# Сверхпроводящая спинтроника А.С.Мельников

Институт физики микроструктур РАН Нижний Новгород

ИФМ РАН А.Ю.Аладышкин, Д.А.Рыжов С.В.Миронов, А.В.Самохвалов Д.Ю.Водолазов

Universite Bordeaux I, France

A.I.Buzdin

*МФТИ, ИРЭ РАН* **Zh.Devizorova** 

## **Outline**

# Введение. Что такое спинтроника? Что такое сверхпроводящая спинтроника? Механизмы взаимодействия ферромагнетизма и сверхпроводимости (SF).

Возможные варианты приборов сверхпроводящей спинтроники. Спиновые вентили, инверторы сверхпроводящей фазы, топологически защищенные кубиты и др.

Управление сверхпроводимостью в SF системах посредством орбитального эффекта. Доменная сверхпроводимость. Управляемые сверхпроводящие каналы наноразмеров.

>Управление сверхпроводимостью в SF системах посредством обменного эффекта.

> Физика электромагнитного отклика SF систем.

**Парамагнитный отклик** структур сверхпроводник – ферромагнетик в условиях эффекта близости.

Электромагнитный эффект близости.

Неустойчивость Фульде-Феррелла-Ларкина-Овчинникова.

#### <u>Что такое спинтроника?</u> <u>1996</u>

Spintronics is the name associated with technology

that utilises both the intrinsic spin of an electron as well as its charge in transport devices.

#### В частности:

#### управление транспортом через воздействие на спины электронов

Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A.Fert, F. Nguen Van Dau, F. Petroff, P.Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas // Phys. Rev. Letters. – 1988



Figure 1.1: Schematic illustration of the GMR and TMR effect, in which a parallel alignment of the magnetization of the two ferromagnetic (FM) electrodes has a lower resistance than an anti-parallel alignment. In the case of GMR, the non-magnetic (NM) layer is a metal, in the case of TMR the NM layer is an insulator.

#### Что такое сверхпроводящая спинтроника?

= управление сверхпроводящим транспортом через воздействие на спины электронов

$$R = 0 \quad \longleftarrow \quad R \neq 0$$

# Управление сверхпроводимостью через управление магнитным моментом.

Способ: изменение распределения намагниченности



Создание спонтанных неоднородных, токовых, вихревых состояний: ЛОФФ, пи-контакты в джозефсоновских сетях, и т.д. Управление критической температурой сверхпроводящего перехода: сверхпроводящие каналы на доменных границах, спиновые вентили Сверхпроводимость и магнетизм – два примера макроскопических квантовых явлений

Механизмы воздействия ферромагнетика на сверхпроводник.

Электромагнитный механизм (разрушение куперовских пар магнитным полем, создаваемым магнитной подсистемой) В.Л.Гинзбург (1956)

Магнитное поле магнетика меняет траектории электронов

Обменное поле магнетика выстраивает спины, разрушая куперовские пары

Matthias, Suhl, Corenzwit (1958)

Притяжение электронов приводит к образованию куперовских пар (спины электронов в паре противоположны=синглетное состояние)

Обменное взаимодействие приводит к появлению ферромагнетизма (спины электронов сонаправлены)



Очевиден конфликт! И магнетизм должен побеждать:



2e



### Некоторые пионерские работы

Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 7, стр. 314 — 318 5 апреля 1977 г.

#### СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ СИСТЕМА СО СЛАБОЙ СВЯЗЬЮ С ТОКОМ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ

Л.Н.Булаевский, В.В.Кузий, А.А.Собянин

Рассмотрено сверхпроводящее кольцо с джозефсоновским контактом, содержащим магнитные примеси. Показно, что если туннелирование через магнитные примеси достаточно велико, то для такой системы основным состоянием является состояние с током и магнитным потоком.

Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 6, стр. 308 - 312

25 марта 1991 г.

ДЖОЗЕФСОНОВСКИЙ КОНТАКТ С ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ

А.И.Буздин, М.Ю.Куприянов

# Critical-current oscillations as a function of the exchange field and thickness of the ferromagnetic metal (F) in an S-F-S Josephson junction

A. I. Buzdin, L. N. Bulaevskii, and S. V. Panyukov P. N. Lebedev Physics Institute, Academy of Sciences of the USSR

(Submitted 19 December 1981)

Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 35, No. 4, 147-148 (20 February 1982)

#### Пи-контакты



 $I = \pm I_c \sin \varphi_{12}$ 

 $\Delta E = \mp E_J \cos \varphi_{12}$ 



# Сверхпроводящая спинтроника: примеры устройств

VOLUME 86, NUMBER 11

PHYSICAL REVIEW LETTERS

12 March 2001

#### Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a $\pi$ Junction

V. V. Ryazanov,<sup>1</sup> V. A. Oboznov,<sup>1</sup> A. Yu. Rusanov,<sup>1</sup> A. V. Veretennikov,<sup>1</sup> A. A. Golubov,<sup>2</sup> and J. Aarts<sup>3</sup>

PRL 96, 197003 (2006)

PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending 19 MAY 2006

#### Thickness Dependence of the Josephson Ground States of Superconductor-Ferromagnet-Superconductor Junctions

V. A. Oboznov,<sup>1</sup> V. V. Bol'ginov,<sup>1</sup> A. K. Feofanov,<sup>1</sup> V. V. Ryazanov,<sup>1,\*</sup> and A. I. Buzdin<sup>2</sup>



FIG. 1. The *F*-layer thickness dependence of the critical current density for Nb-Cu<sub>0.47</sub>Ni<sub>0.53</sub>-Nb junctions at temperature 4.2 K. Open circles represent experimental results; solid and dashed lines show model calculations discussed in the second part of the Letter. The inset shows a schematic cross section of our *SFS* junctions.

## Пи-контакты



 $I = \pm I_c \sin \varphi_{12}$ 

 $\Delta E = \mp E_J \cos \varphi_{12}$ 



# Сверхпроводящая спинтроника: примеры устройств

### Спиновые вентили

VOLUME 83, NUMBER 10 PHYSICAL REVIEW LETTERS 6 SEPTEMBER 1999

Low-Field Superconducting Spin Switch Based on a Superconductor/Ferromagnet Multilayer

L.R. Tagirov

# Spin-orientation–dependent superconductivity in $\rm F/S/F$ structures

A. I. BUZDIN, A. V. VEDYAYEV(\*) and N. V. RYZHANOVA(\*)

# A superconductive magnetoresistive memory element using controlled exchange interaction

Sangjun Oh and D. Youm Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and Technology, Kusung-Dong, Yusung-Gu, Taejon 305-701, Korea

M. R. Beasley<sup>a)</sup> Department of Applied Physics, Stanford University, Via Palou, Stanford, California 94305-4085







## Сверхпроводящая спинтроника: примеры устройств

PRL 109, 057005 (2012)

PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending 3 AUGUST 2012

#### Evidence for Triplet Superconductivity in a Superconductor-Ferromagnet Spin Valve

P. V. Leksin,<sup>1</sup> N. N. Garif'yanov,<sup>1</sup> I. A. Garifullin,<sup>1,\*</sup> Ya. V. Fominov,<sup>2,3</sup> J. Schumann,<sup>4</sup> Y. Krupskaya,<sup>4</sup> V. Kataev,<sup>4</sup> O. G. Schmidt,<sup>4</sup> and B. Büchner<sup>4,5</sup>



FIG. 3 (color online). Left: Dependence of  $T_c$  on the angle between magnetizations of the Fe1 and Fe2 layers measured in a field H = 1 kOe for the samples with  $d_{\text{Fe2}} = 0.6$  (a), 1.0 (b), and 1.5 nm (c). Dashed lines are the reference curves calculated according to Eq. (2). Right: Deviations  $\delta T_c$  of the actual  $T_c$ values from the respective reference curves. Solid lines are theoretical results for  $\delta W$  (see the text).

