

П.И. Арсееву, Н.К. Фёдорову, Д.А. Чарееву, А.Н. Васильеву, О.С. Волковой, Т. Hänke, С. Hess, R. Behr, R. Klingeler, В. Büchner, Th. Wolf. Исследования подержаны РФФИ (гранты 13-02-01451, 14-02-90425) и РФФ.

### Список литературы

1. Kamihara Y et al. *J. Am. Chem. Soc.* **128** 10012 (2006)
2. Садовский М В *УФН* **178** 1243 (2008); Sadovskii M V *Phys. Usp.* **51** 1201 (2008)
3. Ивановский А Л *УФН* **178** 1273 (2008); Ivanovskii A L *Phys. Usp.* **51** 1229 (2008)
4. Изюмов Ю А, Курмаев Э З *УФН* **178** 1307 (2008); Izyumov Yu A, Kurmaev E Z *Phys. Usp.* **51** 1261 (2008)
5. Abrikosov A A *Physica C* **317–318** 154 (1999)
6. Fujioka M et al., arXiv:1401.5611
7. Klauss H-H et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 077005 (2008)
8. Mazin I I, Schmalian J *Physica C* **469** 614 (2009)
9. Liu R H et al. *Nature* **459** 64 (2009)
10. Boeri L, Dolgov O V, Golubov A A *Physica C* **469** 628 (2009)
11. Элиашберг Г М *ЖЭТФ* **38** 966 (1960); Eliashberg G M *Sov. Phys. JETP* **11** 696 (1960)
12. Mazin I I et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 057003 (2008)
13. Korshunov M M, Eremin I *Phys. Rev. B* **78** 140509(R) (2008)
14. de la Cruz C et al. *Nature* **453** 899 (2008)
15. Paglione J, Greene R L *Nature Phys.* **6** 645 (2010)
16. Onari S, Kontani H *Phys. Rev. Lett.* **103** 177001 (2009)
17. Efremov D V et al. *Phys. Rev. B* **84** 180512(R) (2011)
18. Sato M et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** 014710 (2010)
19. Ikeuchi K et al. *JPS Conf. Proc.* **3** 015043 (2014)
20. Ishizuka J et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** 123712 (2013)
21. Shein I R, Ivanovskii A L *Phys. Lett. A* **375** 1028 (2011)
22. Pandey S, Chubukov A V, Khodas M *Phys. Rev. B* **88** 224505 (2013)
23. Zhou Y et al., arXiv:1311.0611
24. Kuchinskii E Z, Nekrasov I A, Sadovskii M V *Письма в ЖЭТФ* **91** 567 (2010); *JETP Lett.* **91** 518 (2010)
25. Zhigadlo N D et al. *Phys. Rev. B* **86** 214509 (2012)
26. Malone L et al. *Phys. Rev. B* **79** 140501(R) (2009)
27. Hashimoto K et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 017002 (2009)
28. Prakash J et al. *J. Phys. Condens. Matter* **21** 175705 (2009)
29. Chen G F et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 057007 (2008)
30. Mu G et al. *Chinese Phys. Lett.* **25** 2221 (2008)
31. Nakai Y et al. *Phys. Rev. B* **79** 212506 (2009)
32. Kawasaki S et al. *Phys. Rev. B* **78** 220506(R) (2008)
33. Matano K et al. *Europhys. Lett.* **83** 57001 (2008)
34. Yin Y et al. *Physica C* **469** 535 (2009)
35. Kondo T et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 147003 (2008)
36. Sato T et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** 063708 (2008)
37. Sugimoto A et al. *Physica C* **470** 1070 (2010)
38. Ekino T et al. *Physica C* **470** S358 (2010)
39. Jin R et al. *Supercond. Sci. Technol.* **23** 054005 (2010)
40. Fasano Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 167005 (2010)
41. Millo O et al. *Phys. Rev. B* **78** 092505 (2008)
42. Miyakawa N et al. *J. Supercond. Novel Magn.* **23** 575 (2010)
43. Tanaka M, Shimada D *J. Supercond. Novel Magn.* **24** 1491 (2011)
44. Samuely P et al. *Supercond. Sci. Technol.* **22** 014003 (2009)
45. Le Tacon M et al. *Phys. Rev. B* **78** 140505(R) (2008)
46. Seidel P *Supercond. Sci. Technol.* **24** 043001 (2011)
47. Stewart G R *Rev. Mod. Phys.* **83** 1589 (2011)
48. Daghero D et al. *Supercond. Sci. Technol.* **25** 084012 (2012)
49. Daghero D et al. *Rep. Prog. Phys.* **74** 124509 (2011)
50. Москаленко В А *ФММ* **8** 503 (1959)
51. Москаленко В А *УФН* **113** 340 (1974); Moskalenko V A *Sov. Phys. Usp.* **17** 450 (1974)
52. Suhl H, Matthias B T, Walker L R *Phys. Rev. Lett.* **3** 552 (1959)
53. Андреев А Ф *ЖЭТФ* **48** 1823 (1964); Andreev A F *Sov. Phys. JETP* **19** 1228 (1964)
54. Абрикосов А А и др. *УФН* **180** 109 (2010); Abrikosov A A et al. *Phys. Usp.* **53** 103 (2010)
55. Шарвин Ю В *ЖЭТФ* **48** 984 (1965); Sharvin Yu V *Sov. Phys. JETP* **21** 655 (1965)
56. Octavio M et al. *Phys. Rev. B* **27** 6739 (1983)
57. Flensburg K, Hansen J B, Octavio M *Phys. Rev. B* **38** 8707 (1988)
58. Arnold G B J. *Low Temp. Phys.* **68** 1 (1987)
59. Kümmel R, Günsenheimer U, Nicolisky R *Phys. Rev. B* **42** 3992 (1990)
60. Пономарев Я Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 597 (2004); Ponomarev Ya G et al. *JETP Lett.* **79** 484 (2004)
61. Kuzmichev S A et al. *Solid State Commun.* **152** 119 (2012)
62. Moreland J, Ekin J W J. *Appl. Phys.* **58** 3888 (1985)
63. Ponomarev Ya G et al. *Phys. Rev. B* **79** 224517 (2009)
64. Ponomarev Ya G et al. *ЖЭТФ* **140** 527 (2011); *JETP* **113** 459 (2011)
65. Shanygina T E et al. *Письма в ЖЭТФ* **93** 95 (2011); *JETP Lett.* **93** 94 (2011)
66. Пудалов В М и др. *УФН* **181** 672 (2011); Pudalov V M et al. *Phys. Usp.* **54** 648 (2011)
67. Shanygina T E et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **391** 012138 (2012)
68. Kuzmichev S A et al. *Письма в ЖЭТФ* **95** 604 (2012); *JETP Lett.* **95** 537 (2012)
69. Shanygina T E et al. *J. Supercond. Novel Magn.* **26** 2661 (2013)
70. Ponomarev Ya G et al. *J. Supercond. Novel Magn.* **26** 2867 (2013)
71. Kuzmicheva T E et al. *Europhys. Lett.* **102** 67006 (2013)
72. Кузьмичев С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **98** 816 (2013); Kuzmichev S A et al. *JETP Lett.* **98** 722 (2013)
73. Chareev D et al. *CrystEngComm* **15** 1989 (2013)
74. Кузьмичева Т Е, Кузьмичев С А, Жигадло Н Д *Письма в ЖЭТФ* **99** 154 (2014); Kuzmicheva T E, Kuzmichev S A, Zhigadlo N D *JETP Lett.* **99** 136 (2014)
75. Roslova M et al. *CrystEngComm* **16** 6919 (2014)
76. Ponomarev Ya G et al. *Physica C* **243** 167 (1995)
77. Aminov B A et al., in *Advances in Superconductivity V* (Eds Y Bando et al.) (Tokyo: Springer-Verlag, 1993) p. 1037
78. Ponomarev Ya G et al. *Inst. Phys. Conf. Ser.* (167) 241 (2000)
79. Пономарев Я Г *УФН* **172** 705 (2002); Ponomarev Ya G *Phys. Usp.* **45** 649 (2002)
80. Nakamura H et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** 123712 (2009)
81. Khlybov E P et al. *JETP Lett.* **90** 429 (2009); *JETP Lett.* **90** 387 (2009)
82. Zhigadlo N D et al. *Phys. Rev. B* **82** 064517 (2010)
83. Kondrat A et al. *Eur. Phys. J. B* **70** 461 (2009)
84. Yanson I K et al. *Phys. Rev. B* **67** 024517 (2003)
85. Wakimoto S et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** 074715 (2010)
86. Shamoto S-I et al. *Phys. Rev. B* **82** 172508 (2010)
87. Subedi A et al. *Phys. Rev. B* **78** 134514 (2008)
88. Кузьмичев С А, Кузьмичева Т Е, Чесноков С Н *Письма в ЖЭТФ* **99** 339 (2014); Kuzmichev S A, Kuzmicheva T E, Chesnokov S N *JETP Lett.* **99** 295 (2014)

