Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 2, с. 121 – 127 © 2018 г. 25 января

Систематическое исследование пиннинга вихрей Абрикосова и фазового перехода вихревая жидкость–стекло в монокристаллах $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$

В. А. Власенко[+1)], *О. А. Соболевский*[+*], *А. В. Садаков*[+], *К. С. Перваков*[+], *С. Ю. Гаврилкин*[+], *А. В. Дик*[+], *Ю. Ф. Ельцев*[+]

[+] *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*] *Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 2 ноября 2017 г.

После переработки 5 декабря 2017 г.

Исследованы природа пиннинга вихрей и фазовый переход вихревая жидкость–стекло для монокристаллов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ с различной степенью легирования ($x = 0.065$; 0.093; 0.1; 0.14; 0.18). Обнаружена довольно узкая область существования фазы вихревой жидкости. Наши экспериментальные данные измерений $R(T)$ и $I{-}U$ для образцов, легированных никелем, хорошо согласуются с трехмерным случаем модели вихревой жидкости. Исследование пиннинга вихрей указывают на преобладание δl-пиннинга в соединениях. На основании полученных данных построена фазовая диаграмма для сверхпроводников с различной степенью легирования.

DOI: 10.7868/S0370274X18020108

В сверхпроводниках II-рода вихревая структура может претерпевать фазовый переход из твердого вихревого состояния в жидкое в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля. Это, так называемое, плавление вихревой структуры может быть фазовым переходом как первого рода, так и второго рода в зависимости от исходного вихревого состояния (упорядоченного, стеклообразного) [1]. В жидком вихревом состоянии вихри Абрикосова двигаются свободно, а в твердом вихревом состоянии вихри жестко закреплены, наблюдается коллективный пиннинг, который препятствует диссипации энергии. На поведение границы между твердым и жидким вихревыми состояниями влияет анизотропия сверхпроводящих свойств и степень беспорядка в материале [2]. В купратных сверхпроводниках твердое вихревое состояние плавится в жидкое вихревое состояние при температурах значительно ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c [3]. Касательно недавно открытых железосодержащих сверхпроводников (ЖСП) в соединениях системы 11 (FeSe) и 122 (например, семейство $BaFe_{2-x}(Co/Ni)_xAs_2$) наблюдается довольно узкая область существования фазы вихревой жидкости [4]. Кроме этого, для ЖСП характерна высокая плотность критического тока (более 10^6 А/см^2) [5], малая анизотропия (1–4) и высокие значения второго критического поля. Таким образом, ЖСП занимают промежуточное положение между высокотемпературными купратными и обычными сверхпроводниками. Среди железосодержащих сверхпроводников соединения системы 122 являются наиболее перспективными для практического применения. К настоящему времени изготовлены образцы сверхпроводящего провода длиной до 100 м с высокой токонесущей способностью [6], изготавливаются тонкие пленки [7, 8] и прототипы СКВИДа [9, 10]. Соединения, легированные никелем и кобальтом, несмотря на более низкие критические температуры, более технологичны при синтезе, и обладают анизотропией близкой к единице при низких температурах [4]. Соединения, легированные Ni, значительно менее изучены [11], существует мало работ по исследованию сверхпроводящих свойств в зависимости от степени легирования. Для практического применения важным является исследование размера области со слабым пиннингом вихрей и ее поведение в зависимости от приложенного магнитного поля. К настоящему времени поведение области со слабым пиннингом успешно описывается приближением трехмерной модели вихревого стекла [12], например, это было показано для оптимально легированных соединений $(Ba,K)Fe_2As_2$ [1, 13], $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ [14, 15] и $BaFe_{2-x}Co_xAs_2$ [16]. Похожие исследования проводи-

[1)] e-mail: vlasenkovlad@gmail.com

лись на монокристаллах $SmFeAsO_{0.85}$ (1111) [17], и $FeSe_{1-x}Te_x$ (11) [18, 19]. Поскольку существующие работы проведены в основном на монокристаллах с оптимальным легированием, то, учитывая, что соединения системы 122 являются наиболее перспективными материалами с точки зрения практического применения, мы исследовали взаимосвязь между степенью легирования сверхпроводника, пиннингом вихрей и линией фазового перехода твердое–жидкое вихревое состояние и получили новые данные для системы 122, легированной никелем, а также обобщили литературные данные о пиннинге вихрей Абрикосова для систем 122 с электронным легированием.