#### Спиновые вентили

APPLIED PHYSICS LETTERS 97, 102505 (2010)

# Full spin switch effect for the superconducting current in a superconductor/ferromagnet thin film heterostructure

P. V. Leksin,<sup>1</sup> N. N. Garif'yanov,<sup>1</sup> I. A. Garifullin,<sup>1,a)</sup> J. Schumann,<sup>2</sup> H. Vinzelberg,<sup>2</sup> V. Kataev,<sup>2</sup> R. Klingeler,<sup>2,3</sup> O. G. Schmidt,<sup>2</sup> and B. Büchner<sup>2</sup>



#### Спиновые вентили

PHYSICAL REVIEW X 5, 021019 (2015)

#### Colossal Proximity Effect in a Superconducting Triplet Spin Valve Based on the Half-Metallic Ferromagnet CrO<sub>2</sub>

A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, and J. Aarts



Топологически защищенные кубиты.

Кандидаты: полупроводниковые нанопровода, покрытые сверхпроводником в сильном зеемановском поле +спин-орбитальное взаимодействие.

Р-сверхпроводимость и Майорановские состояния.





FIG. 1. (Color online) Typical transverse profile of a Majorana SM-SC heterostructure. The SM nanowire (yellow) is partially covered by an s-wave SC (blue) and placed on an insulating substrate (light red). A back gate (black) creates a controllable electrostatic poten-

$$H = \left(\frac{p^2}{2m} + up\sigma_x - \mu\right)\tau_z - B\sigma_z + \Delta\tau_x$$

# Механизмы конкуренции сверхпроводимости и магнетизма.

$$\widehat{H} = \frac{1}{2m} \left( \hat{\vec{p}} - \frac{e}{c} \vec{A}(\vec{r}) \right)^2 + \hat{\vec{\sigma}} \vec{h}$$

орбитальный (электромагнитный) механизм обменный (парамагнитный) механизм Электромагнитное взаимодействие.

Управление сверхпроводимостью в SF системах посредством орбитального эффекта.

# Localized superconducting channels. Domain wall superconductivity



### Феноменологическая теория сверхпроводимости Гинзбурга-Ландау

Параметр порядка 
$$\Psi = \sqrt{\frac{n_s}{2}} e^{i\varphi}$$
 Плотность сверхпроводящих электронов

Для медленных изменений параметра порядка в пространстве:

Свободная энергия

ободная энергия 
$$F = F_n + \int \left( \frac{\hbar^2}{4m} |\nabla \Psi|^2 + a |\Psi|^2 + \frac{b}{2} |\Psi|^4 \right) dV$$
  
Свободная энергия  $a = \alpha (T - T_c)$ 

Равновесный параметр порядка в однородном сверхпроводнике

$$\left|\Psi\right|^2 = \frac{\alpha(T_c - T)}{b}$$

#### Включаем магнитное поле:

Требование калибровочной инвариантности

$$\nabla \Psi \to \nabla \Psi - \frac{2ie}{\hbar c} \vec{A} \Psi$$

$$\widetilde{F} = F_n + \int \left( \frac{\hbar^2}{4m} \left\| \left( \nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \vec{A} \right) \Psi \right\|^2 + a \left| \Psi \right|^2 + \frac{b}{2} \left| \Psi \right|^4 + \left| \frac{\vec{B}^2}{8\pi} + \frac{\vec{B}\vec{H}}{4\pi} \right| dV$$

$$\xrightarrow{\text{Энергия}}_{\text{магнитного}} \stackrel{\text{При}}{\text{поля}} \xrightarrow{\text{заданном}}_{\text{поле}} \vec{H}$$

Вариация функционала



$$-\frac{\hbar^2}{4m} \left( \nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \vec{A} \right)^2 \Psi + a\Psi + b |\Psi|^2 \Psi = 0$$
$$rot \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$$

$$\vec{j} = -\frac{ie\hbar}{2m} \left( \Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^* \right) - \frac{2e^2}{mc} \left| \Psi \right|^2 \vec{A}$$

$$\vec{j} = \frac{e\hbar}{m} |\Psi|^2 \left( -\frac{2e}{\hbar c} \vec{A} + \nabla \varphi \right)$$
$$\vec{j} = -\frac{e^2 n_s}{mc} \vec{A}$$
 Уравнение Лондонов

Граничные условия

**I-S** 

$$\vec{n} \left( \nabla \Psi - \frac{2ie}{\hbar c} \vec{A} \Psi \right) = 0$$

*N-S* 

 $\Psi = 0$ 

Electromagnetic (orbital) mechanism. Phenomenological Ginzburg-Landau theory



Thin superconducting films: Only  $B_z$  field component is important

**Assumption: Domain walls are pinned** 

### Superconductivity nucleation in S/F bilayers



#### Superconductivity nucleation at an isolated domain wall



#### Superconducting nucleus in a periodic domain structure in an external field

 $H \neq 0$ 





# Зарождение сверхпроводимости в неоднородном магнитном поле: эксперимент



# Визуализация доменной сверхпроводимости посредством низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии





#### ARTICLE

Received 3 Dec 2012 | Accepted 22 Jul 2014 | Published 28 Aug 2014

DOI: 10.1038/ncomms5766

OPEN

# Visualizing domain wall and reverse domain superconductivity

M. lavarone<sup>1</sup>, S.A. Moore<sup>1</sup>, J. Fedor<sup>1,†</sup>, S.T. Ciocys<sup>2</sup>, G. Karapetrov<sup>2</sup>, J. Pearson<sup>3</sup>, V. Novosad<sup>3</sup> & S.D. Bader<sup>3</sup>



**Figure 3** | **Emergence of superconductivity above a domain wall (sample B).** (a) Zero bias conductance map acquired at 2.0 K in zero applied field for sample B. The image shows spontaneous vortices produced by the underlying magnetic pattern. Scan area is  $900 \times 1,625 \text{ nm}^2$ . The image was obtained by acquiring several images of size  $600 \times 600 \text{ nm}^2$ . The inset shows the same image reported in **b**. The image is rotated and superimposed to **a** to show the field of view of **b** on a larger map. The vertical dashed lines indicate the position of the individual vortices. The white dashed square is the scan area in **b**. (**b**) Zero bias conductance map at T = 2.0 K and applied field H = 0 Oe in a smaller field of view. The scanning area is  $600 \times 600 \text{ nm}^2$ , scale bar, 100 nm. The dashed square in the image shows the field of view ( $300 \times 300 \text{ nm}^2$ ) for the zero bias conductance images shown in **c** T = 5.5 K, (**d**) T = 5.2 K, (**e**) T = 5.0 K and (**f**) T = 4.88 K (scale bar, 100 nm for **c-f**). The magnetic field is H = 0 Oe for all images. The white dashed line shows the approximate position of the domain wall. (**g**) Series of local tunnelling dl/dV spectra acquired across the dashed line in **d** at 5.2 K (tunnelling conditions V = -10 mV and I = 100 pA). The conductance maps are normalized to the conductance maps at V = -10 mV.

