

PACS numbers: 72.25.Mk, 73.40.Gk, 74.50.+r, 74.78.Fk, 74.81.Fa, 85.25.-j, 85.75.-d

Джозефсоновский π -контакт в структуре $\text{MoRe-Ni}_2\text{MnGa-I-Pb/Sn}$

Э. М. Руденко, И. В. Коротащ, А. А. Краковный, В. К. Перепелица

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Изготовлены и исследованы джозефсоновские контакты $S-F-I-S$, в которых в качестве F -слоя использован ферромагнетик со свойствами памяти формы Ni_2MnGa . Показана возможность создания так называемого π -контакта. Выявлены особенности поведения исследованных гетероструктур. Рассчитана намагниченность наноразмерной тонкой плёнки применённого ферромагнетика.

Виготовлено та досліджено Джозефсонові контакти $S-F-I-S$, в котрих, як F -шар, використано ферромагнетик з властивістю пам'яті форми Ni_2MnGa . Показано можливість створення так званого π -контакту. Виявлено особливості поведінки досліджених гетероструктур. Розраховано намагнетованість нанорозмірної тонкої плівки використаного ферромагнетика.

Josephson $S-F-I-S$ junctions are fabricated and investigated. In these junctions, the Ni_2MnGa ferromagnet with shape-memory effect is used as the F layer. Possibility of fabrication of so-called π -junction is shown. Features of behaviour of the studied heterostructures are revealed. Magnetization of used nanoscale ferromagnetic thin film is calculated.

Ключевые слова: ток Джозефсона, сверхпроводимость, ферромагнетизм, магнитное поле, π -контакт.

(Получено 29 ноября 2013 г.; окончат. вариант — 30 октября 2014 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Объектом активного изучения в сверхпроводниковой электронике в последнее время стали джозефсоновские контакты $S-F-S$, $S-I-F-S$,

позволяющие получить так называемый π -контакт, перспективный для использования в квантовых логических схемах [1, 2]. Токо-фазовые соотношения и зависимость энергии слабой связи от разности фаз для обычного и π -контакта разнятся так, как это показано на рис. 1 [4]. В π -контакте разность фаз между сверхпроводящими берегами в основном состоянии равна π . Известно, что в ферромагнетике происходит пространственная осцилляция параметра порядка. Тогда, изменяя толщину ферромагнитной прослойки d_F , можно получить различные значения сдвига фазы между сверхпроводящими берегами. В частности, когда d_F равна половине длины волны пространственной осцилляции параметра порядка, между сверхпроводящими берегами возникает разность фаз равная π , что приводит к нулевому значению критического тока Джозефсона в основном состоянии. При прикладывании магнитного поля в плоскости контакта, разность фаз между берегами будет изменяться, и критический ток Джозефсона будет отличаться от нуля.

Считается, что затухание наведённого в ферромагнетике сверхпроводящего параметра порядка возрастает с увеличением обменной энергии E_{exc} , а длину когерентности куперовских пар в ферромагнетике ξ_F можно оценить, подставляя в соотношение для длины