Мы провели магнито-резистивные ($R(T)$, $I-U$) и магнитные измерения $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ монокристаллов Ba-122 с разными уровнями допирования. Все транспортные измерения, а также магнитные измерения проводились на установке PPMS в магнитных полях до 9 Тл. Магнитное поле H было приложено вдоль кристаллографической оси c. Наши монокристаллы $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ ($x = 0.065$; 0.093; 0.14; 0.18) были выращены при помощи метода роста "self-flux". Высокое качество образцов подтверждено рентгенографическими исследованиями, измерениями магнитной восприимчивости χ (рис. 1) и

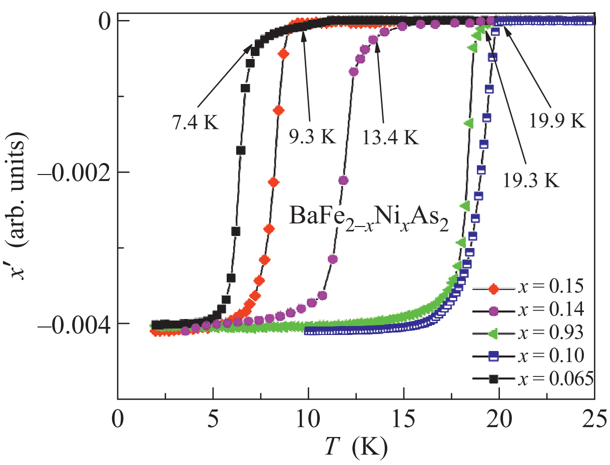

Рис. 1. (Цветной онлайн) График магнитной восприимчивости χ' как функция температуры для монокристаллов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ в приложенном внешнем магнитном поле 5 Э перпендикулярном кристаллографической плоскости ab, где $x = 0.065$; 0.093; 0.1; 0.14; 0.18. Все кривые были нормализованы для улучшения восприятия

магнитного момента $M(H)$ (рис. 2). Кривые $\chi'(T)$ достаточно узкие, без особенностей, что указывает на отсутствие других сверхпроводящих фаз. Кривые $M(H)$ симметричные, что указывает на объемный пиннинг, пренебрежимо малое количество магнитных примесей и относительно слабые поверхностные барьеры [5, 20, 21]. Значение критической температуры T_c определялось как начало появления нелинейной зависимости на графиках магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ (отмечены стрелками на рис. 1). Типичные размеры монокристаллов были $[2-3 \times 0.5 - 2 \times 0.01 - 0.05]$ мм ($a \times b \times c$).

Мы исследовали механизмы пиннинга, используя модель, которая была предложена Крамером [22] и Дью-Хугсом [23]. Согласно теории, из выражения для скейлинга $f_p(h_p) \sim h^p(1-h)^q$ (где $f_p = F_p/F_{p\,max}$; $h_p = H/H_{c2}$) можно определить природу центров пиннинга. Значения параметров p и q зависят от размерности дефектов пиннинга: точечные, двумерные или объемные. В случае ЖСП, возможно нормировать магнитное поле на H_{irr} вместо H_{c2} [20]. Вышеуказанные модели [22, 23] предполагают шесть различных функций $f(h)$. Каждая из них описывает соответствующий механизм пиннинга [24]. Для того, чтобы получить величину силы пиннинга $F_p = J_c \times B$ при различных температурах, мы оценили плотность критического тока $J_c = J_c(T, H)$, используя модель Бина [25]:

$$J_c = \frac{20\Delta M}{a(1-\frac{a}{3b})}, \quad (b > a), \tag{1}$$

где ΔM – намагниченность между ветвями магнитного момента при вводе и выводе магнитного поля, соответственно.

Полученные экспериментальные кривые $M(H,T)$ (см. рис. 2), укладываются в одну нормированную кривую, что указывает на единственный доминирующий механизм пиннинга. Во всех случаях положения пиков h_p указывают, что сильные точечные дефекты играют основную роль в пиннинге вихрей в системе $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$. Мы также обобщили данные положений h_p из других работ [15, 20, 24, 26–30] для легированных электронами соединений $BaFe_{2-x}(Ni/Co)_xAs_2$. На рис. 3 представлена зависимость h_p от степени легирования для монокристаллов соединений $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ и $BaFe_{2-x}Co_xAs_2$. Значения h_p находится в диапазоне 0.25–0.45 для обоих соединений, что указывает на преобладание сильных центров пиннинга вихрей [22]. Наблюдаемый сдвиг h_p в более высокую область в соединениях, легированных кобальтом, качественно говорит о более значительном вкладе слабых центров пиннига, связываемых с наличием ионов кобальта [18], по сравнению с монокристаллами, легированными никелем.