PACS numbers: **74.25.-q**, **74.45.+c**, **74.70.-b**  
DOI: 10.3367/UFNr.0184.201408j.0897

## Магнитные и транспортные свойства кристаллов железосодержащих сверхпроводников семейства 122

Ю.Ф. Ельцев, К.С. Перваков, В.А. Власенко, С.Ю. Гаврилкин, Е.П. Хлыбов, В.М. Пудалов

### 1. Введение

Сверхпроводники на основе железа, которые были открыты в 2008 г. [1–5], моментально стали предметом

Ю.Ф. Ельцев, С.Ю. Гаврилкин. Физический институт

им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ

E-mail: eltsev@sci.lebedev.ru

К.С. Перваков, В.А. Власенко. Физический институт

им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ;

Международная лаборатория сильных магнитных полей

и низких температур, Вроцлав, Польша

Е.П. Хлыбов. Институт физики высоких давлений

им. Л.Ф. Верещагина РАН, Троицк, Москва, РФ;

Международная лаборатория сильных магнитных полей

и низких температур, Вроцлав, Польша

В.М. Пудалов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,

Москва, РФ;

Московский физико-технический институт,

г. Долгопрудный, Московская обл., РФ

огромного интереса научного сообщества, заняв одно из ведущих мест в ряду наиболее актуальных направлений современной физики твёрдого тела [6, 7]. Нынешние темпы исследований железосодержащих сверхпроводников могут быть сравнимы разве что с темпами развития работ по изучению купратных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в первые годы после их открытия [8]. Железосодержащие сверхпроводники, в число которых к настоящему времени входит более ста различных по химическому составу соединений, представляют собой совершенно новый класс сверхпроводящих материалов, кристаллическая решётка которых содержит ионы 3d-металлов (Fe, Co, Ni), хорошо известных своими ферромагнитными свойствами. По этой причине *a priori* нельзя исключить возможность отличного от традиционного электрон-фононного механизма сверхпроводящего спаривания электронов в данных соединениях. Характерной особенностью всех железосодержащих сверхпроводников является наличие в их кристаллической структуре слоёв Fe–As в случае пниктидов либо слоёв Fe–Se в случае халькогенидов. Максимальная на сегодня критическая температура сверхпроводящего перехода  $T_c$  сверхпроводников на основе железа достигает 56 К [9] для соединения  $Gd_{1-x}Th_xFeAsO$ , что уступает только значениям  $T_c$  купратных ВТСП. Данное обстоятельство, несомненно, позволяет отнести сверхпроводники на основе железа также к классу ВТСП.