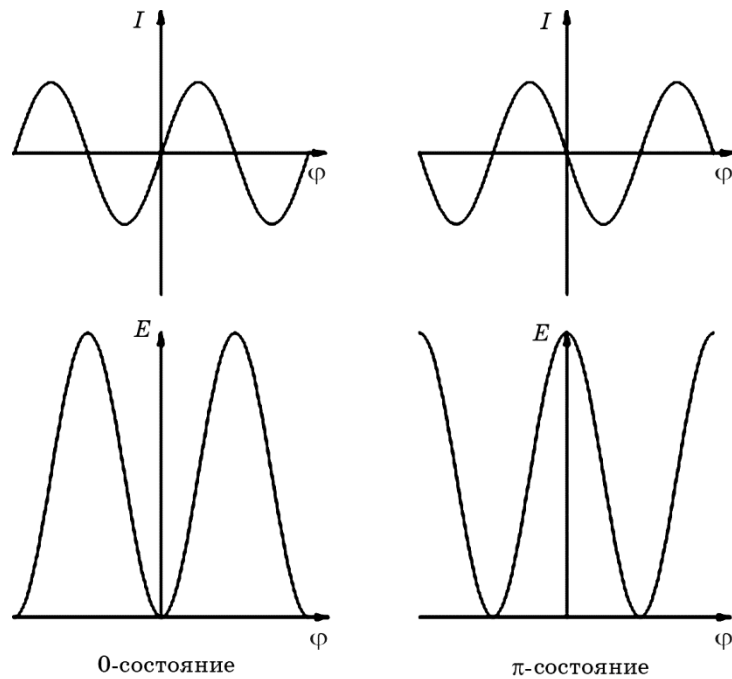


Рис. 1. Токо-фазовое соотношение и зависимость энергии слабой связи от разности фаз для обычного и π -контактов [4].

когерентности пар в грязном нормальном металле вместо kT_C обменную энергию [5]. Тогда

$$\xi_F \propto (\hbar D / 2\pi E_{\text{exc}})^{1/2} \propto (\hbar D / 2\pi kT_C)^{1/2},$$

где D — коэффициент диффузии электронов в ферромагнетике, T_C — температура Кюри (соотношение справедливо для $kT_C \gg kT$).

Обычно в качестве магнитной прослойки используют слабоферромагнитные сплавы с низкой температурой T_C , в которых период пространственных осцилляций параметра порядка может достигать до 10 нм [4]. В то время как при использовании сильных ферромагнетиков, таких как Fe, Ni, период осцилляций оказывается ≈ 1 нм. Как видно, увеличению периода осцилляций параметра порядка способствует уменьшению температуры T_C . В работе [9] было показано, что в тонких ферромагнитных плёнках (≈ 100 нм) может возникать квазидвумерное магнитное состояние, при этом температура Кюри будет зависеть от толщины плёнки. Эффект уменьшения температуры T_C в тонких наноплёнках при низких температурах для сплава PdPb экспериментально был показан в работе [1]. Это позволило авторам создать π -контакты при толщине магнитной прослойки 30–50 нм, при этом температура T_C изменялась в интервале 10–15 К.

Представляет интерес, опираясь на описанные эффекты уменьшения T_C в наноплёнках, а значит увеличение длины ξ_F , изучить возможность использования в качестве магнитной прослойки сплавов Гейслера, которые широко применяются в спинтронике.

2. УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Создавалась крестообразная структура $S_1-F-I-S_2$ с промежуточным F -слоем из Ni₂MnGa и со сверхпроводящими слоями: S_1 — из MoRe, S_2 — из Pb. Для этого в вакууме через маски на сапфировые подложки последовательно наносились слои MoRe, Ni₂MnGa и Pb. Внешний вид полученной структуры показан на рис. 2.

Плётка MoRe (толщина ≈ 100 нм) наносилась DC-магнетронным распылением мишени из сплава 56% Mo и 44% Re через первую маску, при этом на подложке создавался ряд мостиков MoRe, ширина которых в узкой части была ≈ 170 мкм. Температура подложки при напылении — 300°C, скорость нанесения — 100 нм/мин. Плёнки Ni₂MnGa толщиной 2–4 нм наносились ВЧ-магнетронным распылением при давлении аргона 2–3 Па через вторую маску на нагретые до 200–300°C подложки с мостиками из MoRe, которые были сформированы при предыдущем напылении. Скорость напыления — 0,6 нм/мин. При этом формировался слой в виде круга \varnothing 200 мкм в области узкой части мостика из MoRe. Далее слой

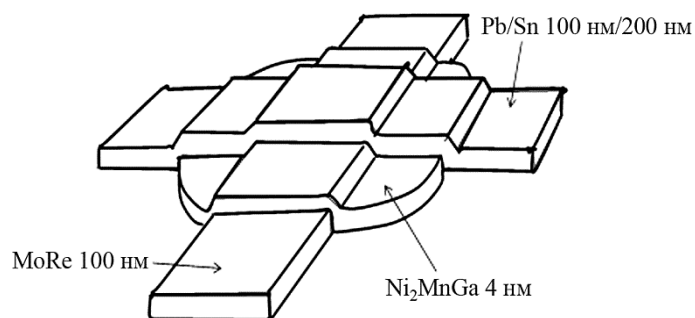


Рис. 2. Внешний вид структуры MoRe–Ni₂MnGa–Pb/Sn (указаны материал и толщина плёнки).