Известно, что, если в поведении плотности критического тока присутствует плато в малых полях (до

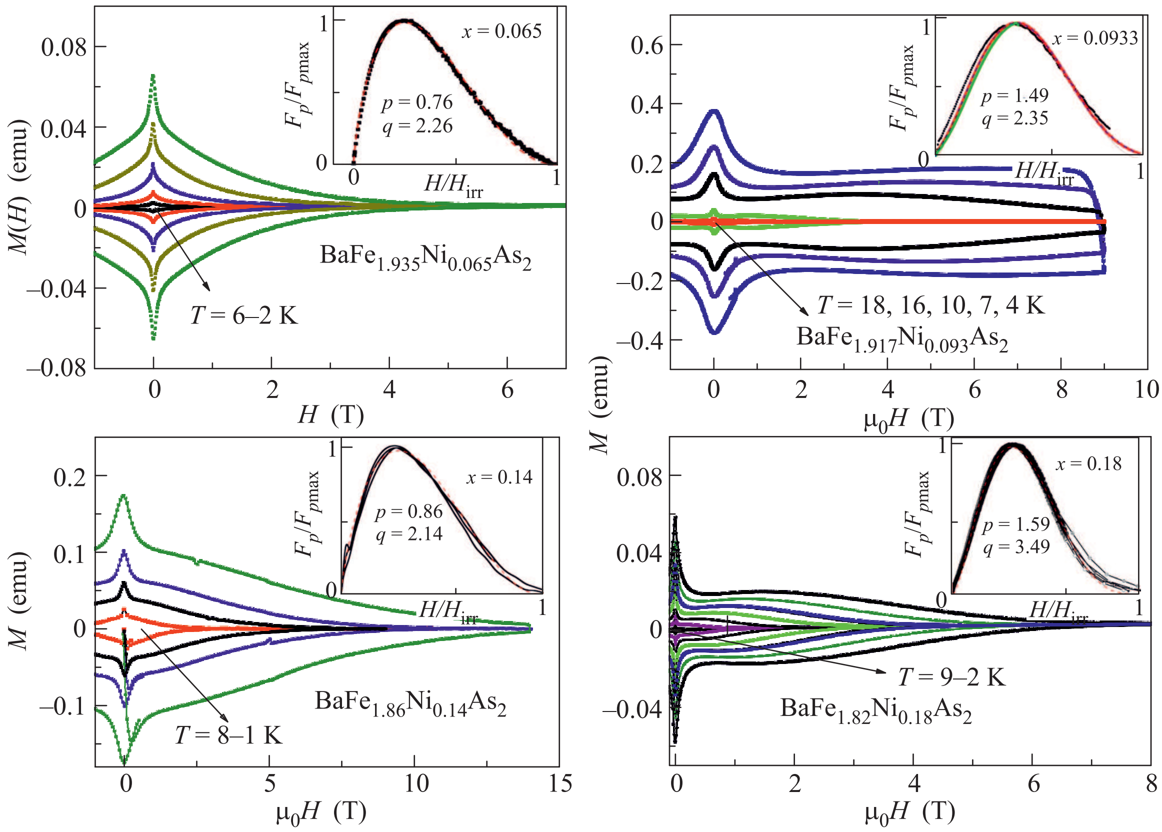

Рис. 2. (Цветной онлайн) Петли необратимости намагничивания для $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ ($x = 0.065$; 0.093; 0.14; 0.18). Магнитное поле было приложено вдоль оси c. На вставках: графики нормированной силы пиннинга $F_p/F_{h\,max}$ к нормированному полю H/H_{irr} при различных температурах. Значения p, q получены из аппроксимации экспериментальных данных по формуле $f(h) = A(h)^p(1-h)^q$

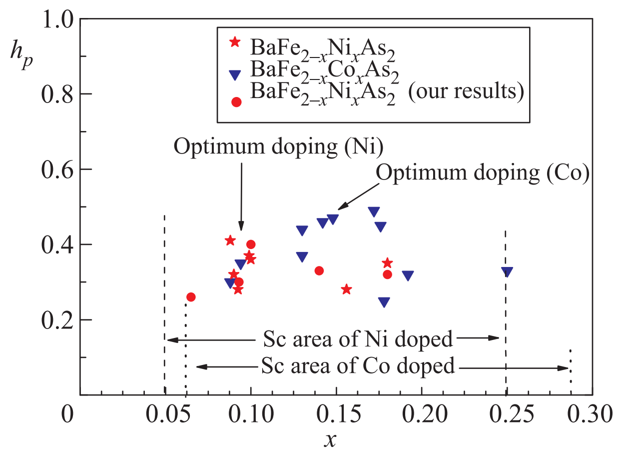

Рис. 3. (Цветной онлайн) Обобщенные данные положений пика h_p для легированных электронами сверхпроводников $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ и $BaFe_{2-x}Co_xAs_2$ из различных работ [15, 20, 24, 26–30] в конфигурации поля H $\|$ c

100–200 Э), а затем следует степенная зависимость вида $J_c \sim B^{-1/2}$, то это характерно для сильного пиннинга на рассеяных точечнообразных дефектах. Постоянство плотности тока в более высоких магнитных полях интерпретируется как коллективный пиннинг вихревых линий, вызванный малыми (порядка размера атома) точечными дефектами [31–33], в нашем случае – это атомы Ni. На рис. 4 представлены графики нормированной плотности тока в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля и с различной степенью легирования. Во всех случаях наблюдается плато J_c в низких полях, а затем степенной спад H^{-a}, где $0.35 < a < 0.48$, что хорошо совпадает с предсказаниями для случая сильного пиннинга. Следует отметить, что в слаболегированном ($x = 0.065$) образце отсутствует плато J_c в высоких полях, данный факт говорит о незначительном вкладе коллективного пиннига. С повышением степени легирования возникает плато J_c, появление которого связывают с коллективным пиннингом вихрей. Таким образом подтверждается связь между возникновением коллективного пиннинга и количеством легирующих атомов.