Интерес к сверхпроводникам на основе железа определяется рядом фундаментальных и прикладных аспектов: во-первых, открытие сверхпроводимости в данных соединениях разрушило иллюзию того, что высокотемпературная сверхпроводимость является свойством исключительно купратных сверхпроводников; во-вторых, можно предположить, что исследование механизма ВТСП в железосодержащих сверхпроводниках откроет пути к нахождению более эффективного механизма спаривания по сравнению с таковым в купратах и, соответственно, более высоких значений  $T_c$ , что даёт новую надежду на достижение сверхпроводимости при комнатных температурах; в-третьих, теоретические и экспериментальные исследования зонной структуры железосодержащих сверхпроводников дают значения скорости электронов на поверхности Ферми  $v_F$  порядка  $10^6$ – $10^7$  см  $s^{-1}$ , что в свою очередь означает малую длину когерентности  $\xi \sim \hbar v_F / 2\pi k_B T_c \sim 1$ – $3$  нм и, соответственно, высокие значения верхнего критического поля  $H_{c2} = \phi_0 / 2\pi \xi^2$ , превосходящие 100 Тл [10]. Кроме того, на основании экспериментальных данных можно сделать однозначный вывод о том, что плотность критического тока в железосодержащих сверхпроводниках при температурах жидкого гелия превосходит  $10^6$  А  $см^{-2}$  [11–13], что сопоставимо с таковой в купратных сверхпроводниках. Железосодержащие сверхпроводники также обладают гораздо меньшей анизотропией  $H_{c2}$  и  $J_c$  по сравнению с анизотропией  $H_{c2}$  и  $J_c$  в купратных сверхпроводниках [11], а межзёренные границы, в отличие от межзёренных границ в купратных ВТСП, являются "прозрачными" для сверхпроводящего тока и не ограничивают его величину [14]. Все перечисленные моменты позволяют сделать вывод о широких перспективах практического использования недавно открытых железосодержащих сверхпроводников, в первую очередь в "сильноточных" применениях в высоких магнитных полях.

Данный доклад не направлен на анализ существующих представлений об особенностях зонной структуры железосодержащих сверхпроводников, возможных меха-

низмах сверхпроводящего спаривания, типах симметрии параметра порядка, проявлениях многощелевой сверхпроводимости. Мы сосредоточим внимание на полученных нами и другими исследовательскими группами результатах исследований магнитотранспортных свойств и токнесущей способности железосодержащих сверхпроводников, в частности кристаллов  $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ , в зависимости от температуры, магнитного поля и типа легирования, что представляет значительный интерес с точки зрения оценки возможности практических применений данных материалов.

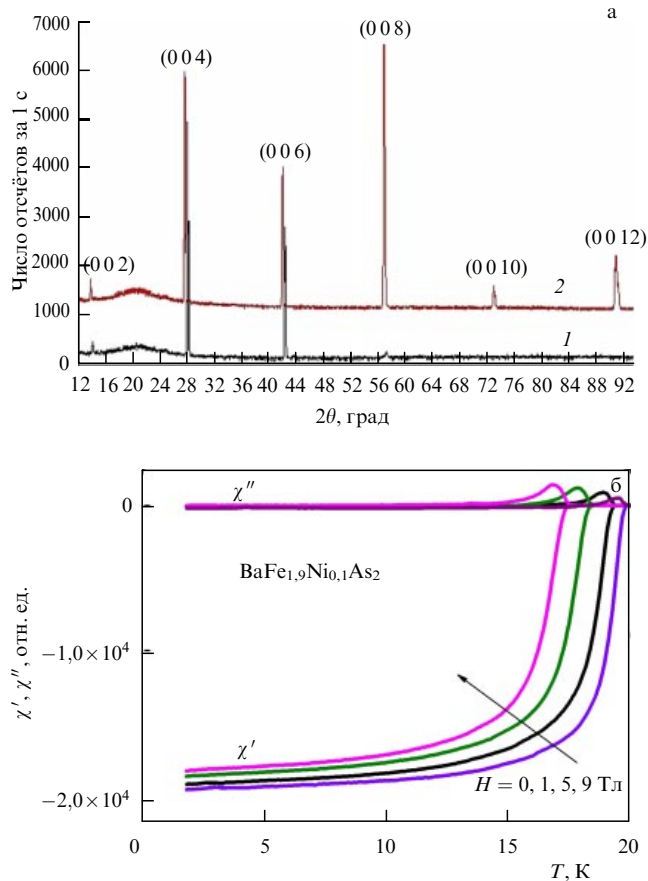
## 2. Образцы и методы измерений

Монокристаллы  $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ , оптимально допированные, имеют меньшие величины  $T_c$  и  $H_{c2}(0)$  по сравнению с таковыми соединений  $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$  и  $BaFe_{2-x}Co_xAs_2$  семейства 122 с максимальной критической температурой, достигающей 40 и 25 К соответственно [14]. Возможно, по этой причине кристаллы семейства 122 с примесью Ni изучались не так интенсивно, как соединения семейства 122, легированные K и Co. С другой стороны, относительно низкие величины  $T_c$  и  $H_{c2}(0)$  дают хорошую возможность для исследования сверхпроводящих токнесущих свойств и пиннинга вихрей в монокристаллах  $BaFe_2As_2$ , легированных Ni, в широком температурном диапазоне, покрывающем почти всю область фазовой диаграммы этого соединения.

Монокристаллы  $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$  выращивались с помощью метода раствор–расплав с использованием в качестве флюса шихты, содержащей компоненты, входящие в состав кристаллов, в данном случае FeAs. Исходные компоненты (Ba, FeAs и NiAs) высокой чистоты общей массой  $\approx 5$  г смешивались в молярной пропорции  $1:5(1-x):5x$ , помещались в корундовый тигель объёмом 3  $см^3$ , запаивались в кварцевые трубки с остаточным давлением аргона 0,2 атм и загружались в трубчатую печь. На следующем этапе ампула нагревалась до температуры 1200 °С, выдерживалась при этой температуре в течение 24 ч для гомогенизации расплава и затем охлаждалась до 1070 °С со скоростью 2 °С  $ч^{-1}$ . При достижении данной температуры ампула вместе с печью из вертикального положения поворачивалась на 90°–95° для слива жидкого флюса из тигля. Далее ампула с кристаллами охлаждалась до комнатной температуры вместе с печью. В итоге в тигле образовывались практически свободные от флюса кристаллы размерами до  $4 \times 2$  мм<sup>2</sup> в плоскости *ab* и толщиной несколько сотен микрометров. Характеризация выращенных кристаллов с помощью рентгенофазового анализа показала отсутствие в них какой-либо побочной фазы.