Ni₂MnGa окислялся в лабораторных условиях в течение 1–24 ч. На полученную структуру термическим распылением в вакууме при давлении $2 \cdot 10^{-4}$ Па через третью маску наносилась плёнка Pb (толщина $\cong 120$ нм), создавая мостик шириной 140 мкм поперёк слоя MoRe. Для улучшения сохранности плёнки свинца на неё напылялся ещё тонкий слой олова.

ВАХ структур измерялись 4-зондовым методом при температуре 4,2 К. Определённые из ВАХ удельные сопротивления переходов в нормальном состоянии $(0,03-2) \cdot 10^{-4}$ Ом·см² (в зависимости от толщины Ni₂MnGa и времени окисления). На рисунке 3 показан вид ВАХ при толщине ферромагнетика 2 и 4 нм.

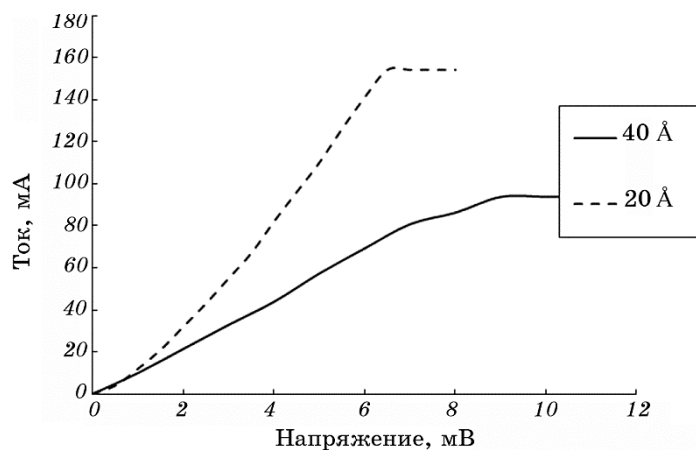


Рис. 3. ВАХ структуры MoRe–Ni₂MnGa–Pb/Sn при разной толщине ферромагнетика.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Вид наблюдаемых ВАХ вполне соответствовал резистивной модели джозефсоновского перехода [6]. В структуре MoRe-Ni₂MnGa-I-Pb/Sn с толщиной F -слоя Ni₂MnGa 4 нм при приложении тангенциального магнитного поля был выявлен осциллирующий джозефсоновский ток $I_c(H)$ с характерным для джозефсоновского π -контакта нулём тока в нулевом магнитном поле (см. рис. 4). Кроме того, обнаружена граничная величина магнитного поля H (около 1,3 Э), при которой происходит необратимая перестройка внутренней структуры F -слоя Ni₂MnGa. Она приводит к наличию сверхпроводящего тока в контакте, величина которого не зависит от величины приложенного магнитного поля (измерено до 130 Э).

Форма кривой $I_c(H)$ существенно отличается от стандартной фрунгоферовой. Как и в [1], это отличие можно объяснить тем, что магнитная прослойка обладает доменной структурой, и намагниченность в доменах находится в плоскости прослойки, а, следовательно, и в плоскости контакта. Полевая зависимость критического тока может иметь сложный вид в зависимости от одновременного с полем изменения самой намагниченности ферромагнитной прослойки.

В результате анализа зависимостей, аналогичных показанной на рис. 4, предполагается, что появление необратимой перестройки внутренней структуры F -слоя Ni₂MnGa может быть связано как с перестройкой доменов [1], так и с особенностями магнитодеформации этого материала.