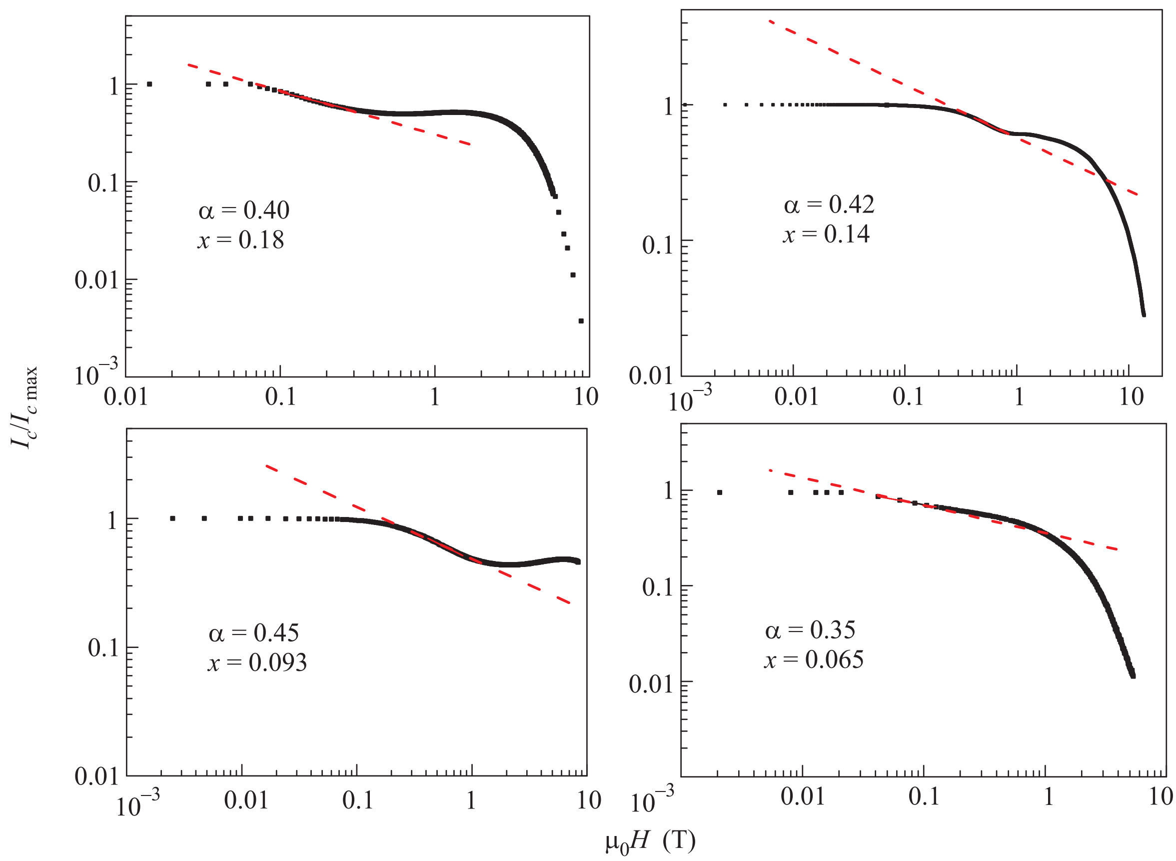

Рис. 4. (Цветной онлайн) График зависимости нормированной плотности критического тока от приложенного магнитного поля для монокристаллов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$, где $x = 0.065$; 0.093; 0.14; 0.18. Пунктирной линией показан ход вида H^{-a}. Данные взяты при температуре $T/T_c \sim 0.25$

Пиннинг в сверхпроводниках II-рода также можно классифицировать как δl- и δT_c-пиннинг [34]. Известно, что δl-пиннинг связывают со случайными отклонениями в длине свободного пробега носителей заряда, в то время как δT_c-пиннинг вызван локальным разбросом критической температуры. Следует отметить, что δl-пиннинг связан с маленькими и точечными дефектами, а δT_c-пиннинг связан с протяженными дефектами: границы зерен, фазовые неоднородности, различные включения наночастиц [35]. Основываясь на наших данных и из литературных источников, мы полагаем, что δl-пиннинг играет более значительную роль в 122-соединениях, легированных Ni, чем при легировании Co, где основной вклад дает δT_c-пиннинг, что было показано в работе [11].

В сверхпроводниках II-рода вихревая решетка может плавиться из твердого состояния в жидкое в магнитных полях, меньших $H < H_{c2}$. Данный переход можно наблюдать из измерений $R(T)$ и $I{-}U$ [36, 14].

