

# ВЛИЯНИЕ НЕМАГНИТНЫХ ДЕФЕКТОВ НА СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As})_2$

*И. С. Блохин<sup>a</sup>, С. Ю. Гаврилкин<sup>a</sup>, Б. П. Горшунгов<sup>b,c</sup>, В. А. Дравин<sup>a</sup>,  
Е. С. Жукова<sup>b,c</sup>, О. М. Иваненко<sup>a</sup>, К. Айда<sup>d,e\*</sup>, С. И. Красносвободцев<sup>a</sup>,  
Ф. Курт<sup>d\*</sup>, К. В. Мицен<sup>a\*\*</sup>, А. Ю. Цветков<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>c</sup> *Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

<sup>d</sup> *Leibniz Institute for Solid State and Materials Research  
01069, Dresden, Germany*

<sup>e</sup> *Graduate School of Engineering, Nagoya University  
464-8601, Nagoya, Japan*

Поступила в редакцию 22 апреля 2015 г.

С целью получения информации о типе симметрии параметра порядка в сверхпроводящих пниктидах железа изучено влияние немагнитных дефектов на сверхпроводящие и транспортные свойства пленок  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$ . Указанные дефекты генерировались в пленке под действием облучения ионами  $\text{He}^+$  с энергией 200 кэВ. Установлено, что понижение температуры  $T_c$  сверхпроводящего перехода с ростом концентрации немагнитных дефектов в исследуемом соединении происходит значительно медленнее, чем ожидается в модели, предполагающей  $s^{\pm}$ -симметрию параметра порядка. Из результатов совместного анализа влияния немагнитных дефектов на сверхпроводящие и магнитотранспортные свойства исследуемых пленок делается вывод, что полное подавление сверхпроводимости в них имеет место при достижении критического беспорядка, что, в свою очередь, предполагает  $s^{++}$ -тип симметрии.

DOI: 10.7868/S0044451015110139

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Знание симметрии сверхпроводящего параметра порядка высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) имеет важное значение, так как позволяет строить обоснованные предположения о реализации в них того или иного механизма куперовского спаривания. В то же время, поскольку различные типы симметрии параметра порядка предполагают

и существенно различное поведение сверхпроводника при внесении в него примесей и дефектов, эти различия могут быть использованы для выяснения типа симметрии в конкретном сверхпроводнике. Согласно теории [1, 2], в обычных сверхпроводниках с изотропным  $s$ -волновым спариванием немагнитные примеси и дефекты слабо влияют на критическую температуру  $T_c$ . Разрушение сверхпроводимости в таких сверхпроводниках происходит лишь при критическом беспорядке, когда  $p_F l \sim 1$ , где  $p_F$  — импульс Ферми, а  $l$  — упругая длина свободного пробега электрона.

В железосодержащих ВТСП, в частности в

\*К. Aida, F. Kurt

\*\*E-mail: mitsen@sci.lebedev.ru

$\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As})_2$ , параметр порядка, как предполагают [3], имеет  $s^\pm$ -симметрию, которой отвечают разные знаки параметра порядка на электронной и дырочной поверхностях Ферми. Такой тип симметрии вытекает из предложенного механизма сверхпроводимости, согласно которому сверхпроводящее спаривание в железосодержащих ВТСП обусловлено сверхобменным отталкиванием за счет антиферромагнитных спиновых флуктуаций, которые связывают электронные и дырочные пакеты на поверхности Ферми. Знакопеременный характер параметра сверхпроводящего порядка предполагает его высокую чувствительность к концентрации дефектов и их типу. В данном варианте  $s^\pm$ -симметрии рассеяние на немагнитных дефектах должно приводить к подавлению сверхпроводимости вследствие межзонного рассеяния. Поэтому выяснение влияния немагнитных примесей на свойства железосодержащих ВТСП может позволить определить симметрию параметра порядка [4–7], что, в свою очередь, даст дополнительную информацию о механизме сверхпроводящего спаривания в этих материалах.

Одним из наиболее эффективных методов внесения дефектов для проведения подобных исследований является облучение сверхпроводника потоком частиц с различной энергией. Эффективность и востребованность такого метода обусловлены возможностью изучать влияние дефектов с последовательно возрастающей концентрацией на одном и том же образце.

Ранее [8] мы исследовали влияние облучения ионами  $\text{He}^+$  с энергией 200 кэВ на транспортные свойства пленок оптимально допированного железосодержащего сверхпроводника  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$  и показали, что при выбранных режимах облучения в образце возникают главным образом немагнитные дефекты.