На рисунке 5 приведена соответствующая последней причине зависимость, указанная в [3]. После прекращения роста магнитного поля и перехода на его снижение магнитодеформация материала

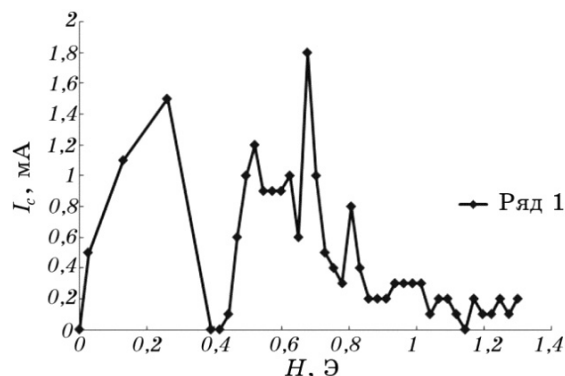


Рис. 4. Зависимость критического тока Джозефсона от напряжённости магнитного поля в структуре MoRe-Ni₂MnGa-I-Pb/Sn.

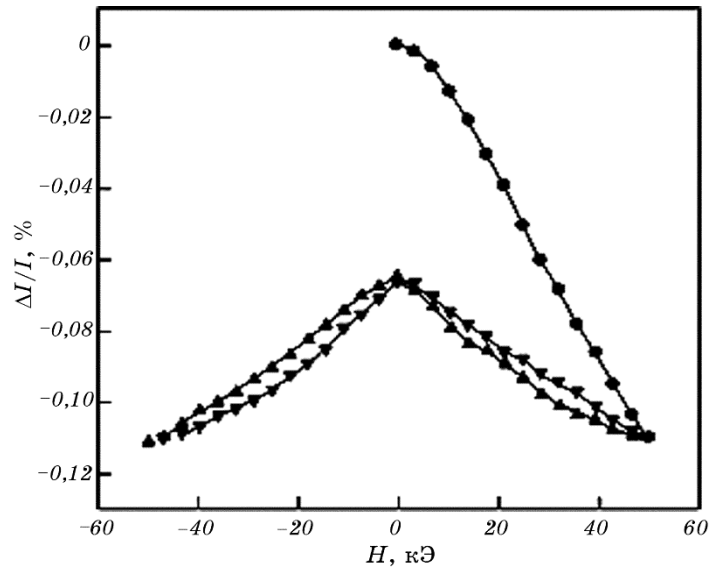


Рис. 5. Магнитодеформация материала $\text{Ni}_{2,18}\text{Mn}_{0,82}\text{Ga}$ при температуре 351 К [3].

происходит по другому пути (аналогичным образом это поведение может отражаться на величине тока Джозефсона нашей структуры).

Исходя из величины напряжённости магнитного поля H , при котором произошла первая компенсация тока Джозефсона (см. рис. 4), свидетельствующая о прохождении кванта магнитного потока Φ_0 , мы определили намагниченность M наноразмерной тонкой плёнки, применённого ферромагнетика Ni_2MnGa , при температуре 4,2 К. При этом учитывались следующие параметры гетероструктуры: ширина 140 мкм, толщина слоя MoRe , в который проникает магнитное поле 50 нм (по аналогии с ниобием [6]), толщина слоя Pb , в который проникает магнитное поле 40 нм [6], толщина слоя Ni_2MnGa 4 нм.

Тогда расчёт суммарного потока магнитного поля через структуру даёт:

$$\Phi = \Phi_{\text{MoRe}} + \Phi_{\text{NiMnGa}} + \Phi_{\text{Pb}} = \mu_0 [HS_{\text{MoRe}} + (H + M)S_{\text{NiMnGa}} + HS_{\text{Pb}}],$$

где H — напряжённость магнитного поля, S_{MoRe} , S_{NiMnGa} , S_{Pb} — площади сечения соответствующих слоёв гетероструктуры, в которые проникает магнитное поле, μ_0 — магнитная постоянная.