Генерация вихревых состояний за счет орбитального эффекта. Эффект Литтла-Паркса (по сути Ааронова-Бома)



## Superconducting films with arrays of ferromagnetic dots



Unusual behavior of  $T_c(H)$ :







FIG. 2. (Color online) (a) Superconducting transition  $T_c(H)$  of the Al film for different magnetic states of the dots. By increasing the magnetization a clear shift of  $T_c(H)$  and a decrease of  $T_c^{max}$  is observed. (b) Lateral dimension w of the nucleation of superconductivity as a function of the magnetization of the dots.

#### Little-Parks effect and multiquanta vortices in a hybrid S/F system Axially symmetric field profile

Example: magnetic dot (dipole) above S film



 $T_{c}$  (H) oscillations are caused by the quantization of flux through the area S



#### Джозефсоновский транспорт в поле магнитных частиц



Обменное взаимодействие.

Квантовая механика и интерференция квазичастиц в SF системах. Дальние сверхпроводящие корреляции в ферромагнетике.



## From proximity effect to Josephson effect.





#### Особенности эффекта близости в ферромагнетике

 $\delta \hat{H} = \vec{h} \, \hat{\vec{\sigma}}$   $h = exchange \ energy$ 



Damped oscillatory dependence of pair wave function in ferromagnets



# Состояние Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла (ЛОФФ - FFLO) (1964)



P. Fulde and R. A. Ferrell, Phys. Rev. 135, A550 (1964).
A. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ 47, 47 (1964).

<u>Теория ЛОФФ</u> L.N. Bulaevskii (1993) A.I. Buzdin, J.P.Brison (1996) A.I. Buzdin, H.Kachkachi (1997)

## Обменное взаимодействие: $\delta \hat{H} = \vec{h} \, \hat{\vec{\sigma}}$



2. Куперовские пары в слоистых структурах сверхпроводник - ферромагнетик


### Микротеория. Уравнения Боголюбова- де Жена

$$\left(\frac{\hbar^2 \left(\nabla - \frac{ie}{\hbar c}\vec{A}\right)^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} + U\right)u + \Delta v = (\varepsilon \pm \beta H)u$$
$$\left(\frac{\hbar^2 \left(\nabla + \frac{ie}{\hbar c}\vec{A}\right)^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} - U}{2m}\right)v + \Delta^* u = (\varepsilon \pm \beta H)v$$

Что такое оператор дельта?

Ответ 1: дельта – это именно тот параметр порядка, который появляется в теории типа Гинзбурга-Ландау

Ответ 2: дельта – это самосогласованное поле куперовских пар

Ответ 3: дельта – это вообще-то нелокальный оператор

$$\hat{\Delta}u = \int \Delta(\vec{r}_1, \vec{r}_2) u(\vec{r}_2) d\vec{r}_2$$

### Функции Грина. Уравнения Горькова.

$$G(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \sum_{\lambda} \frac{u_{\lambda}(\vec{r}_1)u_{\lambda}^*(\vec{r}_2)}{\varepsilon - \varepsilon_{\lambda}}$$

$$F(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \sum_{\lambda} \frac{v_{\lambda}(\vec{r}_1)u_{\lambda}^*(\vec{r}_2)}{\varepsilon - \varepsilon_{\lambda}}$$

$$\left(\hat{H}_{0} - \mu - \varepsilon\right)G(\vec{r}_{1}, \vec{r}_{2}) + \Delta(\vec{r}_{1})F(\vec{r}_{1}, \vec{r}_{2}) = -\delta(\vec{r}_{1} - \vec{r}_{2})$$

$$\left(\mu - \hat{H}_{0}^{*} - \varepsilon\right)F(\vec{r}_{1}, \vec{r}_{2}) + \Delta^{*}(\vec{r}_{1})G(\vec{r}_{1}, \vec{r}_{2}) = 0$$

### Как устроено квазиклассическое приближение в сверхпроводниках ?

$$\hat{\Psi} = (u, v) = \hat{\psi}e^{iS}$$











Квазиклассическое приближение. Уравнения Андреева.

$$\begin{pmatrix} -i\hbar \vec{V}_{F} \left( \nabla - \frac{ie}{\hbar c} \vec{A} \right) + U \end{pmatrix} u + \Delta v = (\varepsilon \pm \beta H) u$$
$$\begin{pmatrix} i\hbar \vec{V}_{F} \left( \nabla + \frac{ie}{\hbar c} \vec{A} \right) - U \end{pmatrix} v + \Delta^{*} u = (\varepsilon \pm \beta H) v$$
$$\textbf{Андреевское отражение}$$
$$Падающий \qquad Отраженная \\ Андреевское отраженная \\ Андреевское отраженная \\ Андреевское отражение \\ Отраженная \\ Отраженная \\ Отраженная \\ Андреевское отражение \\ Отраженная \\ Отраженная \\ Отраженная \\ Отраженный \\ Отра$$

# Квазиклассическое приближение в уравнениях для функций Грина.



Уравнения Эйленбергера.

Грязный предел.

$$\ell << \xi$$

Уравнения Узаделя.

## Теория Эйленбергера

$$\begin{bmatrix} -i\hbar \mathbf{v}_F \nabla \breve{g} - [\varepsilon \breve{\tau}_3 + \Sigma, \breve{g}] = 0 \end{bmatrix}$$
$$\breve{\Sigma} (\mathbf{R}; \mathbf{p}) = \begin{pmatrix} \Sigma_1 & \Sigma_2 \\ -\Sigma_2^+ & -\Sigma_1 \end{pmatrix} \qquad \breve{g} (\mathbf{R}; \mathbf{n}) = \begin{pmatrix} g & f \\ -f^+ & \overline{g} \end{pmatrix}$$
$$a + \overline{a} = 0 \qquad a^2 - ff^+ = 1$$

$$g + \overline{g} = 0, \quad g^2 - ff^+ = 1$$

$$-i\hbar \mathbf{v}_{F}\nabla g - \Sigma_{2}f^{+} - \Sigma_{2}^{+}f = 0$$
$$-i\hbar \mathbf{v}_{F}\nabla f - 2(\varepsilon + \Sigma_{1})f - 2\Sigma_{2}g = 0$$
$$i\hbar \mathbf{v}_{F}\nabla f^{+} - 2(\varepsilon + \Sigma_{1})f^{+} - 2\Sigma_{2}^{+}g = 0$$