Согласно теории вихревого стекла [12], вблизи температуры перехода $T_g(B)$ вихревая жидкость–вихревое стекло сопротивление изменяется по закону:

$$\rho = \rho_0 \left| \frac{T}{T_g} - 1 \right|^s, \tag{2}$$

где s – константа, ρ_0 – сопротивление в нормальном состоянии. Следующим шагом данное выражение приводится к виду

$$\left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial T} \right)^{-1} = \frac{T - T_g}{s}, \tag{3}$$

из которого мы на рис. 5 путем экстраполяции $(\partial \ln \rho / \partial \ln T)^{-1} \to 0$ получили температуру T_g, параметр $s = 6 \pm 1; 3 \pm 0.5$ для монокристаллов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ с допированием $x = 0.1; 0.14$, соответственно. Теория вихревой жидкости в трехмерном случае предполагает, что значения параметра s лежат в интервале $2.7 - 9$. Таким образом, наши результаты для образцов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ соответствуют трехмерному случаю модели вихревого стекла.

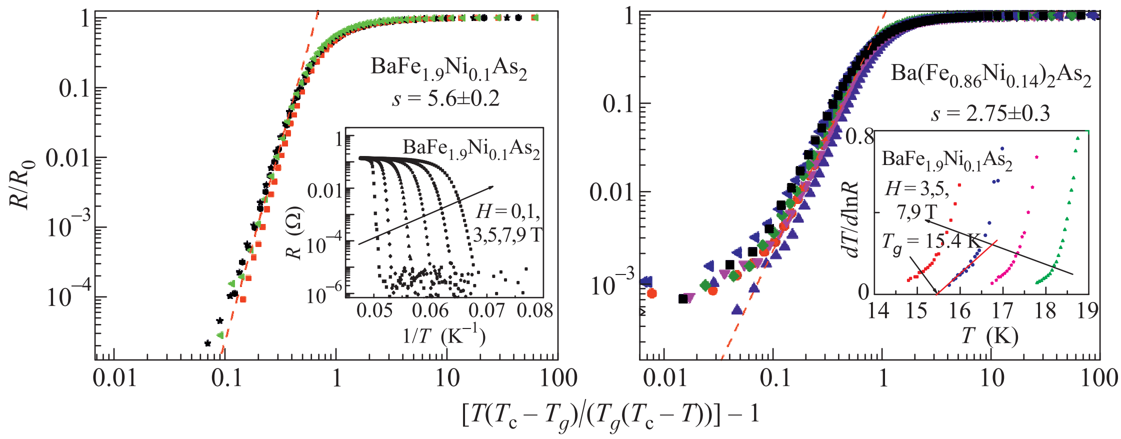

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость нормированного сопротивления R/R_n от нормированной температуры $T_{sc} = [T(T_c - T_g)/T_g(T_c - T)] - 1$ для монокристаллов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ ($x = 0.1$; 0.14) в различных полях ($H \| c$). Вставки: (a) – График зависимости сопротивления от температуры в координатах Аррениуса для монокристалла $BaFe_{1.9}Ni_{0.1}As_2$ в полях до 9 Тл. (b) – Пример определения температуры плавления вихревой решетки из соотношения Вогеля–Фулчера

В теории также предполагается скейлинг между нормированными температурой T_{sc} и сопротивлением R/R_n, где $T_{sc} = [T(T_c - T_g)/T_g(T_c - T)] - 1$. На рис. 5 представлена зависимость R/R_0 от нормированной температуры T_{sc} в полях до 9 Тл. Полученные значения $s = 5.6 \pm 0.2$ и 2.75 ± 0.3 (для $x = 0.1; 0.14$, соответственно) хорошо согласуются со значениями, полученными из экстраполяции $R(T)$. Таким образом, полученные данные указывают на трехмерный случай модели вихревого стекла для $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ соединений, что также подтверждается другими работами [13, 37, 38].

Мы также изучили фазовый переход вихревая жидкость–вихревое стекло в $BaFe_{1.9}Ni_{0.1}As_2$ при помощи измерения вольт-амперных характеристик. На рис. 5 можно увидеть оценку $T_g = 16.1 \pm 0.2$ K во внешнем магнитном поле 6 Тл. Согласно теории вихревого стекла, кривые I–U должны обладать различным скейлингом выше и ниже T_g [39]. На вставке на рис. 6 представлен скейлинг в координатах $(U/I)(1-T/T_g)^{-\nu(z+2-D)}$ и $I/(T[1-T/T_g]^{2\nu}$, где z, ν – статический и динамический показатели, D - размерность образца. Предполагая $D = 3$, мы получили значения $\nu = 0.61$ и $z = 8.76$. Схожие значения ν и z были получены на образцах соединения $BaFe_{1.8}Co_{0.2}As_2$ [40]. Рассчитаное значение $s = 5 \pm 0.7$ (где $s = \nu(z + 2 - D)$) хорошо согласуется с полученными ранее значениями $s = 4$–7 и значениями из работ [17, 34]. Таким образом, измерения I–U в монокристаллах $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ могут быть описаны в приближении трехмерного случая модели вихревого стекла.