Приравняв его Φ_0 и подставив числовые значения, получим величину $M = 2244$ А/м или переходя к удельной намагниченности

$$\sigma = \frac{M}{\rho},$$

где $\rho = 8,13 \cdot 10^3$ кг/м³ [7], получим $\sigma = 0,28$ А·м²/кг.

Это значение существенно меньше величины удельной намагниченности насыщения массивного образца для применённого ферромагнетика при температуре 4,2 К (порядка 5 А·м²/кг [8]).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, экспериментально показано, что на базе структур MoRe–Ni₂MnGa–I–Pb/Sn возможно создание джозефсоновских π -контактов. Однако при этом имеются особенности, которые необходимо учитывать. Рассчитана также намагниченность наноразмерной тонкой плёнки применённого ферромагнетика Ni₂MnGa.

Работа была выполнена в рамках договора № Ф53.2/025 с Государственным фондом фундаментальных исследований Украины по программе украинско-российского сотрудничества.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Больгинов В. С. Столяров, Д. С. Собанин, А. Л. Карпович, В. В. Рязанов, *Письма в ЖЭТФ*, **95**, № 7: 408 (2012).
2. T. I. Larkin, V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, V. V. Ryazanov, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, and O. A. Mukhanov, *Appl. Phys. Lett.*, **100**: 222601 (2012).
3. А. Н. Васильев, В. Д. Бучельников, Т. Такаги, В. В. Ховайло, Э. И. Эстрин, *Успехи физических наук*, **173**: 577 (2003).
4. В. В. Рязанов, В. А. Обознов, В. В. Больгинов, А. С. Прокофьев, А. К. Феофанов, *Успехи физических наук*, **174**: 795 (2004).
5. В. В. Рязанов, *Успехи физических наук*, **169**: 920 (1999).
6. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников* (Москва: МЦНМО: 2000).
7. М. М. Карпук, Д. А. Костюк, Ю. А. Кузавко, В. Г. Шавров, *Журнал технической физики*, **79**, № 1: 86 (2009).
8. Н. И. Кауров, В. Г. Пушин, А. В. Королев, В. А. Казанцев, Е. Б. Белозеров, Е. Б. Марченкова, *Журнал технической физики*, **82**, № 2: 50 (2012).
9. Р. М. Мирзабабаев, *Физика твёрдого тела*, **43**: 1229 (2001).

REFERENCES

1. V. V. Bol'ginov V. S. Stolyarov, D. S. Sobanin, A. L. Karpovich, and V. V. Ryazanov, *Pis'ma v ZhETF*, **95**, No. 7: 408 (2012) (in Russian).
2. T. I. Larkin, V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, V. V. Ryazanov, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, and O. A. Mukhanov, *Appl. Phys. Lett.*, **100**: 222601 (2012).
3. A. N. Vasil'ev, V. D. Buchel'nikov, T. Takagi, V. V. Khovailo, and E. I. Estrin,

- Phys. Usp.*, **46**: 559 (2003).
4. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. S. Prokof'ev, and A. K. Feofanov, *Phys. Usp.*, **47**: 732 (2004).
 5. V. V. Ryazanov, *Phys. Usp.*, **42**: 825 (1999).
 6. V. V. Schmidt, *Vvedenie v Fiziku Sverkhprovodnikov* (Moscow: MTsNMO: 2000) (in Russian).
 7. M. M. Karpuk, D. A. Kostyuk, Yu. A. Kuzavko, and V. G. Shavrov, *Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki*, **79**, No. 1: 86 (2009) (in Russian).
 8. N. I. Kaurov, V. G. Pushin, A. V. Korolev, V. A. Kazantsev, E. B. Belozеров, and E. B. Marchenkova, *Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki*, **82**, No. 2: 50 (2012) (in Russian).
 9. R. M. Mirzababaev, *Fizika Tverdogo Tela*, **43**: 1229 (2001) (in Russian).