Теория Узаделя

 $\ell << \xi$ 

 $f = \langle f \rangle + \vec{n}\vec{Q}$ 

 $-iD\nabla(g\nabla f - f\nabla g) + 2\varepsilon f - 2\Delta^* g = 0$ 

$$g^2 - ff^+ = 1$$

### Почему обменное взаимодействие подавляет сверхпроводящие корреляции?

$$-i\hbar v_F \hat{\tau}_z \frac{d}{dt} \hat{g} + \mathbf{h} (\mathbf{R} + \mathbf{tn}_F) \vec{\sigma} \hat{g} + \begin{pmatrix} 0 & \Delta(\mathbf{R} + t\mathbf{n}_F) \\ \Delta^*(\mathbf{R} + t\mathbf{n}_F) & 0 \end{pmatrix} \hat{g} = \epsilon \hat{g} \qquad \delta \hat{H} = \vec{h} \hat{\sigma}$$
electrons
holes
$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} e^{it/\xi_h} \\ e^{-it/\xi_h} \end{pmatrix}$$
Interference length scale =  $\xi_h = \frac{\hbar V_F}{h}$ 
Unrepdependum траскторий квазичастии
$$\langle e^{i\varphi} \rangle \sim e^{-x/\xi_f} \qquad \xi_f = \sqrt{\frac{D}{h}} \checkmark 1-10nm$$



"О" & "π" неоднородные состояния: π - сверхпроводимость

## Джозефсоновский Пконтакт

$$I=I_c\sin(\varphi+\pi)=-I_c\sin(\varphi)$$

<u>Термин</u>: L.N.Bulaevskii, V.V.Kuzii, and A.A.Sobyanin (1977) <u>Теория</u>: А.И.Буздин, Л.Н.Булаевский, С.В.Панюков ( 1982);

А.И. Буздин, М.Ю. Куприянов (1991);

<u>Первая р</u>еализация: V.V.Rvazanov, et. al., PRL (2001)





А.И. Буздин и М.Ю. Куприянов, Письма в ЖЭТФ (1991)



V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, A.K. Feofanov, V.V. Ryazanov and A. I. Buzdin, PRL (2006)

## Спонтанный ток и магнитный поток в массивах 0-π контактов



Сканирующая СКВИД микроскопия

V.V.Ryazanov, et al., Nature Physics 2008

# SF структуры с однородным обменным полем



### Поперечное ЛОФФ состояние

$$\xi_f = \sqrt{\frac{\hbar D_f}{E_{ex}}} = \sqrt{\frac{D_f}{h}} \sim 10 - 50 \, A$$

Слабые ферромагнетики (F сплавы): CuNi; PdNi

F металлы (Со; Ni; Ру)

Ni: 
$$E_{ex} > 1000 K \to \xi_f < 10 A$$

 $\mathrm{Cu_xNi_{1-x}}: E_{ex} \sim 100 \, K \rightarrow \xi_f \sim 50 \, A$ 

### Experimental evidence for long – range proximity effect in some SF systems

### 1999- Petrashov at al Ni/Al



FIG. 1. Temperature dependence of the resistance for F/S junctions (curves 1 and 3) and adjacent superconducting wires (curves 2 and 4) taken at zero external magnetic field, the lines 1 and 2 for the sample FS1 (left axis); lines 3 and 4 for FS3 (right axis) at low F/S interface barrier resistance,  $R_b$ . Left inset: sample geometry, side and top views; the bar shows actual scale. Right inset: temperature dependence at high  $R_b$ .

# 1998- M.Giroud, H.Courtois at al Co/Al



FIG. 2. Temperature dependence of the resistance of samples 1 and 2. Sample 1 has one Al island in contact with the Co loop, sample 2 has two. The normal-state resistance, respectively, 96.09  $\Omega$  and 98.35  $\Omega$ , has been subtracted. Bias current 0.1  $\mu$ A.

## Экспериментальные указания на большую длину проникновения

сверхпроводящих корреляций в ферромагнетик



ARTICLES PUBLISHED ONLINE: 21 MARCH 2010 | DOI: 10.1038/NPHYS1621

# Interplay between superconductivity and ferromagnetism in crystalline nanowires

Jian Wang<sup>1,2</sup>\*, Meenakshi Singh<sup>1,2</sup>, Mingliang Tian<sup>1,2</sup>, Nitesh Kumar<sup>1,2†</sup>, Bangzhi Liu<sup>3</sup>, Chuntai Shi<sup>1,2†</sup>, J. K. Jain<sup>1,2</sup>, Nitin Samarth<sup>1,2</sup>, T. E. Mallouk<sup>1,2,4</sup> and M. H. W. Chan<sup>1,2</sup>\*

### **W-Co-W** junctions



### Противоречие в оценке длины проникновения сверхпроводящих корреляций



Figure 1 | TEM characterization and transport measurement of a 40 n Co nanowire, with  $L = 0.6 \,\mu\text{m}$ . a, An oxide shell is found surrounding the crystalline core. The fast Fourier transform of the core (inset) shows a hexagonal close-packed [ $2\bar{1}\bar{1}3$ ] zone pattern and [0001] growth direce b, Zero resistance is found below 3.5 K. The inset is a scanning electron micrograph of the Co nanowire contacted by four FIB-deposited superconducting W electrodes. c, Voltage versus current curves of the (nanowire measured at different perpendicular magnetic fields at 1.8 K. 1 lengths of the nanowires (L) in this article are defined to be the distance between the inner edges of the voltage electrodes. The resistance at 6 k 193  $\Omega$  and the resistivity ( $\rho$ ) of the wire, assuming an oxide shell of 2 nn 32  $\mu\Omega$  cm.



### Long-range superconducting proximity effect in polycrystalline Co nanowires

M. Kompaniiets,<sup>1</sup> O. V. Dobrovolskiy,<sup>1,2,a)</sup> C. Neetzel,<sup>3</sup> F. Porrati,<sup>1</sup> J. Brötz,<sup>3</sup> W. Ensinger,<sup>3</sup> and M. Huth<sup>1</sup> <sup>1</sup>Physikalisches Institut, Goethe-University, 60438 Frankfurt am Main, Germany <sup>2</sup>Department of Physics, V. Karazin National University, 61077 Kharkiv, Ukraine

<sup>3</sup>Department of Materials Science, TU Darmstadt, 64287 Darmstadt, Germany

(Received 27 November 2013; accepted 21 January 2014; published online 4 February 2014)

We report experimental evidence of a long-range superconducting proximity effect in polycrystalline Co nanowires in contact with a superconducting W-based floating electrode (inducer). For electrical resistance measurements, voltage leads were connected to the Co nanowire on both sides of the superconducting inducer at a distance of 7.2  $\mu$ m. We observed a 28% reduction of the nanowire resistance when sweeping the temperature below the inducer's transition temperature  $T_c = 5.2$  K. Our analysis of the resistance data shows that the superconducting proximity length in polycrystalline Co is as large as 1  $\mu$ m at 2.4 K, attesting to a long-range proximity effect. Moreover, this long-range proximity effect is insusceptible to magnetic fields up to 11 T, which is indicative of spin-triplet pairing. Our results provide evidence that magnetic inhomogeneity of the ferromagnet enlarges the spatial extend of the spin-triplet superconducting proximity effect. © 2014 AIP Publishing LLC. [http://dx.doi.org/10.1063/1.4863980]

### *Experimental evidence for long – range proximity effect in some SF systems*

### 2006- R.Keizer at al CrO2 – half metal



Figure 2 | Observed superconducting transport properties of the superconductor- $CrO_2$ -superconductor system. a, Typical current–voltage (*I–V*) characteristic at temperature T = 1.6 K: a zero resistance supercurrent branch is clearly visible (for larger critical currents the current–voltage characteristic is hysteretic, see inset). Similar data have been observed in 10 different samples, some of which had several devices in series. From device to device a spread of critical current of less than 2 orders of magnitude is found. The magnitude of  $I_cR_N$  (the product of the critical current,  $I_{c}$ , and the normal state resistance,  $R_N$ ) is for all junctions smaller than 4 mV (twice the estimated gap size of the NbTiN), and typically 10–300  $\mu$ V, for nominal junction lengths, L, of 0.3–1  $\mu$ m. **b**, Critical current as a function of



