. В то же время зависимость $H_{c\parallel}(T)$ имеет довольно сложный характер. Как видно на рис. 1, 2, основные ее черты заключаются в следующем. Имеются три четко определенных температурных интервала, в которых поведение $H_{c\parallel}(T)$ различно. В непосредственной окрестности T_c индекс для $H_{c\parallel}$

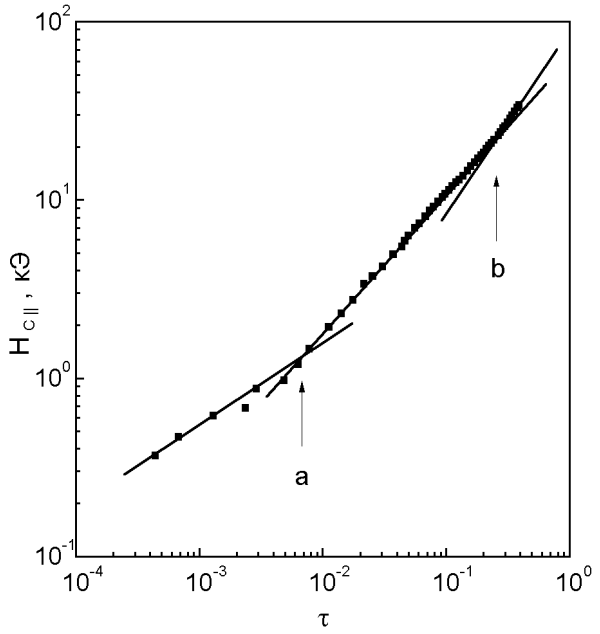

Рис. 2. Зависимость параллельного критического поля $H_{c\|}$ от приведенной температуры $\tau = (T_c - T)/T_c$; *a*, *b* — точки кроссовера.

близок к 0,5 (0,43). При самых низких температурах, до которых проводились исследования $H_{c\|}(T)$, индекс равен 1, причем линейная зависимость $H_{c\|}(T)$ экстраполируется к той же критической температуре, которая получена из измерений $R(T)$ в отсутствие магнитного поля. В промежутке между этими двумя интервалами наблюдается степенная зависимость $H_{c\|}$ с индексом 0,78. Интервал по $\ln\tau$ между двумя точками кроссовера (*a* и *b* на рис. 1, 2) составляет 3,64. Эта величина отличается всего на 8% от параметра $2\gamma \ln \Phi$, который равен для рассматриваемого образца 3,37. Однако утверждать, что наблюдающееся в эксперименте поведение зависимости $H_{c\|}(T)$ отражает предсказанный в [18] осцилляционный характер, по-видимому, некорректно, так как в виду ограниченности температурного интервала, в котором получены экспериментальные данные, говорить о периодичности нет оснований. Следует отметить, что выявить такую периодичность в эксперименте достаточно сложно из-за большой величины периода. Измерения $H_{c\|}$ при более низких температурах неперспективны, так как точка кроссовера *b* «слишком близка» к $T = 0$, если учитывать ожидаемую периодичность по $\ln\tau$. С другой стороны, измерения при температурах близких к T_c слишком сложны при имеющихся возможностях определения температуры. Так, при тех параметрах, которые получены для наших образцов, для обнаружения еще одного периода осцилляционной зависимости $H_{c\|}(\tau)$ необходимы измерения достаточного количества экспериментальных точек в пределах интервала 10^{-3} К вблизи T_c. Более высокие шансы обнаружить осцилляции существуют в случае образцов со сравнительно малыми γ.

Несмотря на отсутствие полной определенности в интерпретации двойного кроссовера, очевидно, что существует достаточное согласие между предсказаниями теории [15,16,18] и нашими экспериментальными данными.

С другой стороны, обнаруживается определенное сходство поведения квазипериодических СР с ожидаемым поведением фрактальных СР. Согласно расчетам [11], основанным на теории скейлинга, на фрактальных СР должен наблюдаться ряд кроссоверов, которым отвечают условия

$$\xi_{\perp n}(T) = S_n \ .$$

Здесь $S_n = 2^{(n-1)/D} S_1$ — характерные масштабы длин во фрактальной решетке; S_1 - наименьший масштаб длины в данной СР; D — фрактальная размерность; n — число различных масштабов; $\xi_{\perp n}(T)$ — длина когерентности в направлении, перпендикулярном слоям, для каждого из имеющихся масштабов длин. Согласно [11], вдали от T_c (т. е. при низких температурах, где существенна величина наименьшего масштаба длины во фрактальной СР) зависимость $H_{c\|}(T)$ должна быть близка к линейной, тогда как вблизи T_c (т. е. для больших масштабов длин) поведение должно быть близко к двумерному. В промежуточном интервале температур поведение $H_{c\|}$, т. е. индекс α, определяется фрактальной размерностью. В наших экспериментах на квазипериодических СР обнаруживается такая же ситуация. Квазипериодические СР в некотором смысле более упорядочены, чем фрактальные решетки, но в них также можно выделить наряду с периодом Λ_F ряд характерных структурно заданных длин, связанных с размером единичных блоков и их комбинаций. Для такой СР, как и для любой многослойной системы, для определения поперечной длины когерентности используется соотношение