Рисунок 1а, на котором видны только пики, соответствующие плоскостям  $\{00l\}$ , иллюстрирует данный вывод для образцов  $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$  ( $x = 0,1$  и  $x = 0,14$ ). Большой концентрации никеля в образце с  $x = 0,14$  соответствует большее значение параметра решётки вдоль оси *c*. Понижение интенсивности рефлексов с возрастанием угла дифракции в образце с  $x = 0,1$  может свидетельствовать о несколько неоднородном распределении никеля по объёму образца. Высокое качество монокристаллов  $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$  также подтверждается данными, приведёнными на рис. 1б, где показана температурная зависимость действительной,  $\chi'$ , и мнимой,  $\chi''$ , частей магнитной восприимчивости для образца с  $x = 0,1$ , измеренная в магнитном поле величиной 0, 1, 5 и 9 Тл, приложенном вдоль оси *c*.

Видно, что в нулевом магнитном поле ширина сверхпроводящего перехода (оценённая по уровню 10–



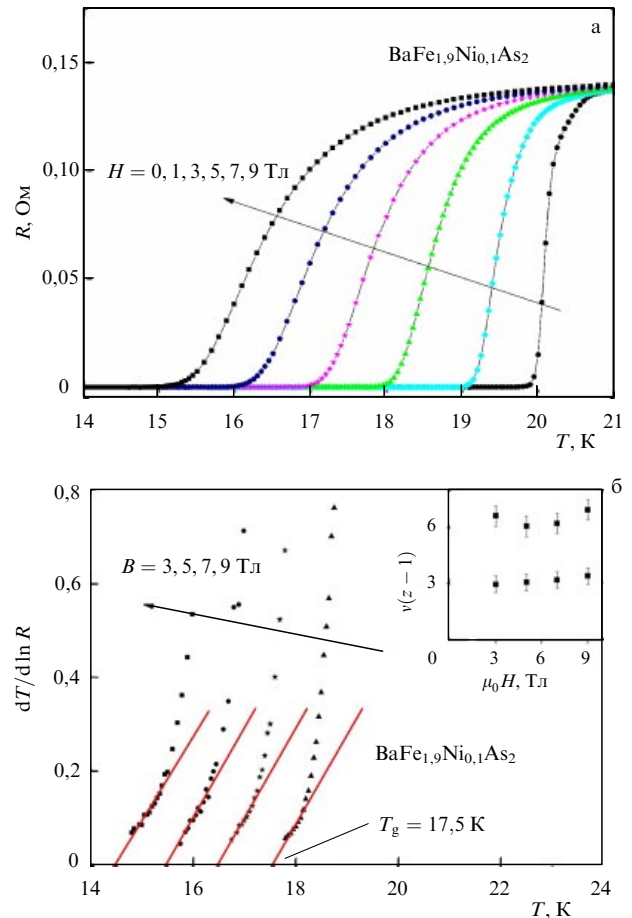
**Рис. 1.** (а) Результаты рентгенофазового анализа образцов  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  (1) и  $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$  (2). (б) Температурная зависимость действительной,  $\chi'$ , и мнимой,  $\chi''$ , частей магнитной восприимчивости для образца  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  в магнитном поле 0, 1, 5 и 9 Тл, приложенном вдоль оси  $c$  [11].

90 %) составляет  $\sim 1,5$  К, при этом с увеличением поля переход сдвигается в сторону более низких температур, практически не уширяясь. Величина  $T_c$ , определённая экстраполяцией линейной части перехода  $\chi(T)$  к нулю, составила 19,5 К. Оценка производной верхнего критического поля по температуре даёт  $dH_{c2}/dT \approx -4,2$  Тл  $\text{K}^{-1}$ . Из анализа аналогичных данных по  $\chi'(T)$  для кристаллов  $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$  получены величины  $T_c = 13$  К и  $dH_{c2}/dT \approx -3,6$  Тл  $\text{K}^{-1}$ .

Для измерений магнитных и транспортных свойств из выращенных кристаллов выкалывались образцы прямоугольной формы размером  $\approx 2 \times (0,5-1,0) \times (0,1-0,2)$  мм<sup>3</sup>. Температурная зависимость магнитной восприимчивости измерялась на установке PPMS-9 (Physical Property Measurement System 9) (Quantum Design). Измерения кривых намагничивания проводились с помощью низкочастотного (3,6 Гц) вибрационного магнитометра с шаговым двигателем [15] в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, Польша). Типичная скорость развёртки магнитного поля составляла 20–90 Эс<sup>-1</sup>.