В данной работе для установления механизма подавления сверхпроводимости в пленках  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$  под действием немагнитных дефектов мы изучили влияние облучения данных пленок ионами  $\text{He}^+$  на их сверхпроводящие и гальваномагнитные свойства. Облучение проводилось на ускорителе DanFyzik-911A в режиме, обеспечивающем генерацию в облучаемом материале точечных дефектов типа атомных смещений (энергия ионов  $E = 200$  кэВ, плотность ионного тока  $I_{ion} < 10$  нА/см<sup>2</sup>, температура образца при облучении  $T_{rad} = 300$  К). Образцами для исследований, как и в работе [8], служили эпитаксиальные пленки  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$  толщиной 50 нм.

В результате проведенных исследований установлено, что понижение  $T_c$  с ростом концентрации немагнитных дефектов происходит с существенно меньшей скоростью, чем ожидается из простейшей модели, предполагающей  $s^\pm$ -симметрию параметра порядка. На основании сопоставления результатов измерений транспортных и гальваномагнитных характеристик облученных образцов делается вывод о том, что подавление сверхпроводимости происходит при достижении в системе критического беспорядка, что, в свою очередь, предполагает  $s^{++}$ -тип симметрии.

## 2. ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$

На рис. 1 приведены температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  пленки  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$ , измеренные на различных этапах облучения [8]. Дозы облучения  $D$  указаны на рисунке. Температура сверхпроводящего перехода необлученной пленки  $T_c(0) = 24.5$  К. Значения  $T_c(D)$  определялись по середине резистивного перехода в сверхпроводящее состояние. Как видно из рисунка, с увеличением дозы облучения температура  $T_c$  понижается (вставка к рис. 1) и при  $D = 3.2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> обращается в нуль.

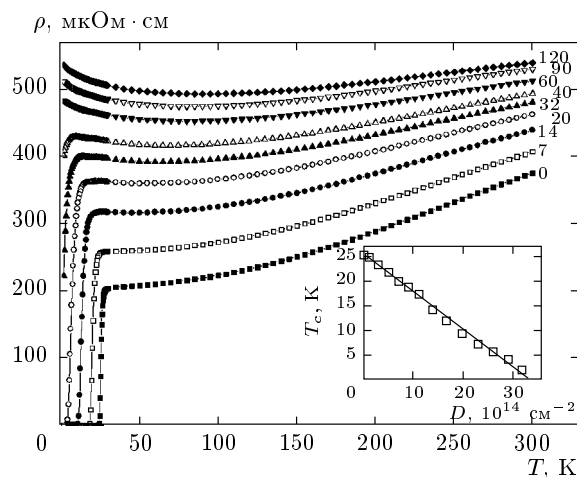


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления пленки  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$  при различных дозах облучения  $\alpha$ -частицами с энергией 200 кэВ. Дозы облучения в единицах  $10^{14}$  см<sup>-2</sup> указаны около кривых. На вставке — зависимость  $T_c$  от дозы облучения

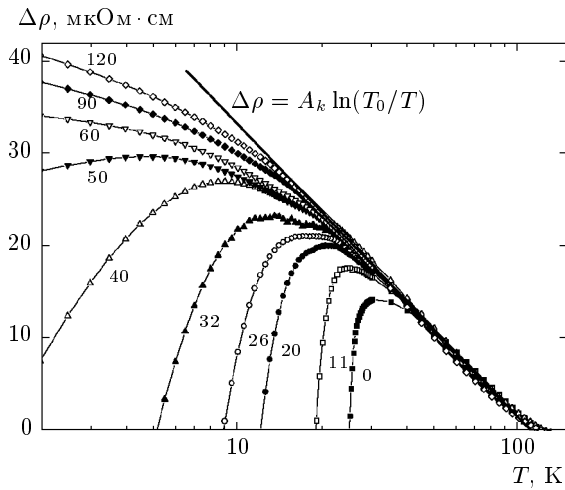


Рис. 2. Температурные зависимости «добавочного» сопротивления  $\Delta\rho = \rho(T) - \rho_2(T)$  для различных доз. Дозы облучения в единицах  $10^{14} \text{ см}^{-2}$  указаны около кривых

Облучение сопровождается ростом удельного сопротивления и переходом от металлического характера проводимости в диапазоне от 300 К до  $T_c$  к неметаллическому. Как показано в работе [9], низкотемпературный подъем сопротивления, особенно отчетливо проявляющийся в несверхпроводящих образцах, обусловлен кондо-подобным спин-зависимым рассеянием. Данный тип рассеяния приводит к появлению вклада  $\Delta\rho \propto \ln T$ , амплитуда которого зависит от концентрации магнитных дефектов.