# *Experimental evidence for long – range proximity effect in CrO2*

*2010* 

#### Long-range supercurrents through half-metallic ferromagnetic CrO<sub>2</sub>

M. S. Anwar,<sup>1,\*</sup> F. Czeschka,<sup>2</sup> M. Hesselberth,<sup>1</sup> M. Porcu,<sup>3</sup> and J. Aarts<sup>1,†</sup> <sup>1</sup>Kamerlingh Onnes Laboratorium, Leiden University, P.O. Box 9504, 2300 RA Leiden, The Netherlands <sup>2</sup>Walther Meissner Institute, D-85748 Garching, Germany <sup>3</sup>Kavli Institute of Nanoscience, Delft University of Technology, Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft, The Netherlands (Received 9 August 2010; published 3 September 2010)

We report on measurements of supercurrents through the half-metallic ferromagnet  $CrO_2$  grown on hexagonal  $Al_2O_3$  (sapphire). The current was observed to flow over a distance of 700 nm between two superconducting amorphous  $Mo_{70}Ge_{30}$  electrodes which were deposited on the  $CrO_2$  film. The critical current  $I_c$  increases as function of decreasing temperature. Upon applying an in-plane magnetic field,  $I_c$  goes through a maximum at the rather high field of 80 mT. We believe this to be a long-range proximity effect in the ferromagnet, carried by odd-frequency pairing correlations.

### Возможный путь: генерация триплетных куперовских пар



Резкие доменные стенки с коллинеарным и неколлинеарным распределениями намагниченности. Грязный и чистый пределы.

### Грязный предел



Нет дальних триплетных корреляций Есть дальние триплетные корреляции

### Чистый предел



$$2D: \delta I = \frac{e\Delta_0^2 k_F \xi_f}{2\pi\hbar T} \sin\varphi \left( \sin(d/\xi_f) - \frac{d^2}{\xi_f^2} \int_{d/\xi_f}^{\infty} \frac{\sin y}{y^3} dy \right)$$
  
$$\alpha = \pi$$
  
$$3D: \quad \delta I \simeq \frac{e\Delta_0^2 k_F^2 \xi_f L_y}{2\pi^2\hbar T} \sqrt{\frac{\pi\xi_f}{2d}} \cos(d/\xi_f + \pi/4) \sin\varphi$$

$$\delta I(\alpha) = \sin^2 \frac{\alpha}{2} \cdot \delta I(\pi)$$

Интерференция квазичастиц и компенсация фазовых сдвигов

$$j(\phi) = \sum a_n \sin n\phi_i$$

$$d_1 = d_2$$

1-ая гармоника в ток-фазовом соотношении





Не зависит от обменного поля

$$d_1 \neq d_2$$

2-ая гармоника в ток-фазовом соотношении может доминировать

$$\delta I_{c2} = \frac{a_2 \sin^2 \alpha}{2} \sin 2\varphi$$

Подавление интерференции квазичастиц без доменной структуры. Спин орбитальное взаимодействие. Зависящее от квазиимпульса обменное поле.



Подавление интерференции квазичастиц без доменной структуры. Мезоскопические флуктуации

$$\delta I = \sqrt{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}.$$



### Josephson current through a ferromagnetic wire

The mechanism is based on the dependence of the exchange energy  $H_{ex}$  of the band electrons on the quasi-momentum (k) orientation.



$$\hat{H}_{ex} = \mathbf{h}(\mathbf{k})\hat{\sigma} = \sum_{ij} \beta_{ij}(\mathbf{k})h_{0i}\sigma_j$$

✓Spin-orbit interaction inside ferromagnet;

 $\checkmark$  Absence of the system anisotropy described by a polar vector;

$$\vec{h}=\vec{h}_0+\beta_{so}\frac{(\vec{h}_0,\vec{k})\,\vec{k}}{k_F^2}$$

Multiple reflections of electrons from the wire surface

Periodic exchange field:  $\frac{2D}{\sin\theta}$ 

Model:

 $\vec{h}(\theta) = \vec{x}_0 h_0 + \vec{y}_0 h_y(s)$ 

$$h_y(s) = \pm \beta_{so} h_0 \sin \theta \cos \theta$$

### **Induced superconducting gap**



Виды сверхпроводящего спаривания.

$$\Delta_{\alpha\beta} = \frac{1}{4} U_{\alpha\beta,\delta\gamma}(\mathbf{r},\mathbf{r}') \sum_{n} \left(1 - 2f(\epsilon_n)\right) \left(v_{\gamma,n}^*(\mathbf{r})u_{\delta,n}(\mathbf{r}') - v_{\delta,n}^*(\mathbf{r}')u_{\gamma,n}(\mathbf{r})\right)$$

$$\Delta_{\alpha\beta}\left(\vec{r}_{1},\vec{r}_{2}\right) = \Delta_{\alpha\beta}\left(\vec{r},\vec{R}\right)$$

 $\vec{r} = \vec{r_1} - \vec{r_2}$  $\vec{R} = \frac{\vec{r_1} + \vec{r_2}}{2}$ 

Internal momentum

 $\left(\vec{k},\vec{R}\right)$  $\Delta_{\alpha\beta}$ 

Ginzburg-Landau variable



Возможно ли изменение типа индуцированного сверхпроводящего спаривания? Можем ли мы управлять типом спаривания? Т.е. волновой функцией куперовской пары

$$F_{\alpha\beta}(r,r')$$

**Nanowires with strong Zeeman field and strong spin-orbit coupling** 



Fig. 4.1 Normal-state dispersions of the quantum wire in (a) the Kitaev limit, (b) the topological insulator limit without Zeeman field, and (c) the topological insulator limit with Zeeman field.

$$H \simeq \left(\frac{p^2}{2m} - \mu\right) \tau_z - \frac{up}{B} \Delta \tau_x.$$

$$H \simeq up\sigma_x\tau_z - B\sigma_z + \Delta\tau_x$$
$$E_p = \pm \sqrt{(up)^2 + (B \pm \Delta)^2},$$

Локализованные краевые состояния с энергией внутри сверхпроводящей щели (майорановские моды)



**Criterion of nontrivial topology:** 

$$B > \sqrt{\mu^2 + \Delta^2}$$

Kitaev chain.

$$H = \sum_{i} -t(c_{i}^{\dagger}c_{i+1} + c_{i+1}^{\dagger}c_{i}) - \mu c_{i}^{\dagger}c_{i} + \Delta c_{i}c_{i+1} + \Delta^{*}c_{i+1}^{\dagger}c_{i}^{\dagger}$$

$$H_{BdG}(k) = \tau_{z}(2t\cos k - \mu) + \tau_{x}\Delta \sin k = \mathbf{d}(k) \cdot \vec{\tau}$$

$$|\mu| \ge 2t \text{ Topologically trivial phase}$$

$$|\mu| \le 2t \text{ Topologically nontrivial phase}$$

$$|\mu| \le 2t \text{ Topologically nontrivial phase}$$

$$\mathbf{L}dge \text{ states}$$

Электродинамический отклик SF структур

## Электродинамика SF структур

## Электромагнитный отклик гибридной SF структуры





# Адекватный эксперимент: Экранировка магнитного поля, измерения импеданса
## **Meissner effect and London equation**

Meissner response can not be paramagnetic?