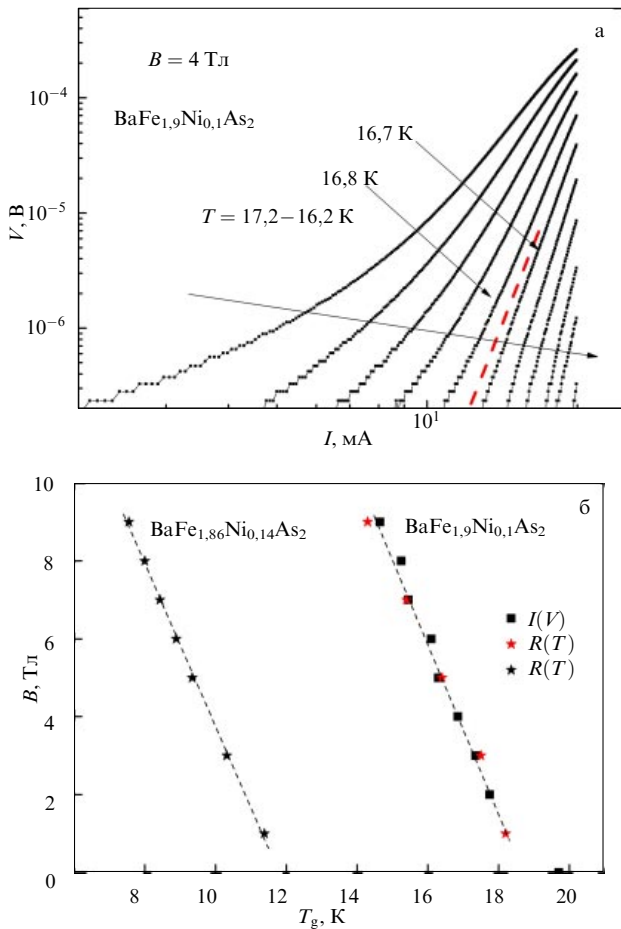
### 3. Магнитотранспортные свойства кристаллов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ ( $x = 0,1$ и $x = 0,14$ )

На рисунке 2а в качестве примера приведены температурные зависимости сопротивления  $R(T)$  кристалла  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  в магнитных полях величиной до 9 Тл,



**Рис. 2.** (а) Температурная зависимость сопротивления кристалла  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  в различных магнитных полях, приложенных параллельно оси  $c$  кристалла. (б) Зависимость  $R(T)$  образца  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  в различных магнитных полях (указанных на рисунке) в координатах Фогеля–Фулчера. Прямыми линиями показана линейная аппроксимация экспериментальных данных. Стрелка в нижней части рисунка отмечает полученную линейной экстраполяцией температуру плавления вихревого стекла  $T_g$  в магнитном поле 3 Тл. На вставке показана зависимость произведения критических экспонент  $\nu(z-1)$  от магнитного поля. Верхний набор точек соответствует образцу  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ , нижний — образцу  $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$ .

приложенных параллельно оси  $c$ . Видно, что с возрастанием магнитного поля резистивный сверхпроводящий переход смещается в сторону низких температур, тогда как его ширина практически не изменяется. При малых сопротивлениях в области начала сверхпроводящего перехода температурная зависимость сопротивления хорошо описывается в рамках модели вихревого стекла [16]:  $R(T) \sim (T - T_g)^{\nu(z-1)}$ , где  $T_g$  — температура плавления вихревого стекла,  $\nu$  и  $z$  — статическая и динамическая критические экспоненты. Этот результат проиллюстрирован на рис. 2б, где зависимости  $R(T)$  построены в координатах Фогеля–Фулчера. Видно, что в начальной части сверхпроводящего перехода  $(d \ln R / dT)^{-1}$  линейно зависит от температуры. При этом прямые  $(d \ln R / dT)^{-1}$  как функции температуры экстраполируются к температуре плавления (рис. 2б). Отметим также, что, как видно из вставки к рис. 2б, наклон прямых  $(d \ln R / dT)^{-1}$  как функция  $T$  не зависит от величины приложенного магнитного поля, что также согласуется с моделью вихревого стекла [16]. Аналогичные данные получены и для



**Рис. 3.** (а) Вольт-амперные характеристики кристалла  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  в магнитном поле 4 Тл при различных температурах с шагом 0,1 К. Штриховая прямая соответствует температуре плавления вихревого стекла  $T_g = 16,75$  К. (б) Линия плавления вихревого стекла  $T_g(H)$  для кристаллов  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$  ( $x = 0,1$  и  $x = 0,14$ ). Звёзды соответствуют данным, полученным из измерений  $R(T)$ , квадраты — данным, полученным из измерений ВАХ.

кристаллов  $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$  с той лишь разницей, что температуры плавления вихревого стекла  $T_g$  имеют меньшие значения.

Ещё одним свидетельством в пользу применимости модели вихревого стекла для описания магнитотранспортных свойств кристаллов  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$  являются результаты измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ). Согласно модели вихревого стекла [16] положительная кривизна ВАХ в двойной логарифмической шкале указывает на состояние жидкого вихревого стекла, тогда как отрицательная кривизна ВАХ отражает вихревое стекло в твёрдой фазе с отличным от нуля критическим током. Прямая линия ВАХ в двойных логарифмических координатах соответствует переходу вихревой системы из твёрдого состояния в жидкое.

На рисунке 3а в качестве примера мы приводим результаты измерения ВАХ для кристалла  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  в магнитном поле величиной 4 Тл при различных температурах с шагом 0,1 К. Из рисунка отчётливо видно, что при  $T_g = 16,75$  К происходит смена кривизны ВАХ с положительной на отрицательную. Аналогичные результаты получены и для других величин приложенного магнитного поля.

Таким образом, на основании полученных данных можно сделать вывод о том, что магнитотранспортные