Для выделения этого вклада в низкотемпературное сопротивление мы аппроксимировали зависимость  $\rho(T)$  в области 100–300 К для всех доз облучения квадратичными зависимостями

$$\rho_2(T) = \rho_0 + a_1 T + a_2 T^2$$

с коэффициентами  $\rho_0$ ,  $a_1$  и  $a_2$ , зависящими от дозы облучения [8]. Определенные таким образом температурные зависимости «добавочного» сопротивления  $\Delta\rho = \rho(T) - \rho_2(T)$  для различных доз представлены на рис. 2. Видно (рис. 2), что в области  $T_c < T < 100$  К добавка к сопротивлению  $\Delta\rho$  может быть представлена как  $\Delta\rho = A_k \ln(T_0/T)$ . При этом величины  $T_0$  и  $A_k$  остаются постоянными с ростом дозы облучения в исследуемом диапазоне. Такое поведение  $\Delta\rho(D)$  соответствует сохранению концентрации магнитных дефектов в образце на одном и том же уровне при увеличении дозы облучения. Наличие такого вклада связано, по всей видимости, с магнитными дефектами, изначально присутствующими в необлученной пленке. Генерацию в нашем

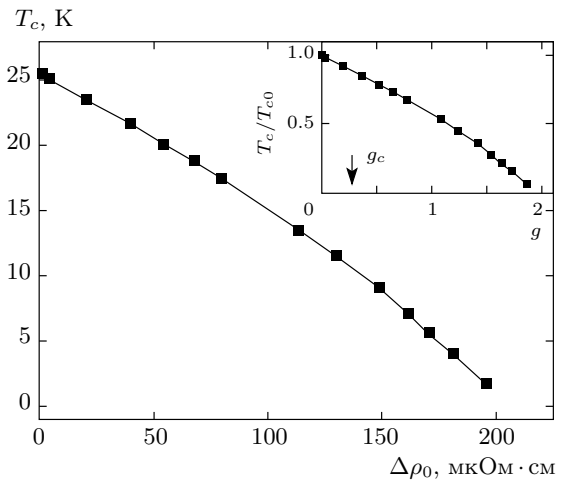


Рис. 3. Зависимость  $T_c$  от изменения остаточного сопротивления  $\Delta\rho_0$  при облучении. На вставке показана зависимость  $T_c$  от безразмерной скорости рассеяния  $g$ . Стрелкой отмечено значение  $g_c = 0.3$  — критическое значение  $g$ , соответствующее полному подавлению сверхпроводимости в  $s^\pm$ -модели [12]

случае исключительно немагнитных дефектов (в отличие от работы [9], где при облучении  $\alpha$ -частицами с энергией 2 МэВ наблюдалось увеличение концентрации магнитных дефектов) мы связываем с существенно меньшей (примерно на порядок [10]) величиной энергии, передаваемой при соударении атому материала  $\alpha$ -частицей с энергией 200 кэВ, которой не достаточно для рождения магнитного дефекта.

Рассмотрим далее зависимость  $T_c$  от величины  $\Delta\rho_0$  — изменения остаточного сопротивления  $\rho_0$  при облучении, которое является мерой концентрации дефектов, индуцируемых облучением (рис. 3). Чтобы сравнить экспериментальную зависимость  $T_c$  от концентрации немагнитных дефектов с теоретической, выразим эту концентрацию через безразмерную скорость рассеяния

$$g = \hbar\Delta\rho/2\pi k_B T_{c0} \mu_0 \lambda_0^2$$

(см. вставку к рис. 3). Здесь  $T_{c0}$  — температура сверхпроводящего перехода образца до облучения,  $\lambda_0 \approx 20$  нм — глубина проникновения при  $T = 0$  [11]. Стрелкой отмечено значение  $g_c = 0.3$ , которое соответствует критическому значению скорости рассеяния, полученному в предположении  $s^\pm$ -симметрии параметра порядка [12]. Таким образом, экспериментально наблюдаемая скорость уменьшения  $T_c$  при облучении оказывается значительно ниже, чем ожидается из теории, осно-

ванной на предположении  $s^\pm$ -симметрии параметра порядка и определяющей роли спиновых флуктуаций в формировании сверхпроводящего параметра порядка в  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As})_2$ . Возможными причинами такого отклонения могут являться 1) отличная от  $s^\pm$  симметрия параметра порядка или изменение типа симметрии (например, от  $s^\pm$  к  $s^{++}$  [13]) при увеличении концентрации дефектов; 2) неприменимость используемого теоретического подхода в рамках приближения среднего поля, предполагающего, что длина когерентности намного превышает расстояние между дефектами [14, 15]. В этом случае подавление сверхпроводимости может быть обусловлено разрушением в процессе облучения фазовой когерентности между слабосвязанными сверхпроводящими областями.