На основании полученных $R(T)$ и I–U данных мы построили H–T фазовую диаграмму (рис. 7), из

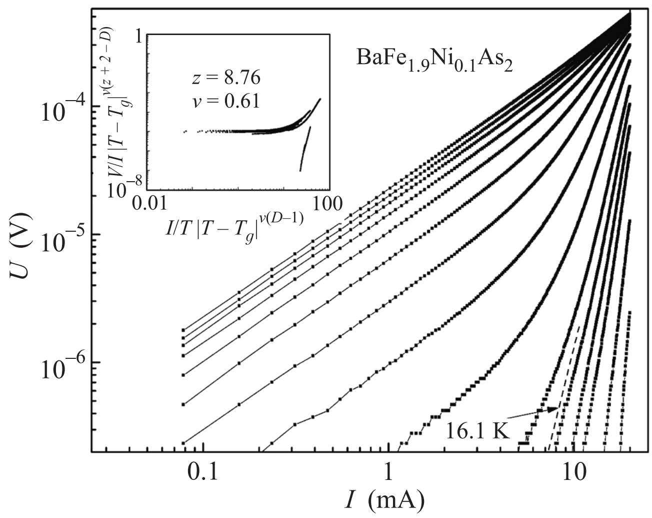

Рис. 6. Вольт-амперные характеристики для монокристалла $BaFe_{1.9}Ni_{0.1}As_2$ при температурах 14.5–17.5 K, с шагом по температуре 0.2 K. Вставка: Скейлинг I–U в приближении трехмерного случая модели вихревого стекла для монокристалла $BaFe_{1.9}Ni_{0.1}As_2$ в приложенном внешнем магнитном поле $H = 6$ Тл

которого следует хорошее согласование данных $R(T)$ и I–U. Из графиков видно, что область существования фазы вихревой жидкости довольно узкая (около 2 K при $H = 9$ Тл), что значительно меньше, чем в купратных сверхпроводниках. Кривые $H_{c2}(T)$ и $H_{irr}(T)$ хорошо аппроксимируются зависимостью вида $H = H(0) \times (1 - T/T_c)^n$. Оценка дает $H_{c2}(0) = 74$ T; 36 T и $H_{irr}(0) = 71$; 30 Тл для монокристалла $BaFe_{1.9}Ni_{0.1}As_2$ с допированием $x = 0.1$, 0.14, соответственно. Показатель степени n составляет 1.68; 1.62 для $H_{irr}(T)$ и 1.19; 1.02 для $H_{c2}(T)$, соответствен-

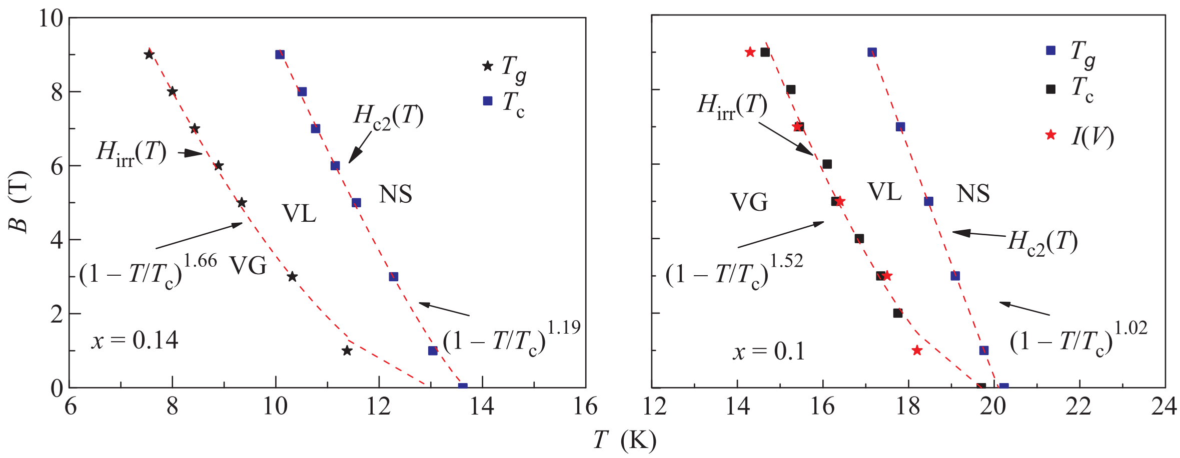

Рис. 7. (Цветной онлайн) Фазовая диаграмма монокристаллов $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ ($x = 0.1, 0.14$); H_{c2} определялась по началу сверхпроводящего перехода $R(T)$, H_{irr} оценивалось из данных I–U и $R(T)$ измерений. Критерием определения H_{irr} была интерполяция $(\partial \ln \rho/\partial \ln T)^{-1} \to 0$ к нулю

но. Значения показателя степени n схожи с полученными ранее на соединениях $BaFe_{2-x}(Ni/Co)_xAs_2$ [29, 30, 41].