$$-\frac{\hbar^2}{4m} \left( \nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \vec{A} \right)^2 \Psi + a\Psi + b |\Psi|^2 \Psi = 0$$
$$rot \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$$

$$\vec{j} = -\frac{ie\hbar}{2m} \left( \Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^* \right) - \frac{2e^2}{mc} \left| \Psi \right|^2 \vec{A}$$

$$\vec{j} = \frac{e\hbar}{m} |\Psi|^2 \left( -\frac{2e}{\hbar c} \vec{A} + \nabla \varphi \right)$$
$$\vec{j} = -\frac{e^2 n_s}{mc} \vec{A} \quad London \ equation$$

Boundary conditions



**N-S** 

 $\Psi = 0$ 

## Eilenberger equations

$$\begin{aligned} -i\hbar \mathbf{v}_F \nabla \breve{g} - [\varepsilon \breve{\tau}_3 + \Sigma, \breve{g}] &= 0 \\ \breve{\Sigma} (\mathbf{R}; \mathbf{p}) &= \begin{pmatrix} \Sigma_1 & \Sigma_2 \\ -\Sigma_2^+ & -\Sigma_1 \end{pmatrix} & \breve{g} (\mathbf{R}; \mathbf{n}) &= \begin{pmatrix} g & f \\ -f^+ & \overline{g} \end{pmatrix} \\ g + \overline{g} &= 0, \quad g^2 - ff^+ = 1 \end{aligned}$$

$$-i\hbar\mathbf{v}_{F}\nabla g - \Sigma_{2}f^{+} - \Sigma_{2}^{+}f = 0$$
$$-i\hbar\mathbf{v}_{F}\nabla f - 2(\varepsilon + \Sigma_{1})f - 2\Sigma_{2}g = 0$$
$$i\hbar\mathbf{v}_{F}\nabla f^{+} - 2(\varepsilon + \Sigma_{1})f^{+} - 2\Sigma_{2}^{+}g = 0$$

Usadel theory

 $\ell << \xi$ 

 $f = \langle f \rangle + \vec{n}\vec{Q}$ 

 $-iD\nabla(g\nabla f - f\nabla g) + 2\varepsilon f - 2\Delta^* g = 0$ 

$$g^2 - ff^+ = 1$$

## **Electromagnetic response of SN structures**

Solid State Communications, Vol. 41, No. 7, pp. 533-536, 1982. Printed in Great Britain.

0038-1098/82/070533-04\$02.00/0 Pergamon Press Ltd.

#### MEISSNER EFFECT IN SUPERCONDUCTOR-NORMAL METAL PROXIMITY SANDWICHES

A.D. Zaikin

P.N. Lebedev Physical Institute of the USSR Academy of Sciences, Moscow, USSR





FIG. 2. The temperature dependence of the ratio  $\lambda_N(0)/\lambda_N(T)$  for the angle-dependent transmission of the form (19) and  $t_0 = 1/[(2 U_0^2/v_F^2) + 1] = 0.2, 0.5, 0.8$ , and 0.99 (left to right).

## **Electromagnetic response of SF structures**

## Парамагнитный эффект Мейсснера



## **Локальный парамагнитный отклик** Изменение знака сверхтекучей плотности?

$$\lambda^{-2} = \frac{16\pi^2 T_c}{d_0} \sum_{n=0}^{\infty} \int \sigma \left( |f_s|^2 - |\vec{f}_t|^2 \right) dx$$

### **Manifestation of proximity effect in electrodynamic response**



## FIG. 2. (Color online) $T_C$ (squares) and $\lambda^{-2}(0)$ (circles) vs $d_{Ni}$ for Nb/Ni bilayers with $d_{Nb}=102$ Å.

## London penetration depth of S/F bilayers

Experiment : Lemberger et al. , J. Appl. Phys. (2008). Measurable quantity: integrated (over the system thickness) screening length.

Theory : Houzet, Meyer, PRB (2009). Slightly non-monotonous dependence of  $\lambda^{-2}$  vs d<sub>F</sub>

## 0-pi transition in the electromagnetic response of SFS structures



## Экранирующие свойства Nb/PdNi/Nb: эксперимент

H = 0



Возвратная зависимость  $\Delta \lambda_{eff}(T)$  - это проявление перехода между 0 и  $\pi$  состояниями SFS структуры ?

N.Pompeo, et al., PRB 90, 064510 (2014)

## Экранирующие свойства SFS структур в окрестности 0-π перехода: теория





ной функцией (сплошная и пунктирная линии).

$$j_{ex} = \begin{cases} j_c^{\pi}(T_c), & d_s < d_s^* \\ j_c^0(T_c), & d_s \ge d_s^* \end{cases} \quad \square \qquad \square \qquad T_c = T_c^{0,\pi} - \delta T_c^{0,\pi}$$

## **Electromagnetic proximity effect**

## **Inverse proximity effect in S/F bilayers. Electron spin polarization near the surface.**



Bergeret, F. S., Volkov, A. F. & Efetov, K. B. Induced ferromagnetism due to superconductivity in superconductor-ferromagnet structures. *Phys. Rev. B* 69, 174504 (2004).
Bergeret – Volkov – Efetov, EPL 2004)

$$\begin{split} E &\sim -\frac{\Delta^2}{E_F} n \\ M &\sim n \frac{\Delta}{E_F} \frac{\partial \Delta}{\partial H} \sim \mu_B \frac{T_c}{h} \frac{T_c}{E_F} n \\ M &= -\frac{\partial E}{\partial H} \end{split}$$

## Inverse proximity effect in S/F bilayers. Experiment.

PRL 102, 087003 (2009) PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending 27 FEBRUARY 2009

#### Experimental Observation of the Spin Screening Effect in Superconductor/Ferromagnet Thin Film Heterostructures

R. I. Salikhov, I. A. Garifullin,\* and N. N. Garif'yanov Zavoisky Physical-Technical Institute, Kazan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, 420029 Kazan, Russia

> L.R. Tagirov Kazan State University, 420008 Kazan, Russia

K. Theis-Bröhl, K. Westerholt, and H. Zabel Institut für Experimentalphysik/Festkörperphysik, Ruhr-Universität Bochum, D-44780 Bochum, Germany

We have studied the nuclear magnetic resonance (NMR) of <sup>51</sup>V nuclei in the superconductor/ ferromagnet thin film heterostructures  $Pd_{1-x}Fe_x/V/Pd_{1-x}Fe_x$  and Ni/V/Ni in the normal and super-

## **Some experimental puzzles**



M. G. Flokstra<sup>1</sup>\*, N. Satchell<sup>2</sup>, J. Kim<sup>2</sup>, G. Burnell<sup>2</sup>, P. J. Curran<sup>3</sup>, S. J. Bending<sup>3</sup>, J. F. K. Cooper<sup>4</sup>, C. J. Kinane<sup>4</sup>, S. Langridge<sup>4</sup>, A. Isidori<sup>5</sup>, N. Pugach<sup>5,6</sup>, M. Eschrig<sup>5</sup>, H. Luetkens<sup>7</sup>, A. Suter<sup>7</sup>, T. Prokscha<sup>7</sup> and S. L. Lee<sup>1</sup>