### 3. ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$

С целью получения дополнительной информации, способной пролить свет на механизм влияния немагнитных дефектов на сверхпроводящие свойства пниктидов, нами было изучено, как облучение  $\alpha$ -частицами влияет на холловскую проводимость исследуемых пленок.

На рис. 4 приведены зависимости холловского сопротивления  $\rho_H$  пленки  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$  при  $T =$

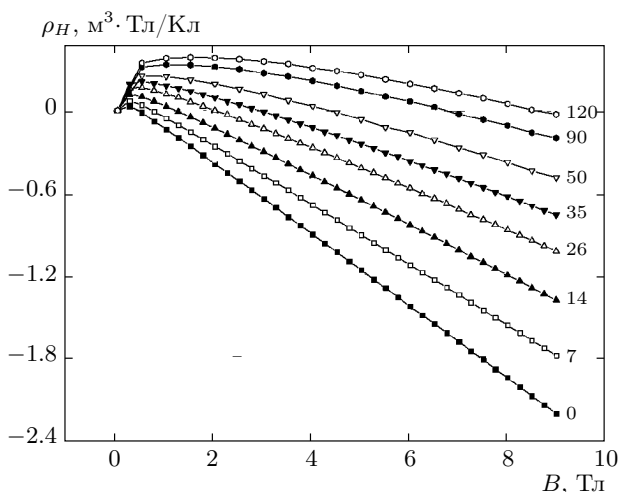


Рис. 4. Зависимости холловского сопротивления  $\rho_H$  пленки  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$  при  $T = 30$  К от магнитного поля для различных доз облучения. Дозы облучения в единицах  $10^{14} \text{ см}^{-2}$  указаны около кривых

$= 30$  К от магнитного поля для различных доз облучения. Из рисунка видно, что зависимости  $\rho_H(B)$  немонотонны и характеризуются наличием положительного вклада в  $\rho_H$ , который растет с увеличением поля (в малых полях) и насыщается при  $B > 1$  Тл. С увеличением концентрации радиационных дефектов этот аномальный вклад существенно возрастает. Наблюдаемый немонотонный ход  $\rho_H(B)$  связывается нами с наличием в пленке ферромагнитных включений (вероятно, кластеров с избытком железа), которые и ответственны за аномальное поведение  $\rho_H(B)$ . Предполагается, что такие включения присутствуют уже в необлученной пленке и при облучении их объем остается неизменным.

Как известно [16, 17], холловское сопротивление в ферромагнетиках  $\rho_H^{(F)}$  можно представить в виде суммы двух вкладов:

$$\rho_H^{(F)}(B) = R_H B_z + 4\pi R_s M_z,$$

где первый член описывает нормальный эффект Холла (НЭХ), зависящий от концентрации носителей и обусловленный действием силы Лоренца, а второй — аномальный эффект Холла (АЭХ), зависящий от намагниченности  $M$ . Появление такого члена связано с эффектом так называемого асимметричного рассеяния [17]. Механизм асимметричного рассеяния заключается в том, что при наличии спин-орбитального взаимодействия вероятность рассеяния электрона в противоположных направлениях по оси  $y$  при направлении движения по оси  $x$  становится зависящей от направления его спина вдоль оси  $z$ . Этот механизм приводит (при  $T = 0$ ) к зависимости

$$R_s = a\rho_0 + b\rho_0^2, \quad (1)$$

где  $\rho_0$  — остаточное сопротивление, пропорциональное концентрации дефектов. При анализе результатов холловских измерений будем считать, что ферромагнитные включения целиком определяют зависящий от намагниченности АЭХ, но дают пренебрежимо малый вклад в НЭХ вследствие малого содержания ферромагнитной фазы.