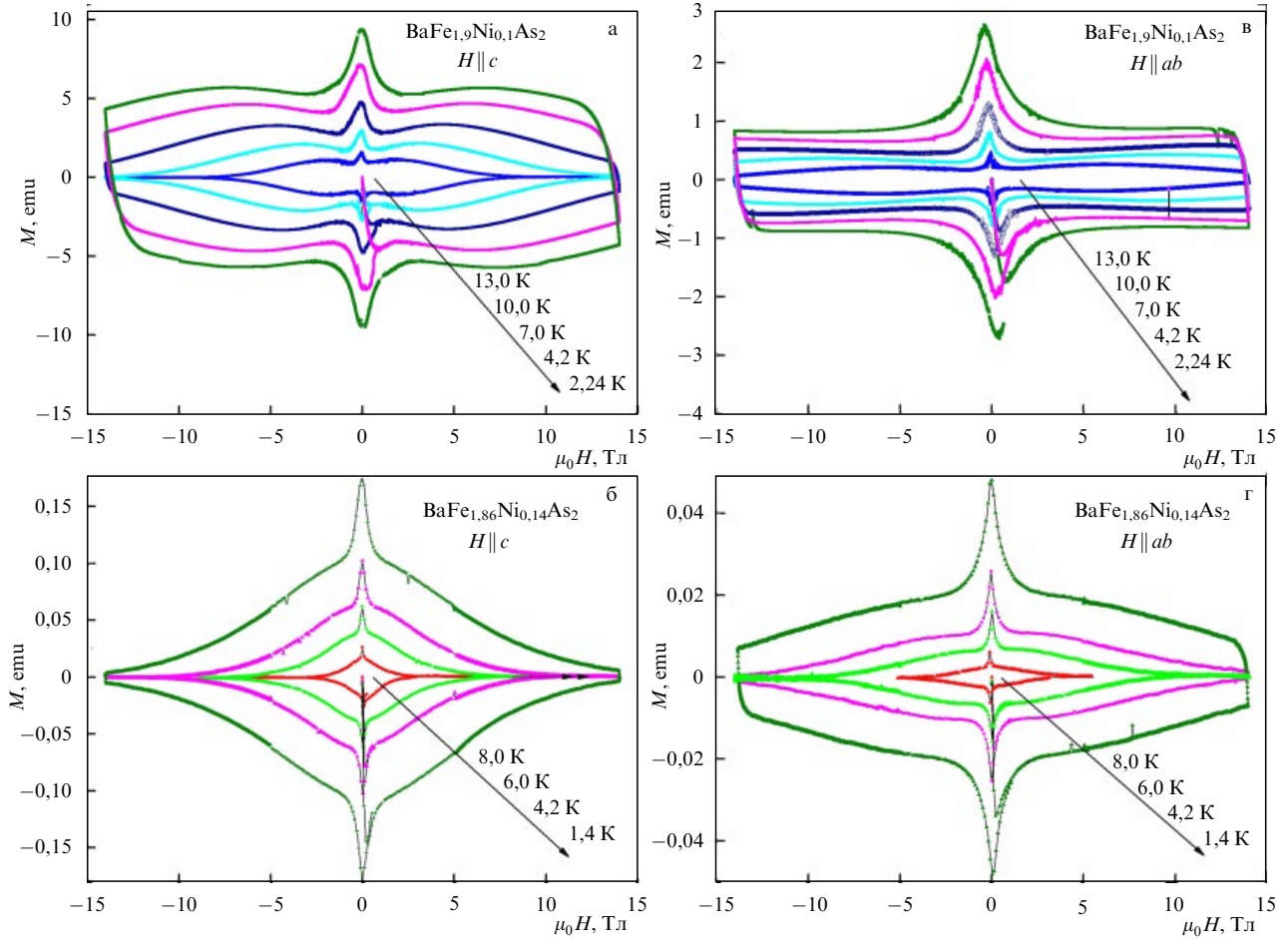
свойства кристаллов  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$  хорошо описываются моделью вихревого стекла. Дополнительной иллюстрацией этого вывода служит рис. 3б, где мы приводим зависимости  $T_g$  от магнитного поля для кристаллов  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$  ( $x = 0,1$  и  $x = 0,14$ ), полученные из измерений  $R(T)$  в различных магнитных полях, а также вольт-амперных характеристик в фиксированном магнитном поле при различных температурах. Отчётливо видно, что два независимых метода определения  $T_g$  дают прекрасно согласующиеся между собой результаты.

#### 4. Магнитные свойства кристаллов $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ ( $x = 0,1$ и $x = 0,14$ ) и особенности зависимости плотности критического тока от магнитного поля

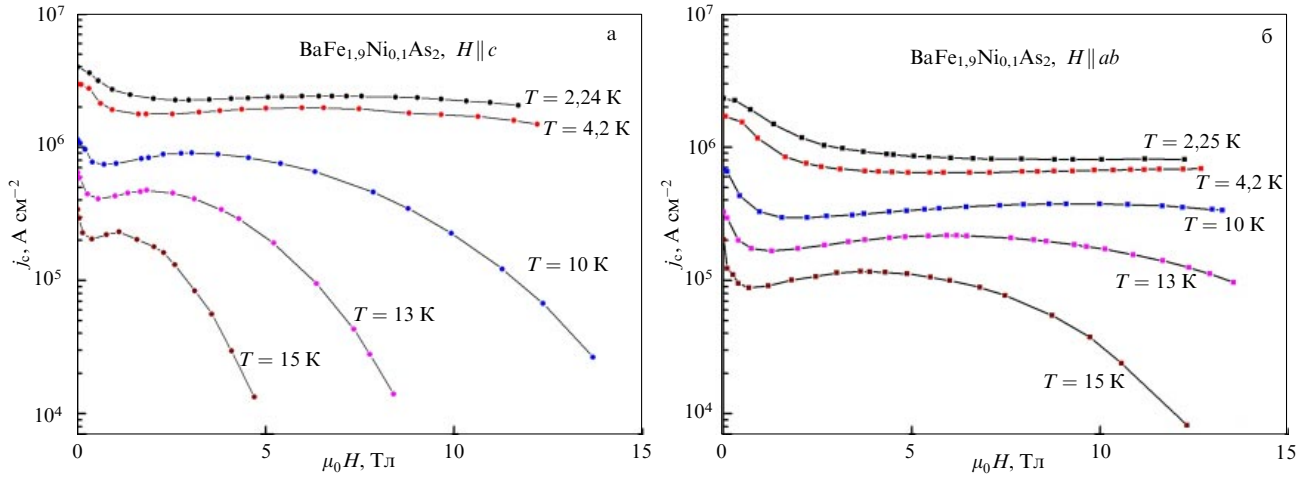
На рисунке 4 мы приводим данные измерений объёмной изотермической необратимой намагниченности кристаллов  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  и  $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$ ,  $M(H)$  в зависимости от магнитного поля, приложенного параллельно оси  $c$  кристалла (рис. 4а, б) и параллельно плоскости  $ab$  (рис. 4в, г) при различных температурах, указанных на рисунке. Отчётливо видна симметрия кривых по отношению к оси ординат. В хорошем согласии с ранее опубликованными данными кривые  $M(H)$  также демонстрируют резкий пик вблизи нулевого магнитного поля. Кроме того, для монокристалла  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  наблюдается широкий второй пик  $J_c(H)$  для обеих ориентаций магнитного поля, тогда как для образца  $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$  второй пик отсутствует. С увеличением температуры положение второго пика сдвигается в сторону более низких магнитных полей. Отметим, что по поводу природы второго пика до сих пор не существует единого мнения.