$$H_{c\|}(T) = \varphi_0 / 2\pi \xi_{\|}(T) \xi_{\perp}(T) \ .$$

По температурной зависимости критического поля $H_{c\perp}$(рис. 1) может быть определена величина $\xi_{\|}(0)$ для исследуемого образца. Она равна 71 Å. Используя значения критических

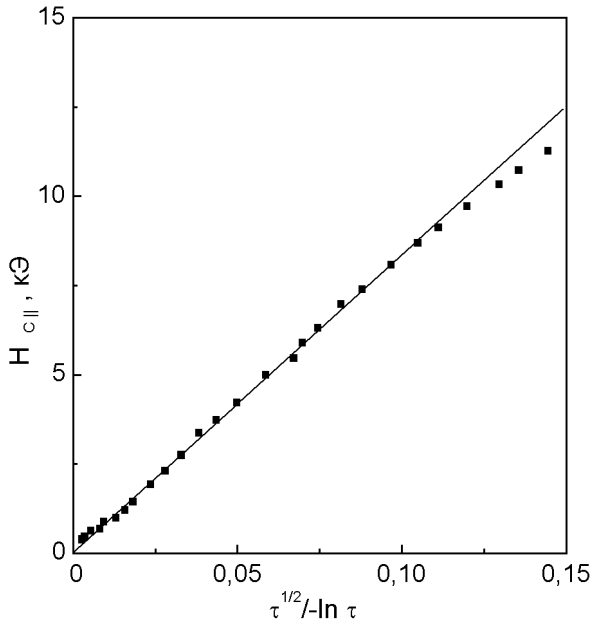

Рис. 3. Зависимость параллельного критического поля $H_{c\|}$ от $\tau^{1/2}/-\ln\tau$.

полей $H_{c\|}$ в области их линейного изменения в зависимости от температуры, получаем величину $\xi_\perp(0) = 54$ Å. Соответственно при температуре кроссовера T_1 (точка b на рис. 1, 2) значение $\xi_{\perp 1}(T) = 101$ Å. Оно близко к размеру блока BB, равному 98 Å. Меньшие структурные длины, а именно размеры блоков A и B в отдельности, по-видимому, не могут проявиться в зависимости $H_{c\|}(T)$, так как их характерные размеры d_A , $d_B < \xi_\perp(0)$.

С другой стороны, как следует из теории [11], в непосредственной окрестности T_c, где играют роль большие характерные длины, поведение фрактальной СР должно быть близко к двумерному, причем

$$H_{c\|} \sim \tau^{1/2}/-\ln\tau\ . \qquad (2)$$

Здесь малая логарифмическая поправка отражает влияние трехмерного дальнодействия.

Именно такая особенность поведения вблизи T_c обнаружена нами на исследуемых квазипериодических СР. Согласно данным рис. 2, для интервала температур близких к T_c мы получаем зависимость $H_{c\|} \sim \tau^{0,43}$. Если представить данные в координатах $H_{c\|} = f(\tau^{1/2}/-\ln\tau)$ (рис. 3), то оказывается, что область двумерного поведения еще шире. Между двумя областями, которые обсуждались выше, лежит интервал, в котором индекс α отличается от 0,5 и 1. Отметим, что зависимость $H_{c\|}(T)$, описываемая формулой (2), лучше согласуется с экспериментальными данными, чем степенная зависимость с индексом 0,5, и наблюдается в гораздо более широком температурном интервале, нежели последняя. Точка кроссовера от зависимости (2) к зависимости $H_{c\|} \sim \tau^\alpha$ обозначена буквой c на рис. 1. Дополнительно следует отметить, что полученное при этом значение индекса α для интервала между точками c и b, равное $0{,}763 \pm 0{,}002$, незначительно отличается от определенного в интервале между точками a и b (величина α в обоих случаях определялась по методу наименьших квадратов), но при этом имеет гораздо меньшую дисперсию.