#### PHYSICAL REVIEW LETTERS 120, 247001 (2018)

#### Editors' Suggestion

Observation of Anomalous Meissner Screening in Cu/Nb and Cu/Nb/Co Thin Films

M. G. Flokstra,<sup>1\*</sup> R. Stewart,<sup>1</sup> N. Satchell,<sup>2</sup> G. Burnell,<sup>3</sup> H. Luetkens,<sup>4</sup> T. Prokscha,<sup>4</sup> A. Suter,<sup>4</sup> E. Morenzoni,<sup>4</sup> S. Langridge,<sup>2</sup> and S. L. Lee<sup>1</sup> <sup>1</sup>School of Physics and Astronomy, SUPA, University of St. Andrews, St. Andrews KY16 9SS, United Kingdom <sup>2</sup>ISIS, Rutherford Appleton Laboratory, Oxfordshire OX11 0QX, United Kingdom <sup>3</sup>School of Physics and Astronomy, University of Leeds, Leeds LS2 9JT, United Kingdom <sup>4</sup>Labor für Myonspinspektroskopie, Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland

(Received 3 March 2018; published 14 June 2018)

Some experimental puzzles. Too large length of the magnetic field penetration

Pis'ma v ZhETF, vol. 98, iss. 2, pp. 116–120

© 2013 July 25

On the feasibility to study inverse proximity effect in a single S/F bilayer by polarized neutron reflectometry

Yu. N. Khaydukov<sup>a, b1</sup>), B. Nagy<sup>c</sup>, J.-H. Kim<sup>b</sup>, T. Keller<sup>b</sup>, A. Rühm<sup>d</sup>, Yu. V. Nikitenko<sup>e</sup>, K. N. Zhernenkov<sup>f</sup>, J. Stahn<sup>g</sup>, L. F. Kiss<sup>c</sup>, A. Csik<sup>h</sup>, L. Bottyán<sup>c</sup>, V. L. Aksenov<sup>a,e,i</sup>

 $V(40\,nm)/Fe(1\,nm)$ 

ЖЭТФ, 2016, том 149, вып. 4, стр. 852–863

© 2016

#### МАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ НА ГРАНИЦЕ КУПРАТНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА С ОКСИДНЫМ СПИНОВЫМ КЛАПАНОМ

Г. А. Овсянников <sup>a,b\*</sup>, В. В. Демидов <sup>a</sup>, Ю. Н. Хайдуков <sup>c,d</sup>, Л. Мустафа <sup>c</sup>, К. И. Константинян <sup>a</sup>, А. В. Калабухов <sup>b,d</sup>, Д. Винклер <sup>b</sup> Electromagnetic proximity effect in S/F bilayers. No electron transfer Romagnetic field outside the ferromagnetic film



## Can the magnetic field (not just vector potential !) escape from ferromagnet to superconductor at large distances?



London equation  
$$\vec{j} = -\frac{e^2 n_s}{mc} \vec{A}$$





 $\frac{\partial A_{y}}{\partial x}\Big|_{x=-d_{s}} = 0 \qquad \frac{\partial A_{y}}{\partial x}\Big|_{x=d_{F}} = 0 \qquad A_{y} = A(x) + 4\pi M x h(x)$ 

## Spontaneous currents in S/F bilayers. Electromagnetic proximity effect.



## Paramagnetic Meissner effect in dirty S/F bilayers



Local paramagnetic response

## **Meissner effect in clean S/F bilayers**



$$\mathbf{j}_s(x) = -\frac{c}{4\pi} \int \mathbf{A}(x') K(x, x') dx'$$

$$\begin{split} Q &= \int_{-x_0}^{d_f} dx \int_0^{d_f} dx' x' \left[ K(x,x') - \lambda_0^{-2} \delta(x-x') \theta(-x) \right] \\ Q &= \Gamma \left( \frac{Td_f}{\hbar v_F} \right)^2 \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0} \frac{T}{\Omega} \left\langle \frac{v_y^2}{v_F^2} \frac{1 + kd_f}{\cosh^2(pd_f + \chi)} \right\rangle \\ \\ \end{split}$$

$$\end{split}$$
where  $\Omega &= \sqrt{\omega^2 + \Delta^2}, \ \sinh \chi = \omega/\Delta, \ k = 2\Omega/\hbar |v_x|, \ p = 2(\omega + i\hbar)/\hbar |v_x| \\ \Gamma &= 8\pi^2 e^2 \nu_0 \hbar^2 v_F^4 / (c^2 T^2). \end{split}$ 

## Effect of misalignment of magnetic moments (clean limit)



FIG. 3. The profiles of the spontaneous magnetic field in the superconductor-ferromagnet-ferromagnet trilayer when the magnetic moments in the two F layers are (a) parallel to each other and (b) perpendicular to each other.



FIG. 5. The dependencies of magnetic kernels Q for clean S/F<sub>1</sub>/F<sub>2</sub> structure with identical thicknesses of the ferromagnets, i.e.,  $d_1 = d_2$ , on  $d_1$ . Here,  $\xi_f = v_F/h$ . The green curve corresponds to  $Q_z$  for parallel orientation of magnetic moments, while the red and blue ones are  $Q_z$  and  $Q_y$  for perpendicular orientation, respectively. The parameters are  $\Delta = 2\pi T$  and  $h = 10\pi T$ . Here  $\Gamma = 8\pi^2 e^2 v_0 v_F^4/(c^2 T^2)$ .

## Effect of misalignment of magnetic moments (dirty limit)



FIG. 3. The profiles of the spontaneous magnetic field in the superconductor-ferromagnet-ferromagnet trilayer when the magnetic moments in the two F layers are (a) parallel to each other and (b) perpendicular to each other.



FIG. 3. Spontaneous magnetic field at the  $S/F_1$  interface induced due to the electromagnetic proximity effect as a function of the  $F_1$  layer thickness. Green (red) curve corresponds to the parallel (perpendicular) orientation of the magnetic moments in the ferromagnetic layers.



# Remotely induced magnetism in a normal metal using a superconducting spin-valve

M. G. Flokstra<sup>1\*</sup>, N. Satchell<sup>2</sup>, J. Kim<sup>2</sup>, G. Burnell<sup>2</sup>, P. J. Curran<sup>3</sup>, S. J. Bending<sup>3</sup>, J. F. K. Cooper<sup>4</sup>, C. J. Kinane<sup>4</sup>, S. Langridge<sup>4</sup>, A. Isidori<sup>5</sup>, N. Pugach<sup>5,6</sup>, M. Eschrig<sup>5</sup>, H. Luetkens<sup>7</sup>, A. Suter<sup>7</sup>, T. Prokscha<sup>7</sup> and S. L. Lee<sup>1</sup>



For our experiments we use superconducting spin-valve structures Au(x)/Nb(50)/Co(2.4)/Nb(3)/Co(1.2)/IrMn(4)/Co(3)/Ta(7.5)/Si-substrate with numbers indicating the layer thicknesses in nm and <math>x = 5 or 70. They consist of an S/F interface with an