На рис. 5 и 6 приведены зависимости от дозы облучения  $D$  постоянной Холла  $R_H$ , определенной из наклона кривых  $\rho_H(B)$  (см. рис. 4) в области больших полей и величины АЭХ  $4\pi R_s M_{sat}$  (где  $M_{sat}$  — намагниченность насыщения), полученной вычитанием из  $\rho_H(B)$  линейного вклада от НЭХ. Полагая, что облучение сопровождается лишь увеличением поля, необходимого для достижения насыщения, но оставляет неизменной величину  $M_{sat}$ , мы можем определить зависимость  $R_s$  от остаточ-

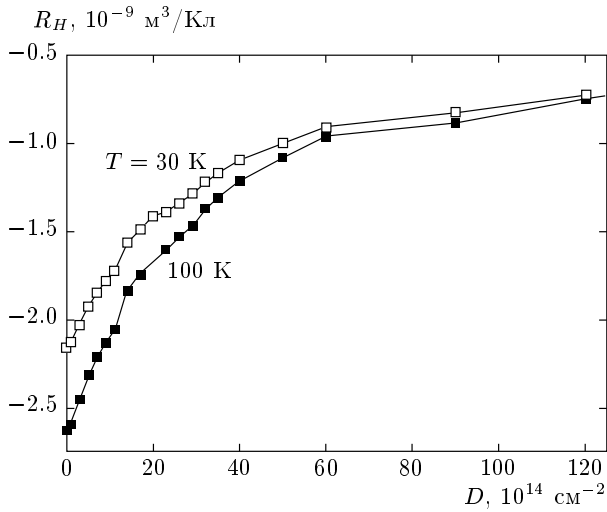


Рис. 5. Зависимость постоянной Холла от дозы облучения для температур 30 и 100 К

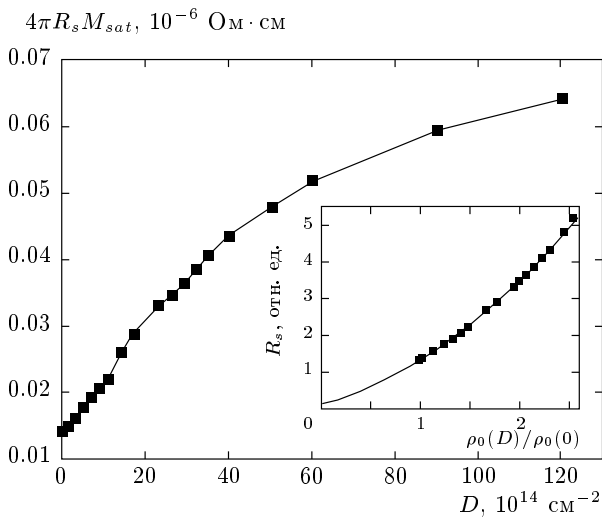


Рис. 6. Зависимость величины  $4\pi R_s M_{sat}$  (амплитуды аномального эффекта Холла) от дозы облучения. На вставке зависимость  $R_s(\rho_0)$  для  $T = 30$  К. Сплошная кривая — подгонка результатов квадратичной функцией  $R_s = c + a\rho_0 + b\rho_0^2$

ного сопротивления  $\rho_0$ . На вставке к рис. 6 символами показана зависимость  $R_s(\rho_0)$  для  $T = 30$  К, сплошная кривая — подгонка результатов из области  $\rho_0(D)/\rho_0(0) > 1$  квадратичной функцией  $R_s = c + a\rho_0 + b\rho_0^2$ . Видно, что подгоночная кривая экстраполируется почти в начало координат (т.е.  $c \approx 0$ ) и, следовательно, зависимость  $R_s(\rho_0)$  может быть удовлетворительно описана формулой (1), справедливой для  $T = 0$ . Это служит косвенным

подтверждением предположения о природе АЭХ, связанной с механизмом анизотропного рассеяния на дефектах, а также дает дополнительные основания рассматривать величину  $\rho_0$  как меру их концентрации, причем не только внутри ферромагнитных кластеров, но и в основной ВТСП-матрице. Небольшое отличие от нуля экстраполированного значения  $R_s(\rho_0 = 0)$  на рис. 6 может быть связано как с наличием магнитных дефектов, изначально присутствующих в пленках, так и с дополнительным вкладом от рассеяния на фонах при  $T = 30$  К.