На основании представленных на рис. 4 данных можно рассчитать плотность критического тока в исследованных кристаллах, используя хорошо известное выражение  $J_c = 20\Delta M/a(1 - a/3b)$ , полученное в рамках модели критического состояния Бина [17, 18], где  $a$  и  $b$  ( $b > a$ ) — размеры кристалла в плоскости, перпендикулярной приложенному магнитному полю. В качестве примера на рис. 5 показана рассчитанная плотность критического тока для кристалла  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  в зависимости от поля, приложенного вдоль оси  $c$  (рис. 5а) и параллельно плоскости  $ab$  (рис. 5б), при различных температурах. Как и ожидалось, в соответствии с данными, представленными на рис. 4, при всех исследованных в эксперименте температурах зависимость  $J_c(H)$  является немонотонной с широким пиком, сдвигающимся в сторону низких полей при увеличении температуры. При этом значение  $J_c$ , полученное при низких температурах, превышает  $10^6$  А см<sup>-2</sup>, что находится на верхней границе ранее опубликованных данных о плотности критического тока в монокристаллах семейства 122 [14, 19–26].

Анализ зависимости нормированной силы пиннинга  $f_p = F_p/F_p^{\max} = J_c(H)H/((J_c(H)H)_{\max})$  от нормированного магнитного поля  $h = H/H_{c2}$  является мощным инструментом для изучения механизма пиннинга в сверхпроводниках второго рода. В случае железосодержащих соединений, так же как и в случае купратных ВТСП, необходимо учитывать, что область жидкого вихревого состояния занимает значительную часть магнитной фазовой диаграммы и, соответственно, разница между верхним критическим полем и полем необратимости составляет существенную величину. По этой причине представляется целесообразным использовать для нормировки приложенного магнитного поля вместо  $H_{c2}$



**Рис. 4.** Изотермическая необратимая намагниченность кристаллов  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  и  $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$  при различных (указанных на рисунке) температурах как функция магнитного поля в двух ориентациях магнитного поля:  $H \parallel c$  и  $H \parallel ab$  [11].



**Рис. 5.** Плотность критического тока для кристалла  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  в зависимости от магнитного поля, приложенного вдоль оси  $c$  (а) и параллельно плоскости  $ab$  (б), при различных температурах [11].

поле необратимости  $H_{irr}$ , при котором  $F_p$  и  $J_c$  обращаются в нуль. В модели Дью-Хьюза [27] в случае единого механизма пиннинга кривые  $f_p(h)$ , полученные при различных температурах, подчиняются скейлинговой зависимости  $f_p \propto h^p(1-h)^q$  и должны укладываться на единую кривую с одинаковой позицией пика, дающей информацию о природе центров пиннинга. Позиция пика  $h_{max} = 0,2$  предполагает пиннинг на границах зёрен, позиция пика  $h_{max} = 0,33$  — пиннинг на нормальных

точечных дефектах размерами порядка длины когерентности  $\xi$ ; пик при  $h_{max} = 0,7$  означает пиннинг, обусловленный пространственным изменением параметра порядка. В модели, разработанной Крамером [28], большая плотность сильных центров пиннинга даёт ярко выраженный пик при низких  $h$ , тогда как слабые и разреженные центры пиннинга будут давать пик  $f_p(h)$  при более высоких  $h$ . На рисунке б представлена зависимость  $f_p(h)$  для монокристаллов  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ , полу-