Мы обнаружили, что в соединении 122, легированном никелем ($BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$), преобладает сильный пиннинг вихрей Абрикосова. Обобщая данные для соединений 122 с электронным легированием, мы обнаружили, что положение пика h_p слабо зависит от степени легирования, что может говорить о малом изменении суперпозиции различных механизмов пиннинга. Показана связь между степенью легирования и наличием колективного пиннинга вихрей, вызванного рассеянными слабыми дефектами.

Сделан вывод, что в $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ пиннинг вызван в основном точечными дефектами, значительный вклад дает δl-пинниг. Напротив, в соединениях, легированных кобальтом, основной вклад вносит δT_c-пиннинг. Наши экспериментальные данные хорошо описываются в приближении трехмерной модели вихревого стекла. На основании $R(T, H)$ и I–U данных была построена фазовая диаграмма.

Ю.Ф. Ельцев, А.В. Садаков выражают благодарность РНФ (грант # 16-12-10507). К.С. Перваков благодарит за поддержку РФФИ (грант # 16-32-00663). Измерения частично поддержаны проектом МК-5699.2016.2. Измерения были проведены на оборудовании ЦКП ФИАН.

1. H.K. Mak, P. Burger, L. Cevey, T. Wolf, C. Meingast, and R. Lortz, Phys. Rev. B **87**, 214523 (2013).
2. B. Lundqvist, A. Rydh, Yu. Eltsev, Ö. Rapp, and M. Andersson, Phys. Rev. B **57**, R14064 (1998).
3. L. Li, J.G. Checkelsky, S. Komiya, Y. Ando, and N.P. Ong, Nature Physics **3**, 311 (2007).
4. Zh. Wang, T. Xie, E. Kampert, T. Förster, X. Lu, R. Zhang, D. Gong, Sh. Li, T. Herrmannsdörfer, J. Wosnitza, and H. Luo, Phys. Rev. B **92**, 174509 (2015).
5. M. Abdel-Hafiez, P.J. Pereira, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva, V.M. Pudalov, L. Harnagea, A.A. Kordyuk, A.V. Silhanek, V.V. Moshchalkov, B. Shen, H.-H. Wen, A.N. Vasiliev, and X.-J. Chen, Phys. Rev. B **90**, 054524 (2014).
6. X.P. Zhang, H. Oguro, C. Yao, C.H. Dong, Z.T. Xu, D.L. Wang, S. Awaji, K. Watanabe, and Y.W. Ma, IEEE Trans. Appl. Supercond. **27**(4), 7300705 (2017).
7. S. Yoon, Y.-S. Seo, S. Lee, J.D. Weiss, J. Jiang, M. Oh, J. Lee, S. Seo, Y.J. Jo, E.E. Hellstrom, Ju. Hwang, and S. Lee, Superconductor Science and Technology **30**, 035001 (2017).
8. S. Richter, F. Kurth, K. Iida, K. Pervakov, A. Pukenas, C. Tarantini, J. Jaroszynski, J. Hänisch, V. Grinenko, W. Skrotzki, K. Nielsch, and R. Hühne, Appl. Phys. Lett. **110**, 022601 (2017).
9. S. Schmidt, S. Döring, N. Hasan, F. Schmidl, V. Tympel, F. Kurth, K. Iida, H. Ikuta, T. Wolf, and P. Seidel, Phys. Stat. Sol. B **254**(1), 1600165 (2017).
10. T. Katase, H. Hiramatsu, T. Kamiya, and H. Hosono, Superconductor Science and Technology **23**, 082001 (2010).
11. Sh. Ishida, D.S.H. Ogino, A. Iyo, H. Eisaki, M. Nakajima, J.-I. Shimoyama, and M. Eisterer, Phys. Rev. B **95**, 014517 (2017).
12. M.P.A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **62**, 1415 (1989).
13. H.-J. Kim, Y. Liu, Y.S. Oh, S. Khim, I. Kim, G.R. Stewart, K.H. Kim, Phys. Rev. B **79**, 014514 (2009).