Рассмотрим теперь влияние радиационного облучения на холловскую константу  $R_H$  и остаточное сопротивление  $\rho_0$ . Для случая биполярной проводимости, который имеет место в  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$ ,

$$R_H = \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(n\mu_n + p\mu_p)^2},$$

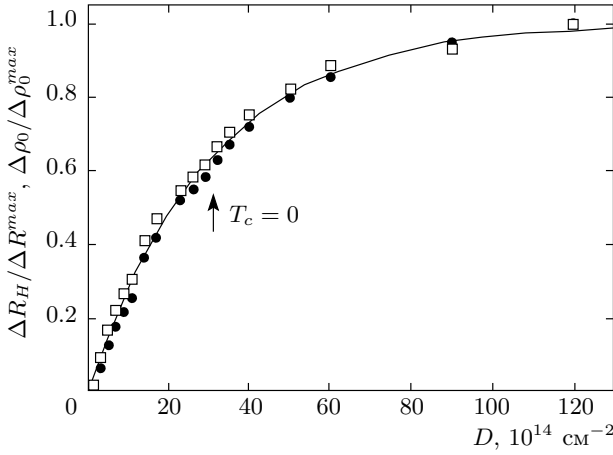
где  $p$  ( $\mu_p$ ) и  $n$  ( $\mu_n$ ) — концентрации (подвижности) соответственно дырок и электронов.

Как видно из рис. 5, с ростом дозы облучения  $R_H$  уменьшается по абсолютной величине, что может быть вызвано изменением как относительной концентрации электронных и дырочных носителей, так и отношения  $\mu_n/\mu_p$  их подвижностей. Обычно изменение  $R_H$  с ростом концентрации дефектов в шниктидах связывают со второй причиной, предполагая при этом, что концентрации электронов и дырок не меняются с увеличением дефектности. В то же время эти предположения в данном случае не имеют под собой убедительных оснований. И более того, изменение холловской константы  $R_H$  с ростом концентрации радиационных дефектов наблюдается и в купратах [18], где в силу наличия носителей только одного знака (дырок) величина  $R_H$  не должна зависеть от подвижности.

Поэтому при анализе результатов будем исходить из обратного предположения, заключающегося в том, что изменение  $R_H$  с увеличением концентрации дефектов целиком обусловлено изменением относительной концентрации электронов и дырок. Применительно к нашему случаю это соответствует уменьшению электронной концентрации, т.е. радиационные дефекты являются ловушками для электронов. При анализе результатов будем считать, что справедлива двухзонная модель, в которой для простоты положим  $m_p = m_n = m^*$  и  $\mu_n = \mu_p$ . В этом случае

$$R_H = \frac{p - n}{(n + p)^2}.$$

С учетом равенства  $m_p = m_n$  и при наличии электронной и дырочной зон локализация электро-



**Рис. 7.** Зависимости изменений постоянной Холла  $\Delta R_H$  (квадраты) и остаточного сопротивления  $\Delta \rho_0$  (кружки), нормированных на их значения при  $D = 1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , от дозы облучения. Сплошная кривая — аппроксимирующая функция  $y = 1 - \exp(-D/30)$

нов на дефектах будет приводить к понижению уровня Ферми при сохранении общего числа носителей ( $n + p$ ) постоянным. В этом случае изменение  $R_H$  под действием облучения составит  $\Delta R_H \propto \Delta(p - n) \propto c_d$  ( $c_d$  — концентрация радиационных дефектов). В то же время при сделанных предположениях  $\rho_0 = m^* \nu / e^2 (p + n)$ , где  $\nu$  — частота рассеяния,  $\nu \propto c_d$ . Соответственно, изменение  $\rho_0$  под действием облучения равно

$$\Delta \rho_0 = \Delta \nu m^* / e^2 (p + n) \propto c_d.$$

При увеличении концентрации дефектов величины  $R_H$  и  $\rho_0$  должны изменяться таким образом, что  $\Delta R_H \propto \Delta \rho_0$ . На рис. 7 приведены зависимости  $\Delta R_H(D)$  и  $\Delta \rho_0(D)$ , нормированные на их значения при  $D = 1.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Видно, что обе зависимости практически совпадают и вместе выходят на насыщение при больших дозах облучения. Это означает, что дефекты, дающие вклад в изменение  $\rho_0$ , одновременно являются и электронными ловушками, вызывающими изменения  $R_H$ . Такие радиационные дефекты будем рассматривать как дефектные ячейки<sup>1)</sup> в FeAs-плоскости, которые являются ловушками для электронов и одновременно действуют как дополнительные рассеиватели.