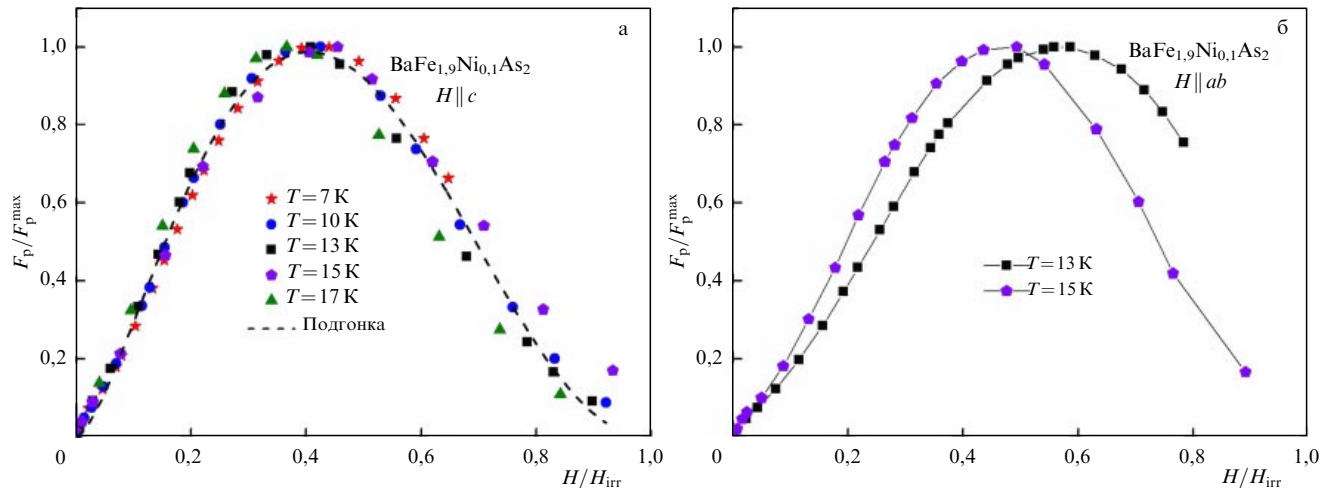


Рис. 6. Зависимость нормированной силы пиннинга  $f_p = F_p/F_p^{\max} = J_c(H)H/(J_c(H)H)_{\max}$  от нормированного магнитного поля  $h = H/H_{\text{irr}}$  для монокристаллов  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ , полученная при различных температурах в ориентациях магнитного поля  $H \parallel c$  (а) и  $H \parallel ab$  (б) [11].

ченная при различных температурах в двух ориентациях магнитного поля, с использованием данных для  $J_c(H)$  при соответствующих температурах из рис. 5. Поле необратимости  $H_{\text{irr}}$  оценено из данных, приведённых на рис. 4.

Как видно из рис. 6, в ориентации поля  $H \parallel c$  все экспериментальные кривые  $f_p(h)$  с учётом погрешности эксперимента ложатся на одну кривую, что предполагает единый механизм пиннинга (подобный результат получен и для образца  $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$  с большей концентрацией никеля). Скейлинг кривых  $f_p(h)$  обнаружен в широком температурном диапазоне, 2–17 К, при этом кривая скейлинга хорошо описывается выражением  $f_p(h) \sim h(1-h)^2$  с позицией пика  $h_{\max} \approx 0,3-0,4$ , что, в соответствии с моделью Дью-Хьюза [27], говорит о пиннинге на нормальных точечных дефектах. Наше наблюдение пиков при  $h_{\max} = 0,3-0,4$  хорошо согласуется с другими экспериментами на кристаллах семейства 122 с дырочным и электронным допированием, в которых сообщалось о пиках со значениями  $h_{\max}$  0,32, 0,37 и 0,43 [13, 24, 25]. Как видно из рис. 6, разительный контраст демонстрируют кривые  $f_p(h)$ , измеренные при  $H \parallel ab$ . В этом случае кривые  $f_p(h)$  достигают максимума  $h_{\max}$  в разных точках, демонстрируя отсутствие скейлинга. Этот результат не выглядит удивительным, так как экранирующий ток при ориентации магнитного поля в плоскости  $ab$  состоит из двух компонентов: тока, текущего по направлению, параллельному плоскостям  $ab$ , и тока, направленного параллельно оси  $c$ . Эти два токовых компонента могут быть связаны с разными механизмами пиннинга с разной полевой и температурной зависимостью, что может объяснить отсутствие скейлинга.

Работа поддержана грантом РФФИ (№ 13-02-01180). Авторы выражают благодарность В.П. Мартовицкому за проведение рентгенофазового анализа кристаллов  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  и  $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$ . Измерения магнитных и транспортных свойств кристаллов железосодержа-

щих образцов семейства 122 были проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (ЦКП ФИАН) "Исследования сильнокоррелированных систем" (Москва) и Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (Вроцлав, Польша).

## Список литературы

1. Kamihara Y et al. *J. Am. Chem. Soc.* **130** 3296 (2008)
2. Takahashi H et al. *Nature* **453** 376 (2008)
3. Zhi-An R et al. *Chinese Phys. Lett.* **25** 2215 (2008)
4. Rotter M, Tegel M, Johrendt D *Phys. Rev. Lett.* **101** 107006 (2008)
5. Wang X C et al. *Solid State Commun.* **148** 538 (2008)
6. Johnston D C *Adv. Phys.* **59** 803 (2010)
7. Paglione J, Greene R L *Nature Phys.* **6** 645 (2010)
8. U.S. Congress, Office of Technology Assessment, High-Temperature Superconductivity in Perspective, OTA-E-440 (Washington, DC: U.S. Government Printing Office, April 1990); <http://ota.fas.org/reports/9024.pdf>
9. Wang C et al. *Europhys. Lett.* **83** 67006 (2008)
10. Gurevich A *Rep. Prog. Phys.* **74** 124501 (2011)
11. Pervakov K S et al. *Supercond. Sci. Technol.* **26** 015008 (2013)
12. Pramanik A K et al. *J. Phys. Condens. Matter* **25** 495701 (2013)
13. Sun D L, Liu Y, Lin C T *Phys. Rev. B* **80** 144515 (2009)
14. Weiss J D et al. *Nature Mater.* **11** 682 (2012)
15. Nizhankovskii V I, Lugansky L B *Meas. Sci. Technol.* **18** 1533 (2007)
16. Fisher D S, Fisher M P A, Huse D A *Phys. Rev. B* **43** 130 (1991)
17. Bean C P *Phys. Rev. Lett.* **8** 250 (1962)
18. Bean C P *Rev. Mod. Phys.* **36** 31 (1964)
19. Fang L et al. *Phys. Rev. B* **84** 140504(R) (2011)
20. Shen B et al. *Phys. Rev. B* **81** 014503 (2010)
21. Haberkorn N et al. *Phys. Rev. B* **84** 094522 (2011)
22. Prozorov R et al. *Phys. Rev. B* **78** 224506 (2008)
23. Nakajima Y, Taen T, Tamegai T *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** 023702 (2009)
24. Yamamoto A et al. *Appl. Phys. Lett.* **94** 062511 (2009)
25. Shahbazi M et al. *J. Appl. Phys.* **109** 07E151 (2011)
26. Wang X-L et al. *Phys. Rev. B* **82** 024525 (2010)
27. Dew-Hughes D *Philos. Mag.* **30** 293 (1974)
28. Kramer E J *J. Appl. Phys.* **44** 1360 (1973)