Таким образом, поведение зависимости $H_{c\|}(T)$ на квазипериодических СР V/Zr, характеризуемое наличием двойного кроссовера, вполне адекватно объясняется в рамках теории [15,16,18] для такого рода систем. С другой стороны, две точки кроссовера и особенности температурной зависимости $H_{c\|}$ могут быть интерпретированы и на основе теории, предложенной для фрактальных СР [11]. Возможность объяснения экспериментальных результатов, основанного на весьма различных подходах, не содержит внутреннего противоречия, так как квазипериодические и фрактальные СР содержат структурные элементы с различными масштабами длин, что оказывается существенным, когда магнитное поле ориентировано параллельно слоям.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Л. И. Глазману и Л. С. Левитову за обсуждение и предоставление информации о некоторых неопубликованных результатах, за рекомендации по выбору материалов, входящих в СР, и толщин слоев.

1. M. R. Beasley, in: *Inhomogeneous Superconductors*, Conf. Berceley Springs, H. C. Wolfe (ed.), New York (1979), p. 186.
2. M. R. Beasley, in: *Percolation, Localization, and Superconductivity*, A. M. Goldman and S. A. Wolf (eds.), Plenum Press, New York – London (1983), p. 115.
3. S. T. Ruggiero and M. R. Beasley, in: *Synthetic Modulated Structures*, Academic Press, (1985), p. 365.
4. V. Matijasevic and M. R. Beasley, in: *Artificially Structured Materials*, Amsterdam, (1987), p. 187.
5. Б. Я. Шапиро, *Металлофизика* **9**, 3 (1987).
6. B. Y. Jin and J. B. Ketterson, *Adv. Phys.* **38**, 189 (1989).
7. I. K. Schuller, *Solid State Commun.* **92**, 141 (1994).
8. Н. Я. Фогель, В. Г. Черкасова, *ЖЭТФ* **109**, 223 (1996).
9. В. Г. Черкасова, Н. Я. Фогель, А. С. Похила, *ФНТ* **20**, 1245 (1994).
10. D. Neerinck, K. Temst, C. Van Haesendonck, Y. Bruynseraede, A. Gilabert, and I. K. Schuller, *Phys. Rev.* **B43**, 8676 (1991).
11. V. Matijasevic and M. R. Beasley, *Phys. Rev.* **B35**, 3175 (1987).

12. A. Sidorenko, C. Sürgers, T. Trappman, and H. v. Löhneysen, *Phys. Rev.* **B53**, 11751 (1996).
13. M. G. Karkut, J. -M. Triscone, D. Ariosa, and O. Fisher, *Phys. Rev.* **B34**, 4390 (1986).
14. L. Cohn, J. J. Lin, F. J. Lamelas, H. He, R. Clarke, and C. Uher, *Phys. Rev.* **B38**, 2326 (1988).
15. А. Ю. Китаев, Л. С. Левитов, *Письма в ЖЭТФ*, **45**, 52 (1987).
16. L. I. Burlachkov and L. S. Levitov, *Physica* **C158**, 88 (1989).
17. Л. И. Глазман, И. М. Дмитренко, В. Л. Товажнянский, Н. Я. Фогель, В. Г. Черкасова, *ЖЭТФ* **92**, 1461, (1987).
18. А. Ю. Китаев, Л. С. Левитов, *ЖЭТФ* **95**, 311 (1989).
19. В. Л. Товажнянский, А. Н. Стеценко, А. И. Федоренко, В. Г. Черкасова, Е. Н. Зубарев, И. М. Дмитренко, *ФНТ* **15**, 828 (1989).
20. R. Merlin, K. Bajema, R. Clarke, F. -J. Juang, and P. R. Bhattakharya, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1768 (1984).
21. Е. И. Бухштаб, В. Ю. Каширин, Н. Я. Фогель, В. Г. Черкасова, В. В. Кондратенко, А. И. Федоренко, С. А. Юлин, *ФНТ* **19**, 704 (1993).
22. Л. С. Левитов, частное сообщение.

Quasiperiodic superconducting V/Zr multilayers: critical magnetic fields and crossover

N. Ya. Fogel, V. G. Cherkasova, M. Yu. Mikhailov, Yu. V. Bomze, O. I. Yuzephovich, I. M. Dmitrenko, and A. N. Stetzenko.

The critical magnetic fields, parallel and perpendicular to the layer planes, have been measured on quasiperiodic Fibonacci multilayers consisting of vanadium and zirconium. The temperature dependence of parallel critical field $H_{c\|}$ reveals a double crossover behavior. This dependence is much like the square-root-one in the vicinity of transition temperature T_c, and linear at low temperatures. Between these two temperature ranges the dependence is power-like: $H_{c\|} \sim (1 - T/T_c)^{\alpha}$, $\alpha = 0{,}78 \pm 0{,}02$. The complicated $H_{c\|}$ vs T dependence obtained may be explained in terms of the Ginzburg–Landau theory for quasiperiodic multilayers and in terms of the scaling theory for fractal multilayers which takes into account the existence of different structure length scales in multilayer systems with a complicated sequence of layers.