14. S. R. Ghorbani, X. L. Wang, M. Shabazi, S. X. Dou, K. Y. Choi, and C. T. Lin, Appl. Phys. Lett. **100**, 072603 (2012).
15. Yu. F. Eltsev, K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, S. Yu. Gavrilkin, E. P. Khlybov, and V. M. Pudalov, Phys.-Usp. **57**, 827 (2014).
16. D. S. YInosov, T. Shapoval, V. Neu, U. Wolff, J. S. White, S. Haindl, J. T. Park, D. L. Sun, C. T. Lin, E. M. Forgan, M. S. Viazovska, J. H. Kim, M. Laver, K. Nenkov, O. Khvostikova, S. Kühnemann, and V. Hinkov, Phys. Rev. B **81**, 014513 (2010).
17. H.-S. Lee, M. Bartkowiak, J. S. Kim, anв H.-J. Lee, Phys. Rev. B **82**, 104523 (2010).
18. Y. Sun, S. Pyon, T. Tamegai, R. Kobayashi, T. Watashige, Sh. Kasahara, Y. Matsuda, and T. Shibauchi, Phys. Rev. B **92**, 144509 (2015).
19. Y. Yu, Ch. Wang, Q. Li, H. Wang, and Ch. Zhang, J. Phys. Soc. Japan **83**, 114701 (2014).
20. K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, E. P. Khlybov, A. Zaleski, V. M. Pudalov, and Yu. F. Eltsev, Superconductor Science and Technology **26**, 015008 (2013).
21. M. Abdel-Hafiez, Y.-Y. Zhang, Z.-Y. Cao, Ch.-G. Duan, G. Karapetrov, V. M. Pudalov, V. A. Vlasenko, A. V. Sadakov, D. A. Knyazev, T. A. Romanova, D. A. Chareev, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, and X.-J. Chen, Phys. Rev. B **91**, 165109 (2015).
22. J. K. Edward, J. Appl. Phys. **44**, 1360 (1973).
23. D. Dew-Hughes, Philosophical Magazine **30**, 293 (1974).
24. M. R. Koblischka and M. Muralidhar, Int. J. Mod. Phys. B **30**, 1630017 (2016).
25. Ch. P. Bean, Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
26. T. E. Kuzmicheva, V. A. Vlasenko, S. Yu. Gavrilkin, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, I. V. Roshchina, and V. M. Pudalov, J. Superconductivity and Novel Magnetism **29**(12), 3059 (2016).
27. T. E. Kuzmicheva, V. M. Pudalov, S. A. Kuzmichev, A. V. Sadakov, Yu. A. Aleshenko, V. A. Vlasenko, V. P. Martovitsky, K. S. Pervakov, and Yu. F. Eltsev, Phys. Usp. **60**(4), 3059 (2016).
28. A. Yamamoto, J. Jaroszynski, C. Tarantini, L. Balicas, J. Jiang, A. Gurevich, D. C. Larbalestier, R. Jin, A. S. Sefat, M. A. McGuire, B. C. Sales, D. K. Christen, and D. Mandrus, Appl. Phys. Lett. **94**, 062511 (2009).
29. B. Shen, P. Cheng, Zh. Wang, L. Fang, C. Ren, L. Shan, and H.-H. Wen, Phys. Rev. B **81**, 014503 (2010).
30. M. Shahbazi, X. L. Wang, K. Y. Choi, and S. X. Dou, Appl. Phys. Lett. **103**(3), 032605 (2013).
31. S. Demirdis, Y. Fasano, S. Kasahara, T. Terashima, T. Shibauchi, Y. Matsuda, M. Konczykowski, H. Pastoriza, and C. J. van der Beek, Phys. Rev. B **87**, 094506 (2013).
32. C. J. van der Beek, M. Konczykowski, S. Kasahara, T. Terashima, R. Okazaki, T. Shibauchi, and Y. Matsuda, PRL **105**, 267002 (2010).
33. C. J. van der Beek, G. Rizza, M. Konczykowski, P. Fertey, I. Monnet, T. Klein, R. Okazaki, M. Ishikado, H. Kito, A. Iyo, H. Eisaki, S. Shamoto, M. E. Tillman, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, T. Shibauchi, and Y. Matsuda, Phys. Rev. B **81**, 174517 (2010).
34. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. **66**(4), 1125 (1994).
35. A. K. Pramanik, S. Aswartham, A. U. B. Wolter, S. Wurmehl, V. Kataev, and B. Büchner, J. Phys.: Conden. Matter **25**(49), 495701 (2013).
36. D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse, Phys. Rev. **43**, 130 (1991).
37. M. Shahbazi, X. L. Wang, S. R. Ghorbani, M. Ionescu, O. V. Shcherbakova, F. S. Wells, A. V. Pan, S. X. Dou, and K. Y. Choi, Superconductor Science and Technology **26**(9), 095014 (2013).
38. L. Jun-Chao, Y. Yi, P. Li, and Zh. Yu-Heng, Chin. Phys. B **23**(12), 127402 (2014).
39. R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **63**, 1511 (1989).
40. F. X. Hao, M. J. Zhang, M. L. Teng, Y. W. Yin, W. H. Jiao, G. H. Cao, and X. G. Li, J. Appl. Phys. **117**(17), 173901 (2015).
41. S. Salem-Sugui, Jr., L. Ghivelder, A. D. Alvarenga, L. F. Cohen, H. Luo, and X. Lu, Superconductor Science and Technology **26**(2), 025006 (2013).