<sup>1)</sup> Поскольку элементарная ячейка  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As})_2$  включает два слоя FeAs, каждый из которых может содержать дефекты, за отдельную ячейку будем принимать половину элементарной ячейки кристалла.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как видно из рис. 7, зависимости  $\Delta R_H(D)$  и  $\Delta \rho_0(D)$  хорошо описываются функцией

$$y = 1 - \exp(-D/30), \quad (2)$$

где  $D$  — доза облучения в единицах  $10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Такая зависимость может быть связана с увеличением в процессе облучения вероятности наложения дефектов и с формированием областей дефектной фазы. При этом предполагается, что изменения  $R_H$  и  $\rho_0$  имеют место лишь в результате первичного образования дефекта и что характеристики в дефектной области остаются (до некоторой критической дозы облучения) неизменными при последующих актах рассеяния заряженных частиц в пределах данной области.

При сделанных предположениях относительный объем  $V$  дефектной фазы (или доля дефектных ячеек) будет расти с увеличением дозы облучения:

$$V = 1 - \exp(-D^*/N),$$

где  $D^*$  — число актов рассеяния ионов ( $D^* \propto D$ ), а  $N$  — количество ячеек в расчете на  $1 \text{ см}^3$ . Трехмерная перколяция по бездефектным ячейкам будет иметь место [19] при  $V < 0.688$ , или при показателе экспоненты  $D^*/N < 1.16$ .

Это значение близко к значению показателя экспоненты в выражении (2)  $D/30 = 32/30 \approx 1.07$ , соответствующему обращению  $T_c$  в нуль (см. рис. 1). Это означает, что подавление сверхпроводимости под действием облучения имеет место вблизи перколяционного перехода, соответствующего разрушению непрерывного кластера бездефектной фазы.

Данный вывод, однако, требует дополнительных пояснений. Как отмечено выше, используемый подход предполагает, что радиационные дефекты возникают в первоначально бездефектном однофазном образце, в котором с ростом дозы облучения формируется дефектная фаза. В то же время во многих последних публикациях, посвященных исследованию различных свойств пниктидов железа, содержится вывод о возникновении в них (в том числе и в сверхпроводящей фазе) нематического порядка, обусловленного сегрегацией зарядовых и спиновых степеней свободы в форме страйпов нанометровой ширины [20–22]. В этих условиях использование для определения порога перколяции результатов, полученных для простой кубической решетки, может показаться неоправданным упрощением. Однако следует обратить внимание на то, что формирование

страйпов является следствием развития внутренней неустойчивости однородного состояния относительно электронного фазового расслоения. При этом данное расслоение не только не разрушает сверхпроводимости в объеме образца, но и, возможно, само играет важную роль в сверхпроводящем спаривании [22]. Поэтому сверхпроводимость в образце при увеличении концентрации дефектов будет сохраняться до достижения порога перколяции по страйповой (бездефектной) фазе.

Можно полагать, что возможная сегрегация зарядовых и спиновых степеней свободы в образце не изменит порога протекания по сверхпроводящей фазе. Согласно приведенным выше оценкам, перколяционный переход происходит при концентрации дефектов  $N_{def} = 0.688/V_{cell} \approx 0.7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  или при среднем расстоянии между ними  $\bar{l} \approx 0.5 \text{ нм}$ , что существенно меньше длины когерентности в  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As})_2$   $\xi \approx 2.8 \text{ нм}$  [23] и сравнимо с постоянной решетки  $a \approx 0.4 \text{ нм}$ .

Таким образом, аргумент о неприменимости используемого теоретического подхода, предполагающего, что длина когерентности намного превышает расстояние между дефектами, не может быть использован для объяснения расхождения экспериментальных результатов с расчетами, выполненными в рамках модели с  $s^\pm$ -симметрией параметра порядка [12]. В то же время, исходя из полученных результатов, можно сделать вывод, что в  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$  подавление сверхпроводимости с увеличением концентрации дефектов происходит при достижении критического беспорядка, что, в свою очередь, предполагает  $s^{++}$ -тип симметрии.