# Manifestation of the electromagnetic proximity effect in superconductor-ferromagnet thin film structures ()

Cite as: Appl. Phys. Lett. **115**, 072602 (2019); doi: 10.1063/1.5114689 Submitted: 11 June 2019 · Accepted: 26 July 2019 · Published Online: 14 August 2019



M. G. Flokstra,<sup>1,a)</sup> (p R. Stewart,<sup>1</sup> N. Satchell,<sup>2,3</sup> (p G. Burnell,<sup>3</sup> (p H. Luetkens,<sup>4</sup> T. Prokscha,<sup>4</sup> (p A. Suter,<sup>4</sup> E. Morenzoni,<sup>4</sup> S. Langridge,<sup>2</sup> and S. L. Lee<sup>1</sup>

#### AFFILIATIONS

<sup>1</sup>School of Physics and Astronomy, SUPA, University of St. Andrews, St. Andrews KY16 9SS, United Kingdom <sup>2</sup>ISIS, Rutherford Appleton Laboratory, Oxfordshire OX11 0QX, United Kingdom

<sup>3</sup>School of Physics and Astronomy, University of Leeds, Leeds LS2 9JT, United Kingdom

<sup>4</sup>Labor für Myonspinspektroskopie, Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland



FIG. 1. Top panel: Muon stopping profiles for the Cu/Nb/Co trilayer for several implantation energies with their respective average implantation depth marked of the x axis. For E = 20 keV and above, the profiles extend into the Si substrate (not shown). Bottom panel:  $LE\mu SR$  results showing the flux profiles (solid lines) an averages (round symbols) obtained for a Cu/Nb bilayer (NS) and Cu/Nb/Co trilayer (NSF). Open (closed) symbols correspond to measurements taken at T = 101 (2.5 K). The data used are the same as the set II of Ref. 26.

### Magnetic proximity effect in Nb/Gd superlattices seen by neutron reflectometry

 Yu. N. Khaydukov,<sup>1,2,3</sup> E. A. Kravtsov,<sup>4,5</sup> V. D. Zhaketov,<sup>6</sup> V. V. Progliado,<sup>4</sup> G. Kim,<sup>1</sup> Yu. V. Nikitenko,<sup>6</sup> T. Keller,<sup>1,2</sup> V. V. Ustinov,<sup>4,5</sup> V. L. Aksenov,<sup>6</sup> and B. Keimer<sup>1</sup>
 <sup>1</sup>Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstraße 1, D-70569 Stuttgart, Germany
 <sup>2</sup>Max Planck Society Outstation at the Heinz Maier-Leibnitz Zentrum (MLZ), D-85748 Garching, Germany
 <sup>3</sup>Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119991, Russia
 <sup>4</sup>Institute of Metal Physics, Ekaterinburg 620180, Russia
 <sup>5</sup>Ural Federal University, Ekaterinburg 620002, Russia



 $[Gd(d_F)/Nb(25 \text{ nm})]_{12}$  superlattices

# Josephson-type experiment to observe electromagnetic proximity effect



FIG. 4. Shift in the Fraunhofer critical current oscillations for the Josephson junction with one electrode being covered by the ferromagnetic layer.

### LONG-RANGED SUPERCONDUCTIVITY CONTROL OF THE MAGNETIC STATE IN F1/S/F2 STRUCTURES



FIG. 8. The magnetic states and the corresponding magnetic field profiles in different  $F_1/S/F_2$  structures. The electromagnetic proximity effect controls the magnetic state of two ferromagnets: in the case when electromagnetic kernels  $Q_{F_1}$  and  $Q_{F_2}$  of the  $F_1$  and  $F_2$  layers are positive antiparallel magnetic configuration is more favorable.

## Key point

long-range electromagnetic proximity effect



## Modulated superconducting states along the layers. FFLO

## **Paramagnetic Meissner effect and the FFLO instability**

$$F_{A} = \int \Lambda \left( \vec{A} - \frac{\Phi_{0}}{2\pi} \nabla \varphi \right)^{2} dV$$
$$\int \vec{A} = 0$$
$$F_{A} = \int \Lambda \left( \frac{\Phi_{0}}{2\pi} \nabla \varphi \right)^{2} dV \qquad \lambda^{-2} = \frac{4\pi e^{2} n_{s}}{m}$$

### The uniform ground state can be unstable!



A hallmark of the instability: vanishing Meissner effect

## Can in-plane FFLO states exist?



in-plane FFLO state: 
$$\Psi(x, y) = \sum_{Q} C_Q(x) e^{iQy}$$
  $Q_s = Q_f = Q$ 

Yu. A. Izumov, Yu. N. Proshin and M. G. Khusainov, UFN **172**, 113 (2002)

$$Q_s = 0 \quad Q_f \neq 0$$
 critique

Ya.V. Fominov, M.Yu. Kupriyanov and M.V. Feigelman, UFN **173**, 113 (2003)
# **FFLO state in S/F bilayers**



$$\frac{D}{2}\frac{\partial^2 \hat{f}}{\partial x^2} - \left(\omega_n + \frac{D}{2}k^2\right)\hat{f} - \frac{i}{2}\left(\vec{h}\hat{\vec{\sigma}}\hat{f} + \hat{f}\,\vec{h}\hat{\vec{\sigma}}\right) + \hat{\Delta} = 0$$

$$\Delta \ln \frac{T_c}{T_{c0}} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( \frac{\Delta}{|2n+1|} - \pi T_c f_{12}^S \right) = 0$$

#### **Stability of the FFLO state:**





#### **Other systems with in-plane FFLO instability**









## What happens below T<sub>c</sub>?



#### The idea about the low-temperature FFLO phase

$$\lambda^{-2}(T) = A(T_c - T) + B(T_c - T)^2 + \dots$$

 $A < 0 \implies$  FFLO instability at T = T<sub>c</sub>  $A > 0 \implies$  No FFLO at all?



## **Analytical results**

$$\lambda^{-2}(\Delta) = a \Delta^{2}(T) + b \Delta^{4}(T) + \dots$$

$$a > 0$$
  $b < 0$   $\square$  FFLO instability at  $\Delta^2(T) = \frac{a}{|b|}$ 



## **FFLO** states in S/F/N structures

$$\lambda^{-2} = \frac{16\pi^2 T_c}{d_0} \sum_{n=0}^{\infty} \int \sigma \left( |f_s|^2 - |\vec{f}_t|^2 \right) dx$$



## **FFLO** states in S/F/N structures

$$\lambda^{-2} = \frac{16\pi^2 T_c}{d_0} \sum_{n=0}^{\infty} \int \sigma \left( |f_s|^2 - |\vec{f}_t|^2 \right) dx$$



## Phase diagrams of the S/F/N sandwiches



#### Towards the experimental observation of the FFLO phase



## **Dependence of supercurrent on supervelocity**



### **Dependence of supercurrent on supervelocity**

$$J \sim \lambda^{-2} (v_s) v_s$$

$$\lambda^{-2} = a(v_s)\Delta^2(v_s) + b(v_s)\Delta^4(v_s)$$



Change of the sign of the third harmonic?

## **Summary**







• сверхпроводящие каналы, управляемые перестройкой доменной структуры

• неустойчивость ЛОФФ в слоистых структурах с сильным рассеянием и появление модулированной в плоскости слоев сверхпроводящей фазы

- механизмы дальних сверхпроводящих корреляций
- управление СВЧ импедансом в сверхпроводящих вентилях
- электромагнитный эффект близости