Данный вывод, однако, не противоречит предположению о возможном изменении типа симметрии в  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$  от  $s^\pm$  к  $s^{++}$  [13] при увеличении концентрации дефектов. Несмотря на то что линейная зависимость  $T_c(D)$  (см. вставку к рис. 1) свидетельствует скорее о постоянстве скорости уменьшения  $T_c$  при увеличении концентрации радиационных дефектов, переход от  $s^\pm$ - к  $s^{++}$ -типу симметрии тем не менее мог бы иметь место уже в необлученном образце за счет наличия допирующей примеси кобальта. Это предположение согласуется с более низкой температурой  $T_c \approx 25 \text{ К}$  в  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$  по сравнению с другими представителями семейства пниктидов железа (например, с системой «1111» с  $T_c$  выше 50 К), в которых допирующая примесь находится вне FeAs-плоскости.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе изучено влияние облучения пленок железосодержащего сверхпроводника  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$  ионами  $\text{He}^+$  с энергией 200 кэВ на их сверхпроводящие и транспортные свойства. Выбранные режимы облучения обеспечивали генерацию в пленке главным образом немагнитных дефектов. Найдено, что подавление сверхпроводимости с ростом концентрации дефектов происходит с существенно меньшей скоростью, чем ожидается из простейшей теории, предполагающей  $s^\pm$ -симметрию параметра порядка. Проведен анализ влияния немагнитных радиационных дефектов на магнитотранспортные характеристики исследуемых пленок. Показано, что результаты холловских измерений могут быть поняты исходя из предположения о локализации электронных носителей в окрестности радиационного дефекта. Найдено, что полное подавление сверхпроводимости при облучении происходит при достижении в системе критического беспорядка, что предполагает  $s^{++}$ -симметрию параметра порядка. Данный вывод, однако, не противоречит предположению о возможном изменении типа симметрии в  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.94}\text{Co}_{0.06}\text{As})_2$  от  $s^\pm$  к  $s^{++}$  [7] при увеличении концентрации дефектов, которое в данном случае может иметь место в необлученном образце за счет наличия допирующей примеси кобальта.

Авторы выражают благодарность О. В. Долгову, И. М. Еремину, Д. В. Ефремову и М. М. Коршунову за плодотворное обсуждение результатов. Измерения проводились на установке РРМС-9 ЦКП ФИАН. Работа поддержана фондом РФФИ (грант № 14-02-00785) и Министерством образования и науки РФ (Программа 5top100).

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **35**, 1558 (1958).
2. P. W. Anderson, J. Phys. Chem. Sol. **11**, 26 (1959).
3. I. I. Mazin, Nature **464**, 183 (2010).
4. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **39**, 1781 (1960).
5. L. Borkowski and P. Hirschfeld, Phys. Rev. B **49**, 15404 (1994).
6. L. A. Openov, Phys. Rev. B **58**, 9468 (1998).

7. D. V. Efremov, M. M. Korshunov, O. V. Dolgov et al., *Phys. Rev. B* **84**, 180512 (2011).
8. И. С. Блохин, С. Ю. Гаврилкин, Б. П. Горшунов и др., *Письма в ЖЭТФ* **101**, 265 (2015).
9. C. Tarantini, M. Putti, A. Gurevich et al., *Phys. Rev. Lett.* **104**, 087002 (2010).
10. Y. Mizukami, M. Konczykowski, Y. Kawamoto et al., *Nature Comm.* **5**, 5657 (2014).
11. R. T. Gordon, H. Kim, N. Salovich et al., *Phys. Rev. B* **82**, 054507 (2010).
12. A. V. Chubukov, D. V. Efremov, and I. Eremin, *Phys. Rev. B* **78**, 134512 (2008).
13. D. V. Efremov, M. M. Korshunov, O. V. Dolgov et al., *Phys. Rev. B* **84**, 180512 (2011).
14. M. Franz, C. Kallin, A. J. Berlinsky, and M. I. Salkola, *Phys. Rev. B* **56**, 7882 (1997).
15. И. А. Семенихин, *ФТТ* **45**, 1545 (2003).
16. J. Smit, *Physica* **21**, 877 (1955); **24**, 39 (1958).
17. А. Б. Грановский, В. Н. Прудников, А. П. Казаков и др., *ЖЭТФ* **142**, 916 (2012).
18. S. K. Tolpygo, J.-Y. Lin, M. Gurbitch et al., *Phys. Rev. B* **53**, 12454 (1996).
19. J. Wang, Z. Zhou, W. Zhang et al., *Phys. Rev. E* **89**, 069907 (2014).
20. G. Lang, H.-J. Grafe, D. Paar et al., *Phys. Rev. Lett.* **104**, 097001 (2010).
21. R. M. Fernandes and J. Schmalian, *Supercond. Sci. Technol.* **25**, 084005 (2012).
22. A. E. Bohmer, P. Burger, F. Hardy et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 047001 (2014).
23. Yi Yin, M. Zech, T. L. Williams et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 097002 (2009).