

***Эффект близости и андреевское отражение в
сверхпроводящих гибридных структурах.***

Лекция 2

А.С.Мельников

***АСТР МИПТ
IPM RAS***

◆ Что такое эффект близости?

план

◆ Андреевское отражение на границе нормальный металл - сверхпроводник.

◆ Транспорт заряда. Кондактанс границы нормальный металл – сверхпроводник.

◆ Транспорт тепла.

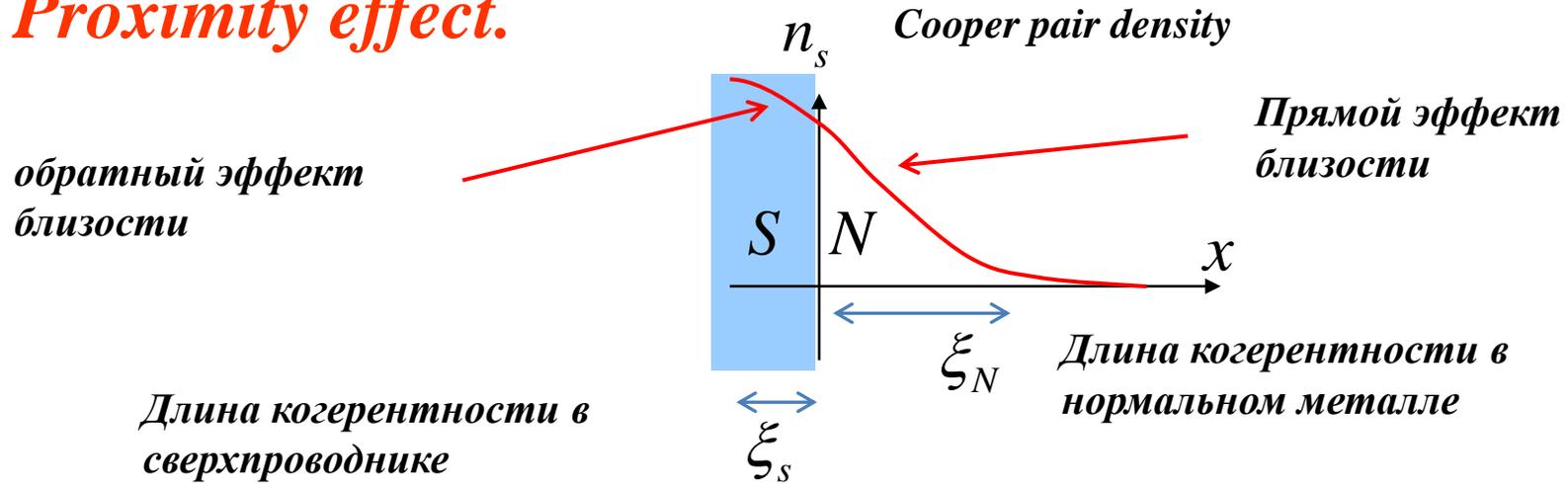
◆ Джозефсоновские системы. Связанные состояния. Ток.

◆ Квазичастицы в вихрях.

◆ Андреевские ямы, волноводы, интерферометры.

◆ Индуцированная сверхпроводимость. Майорановские состояния.

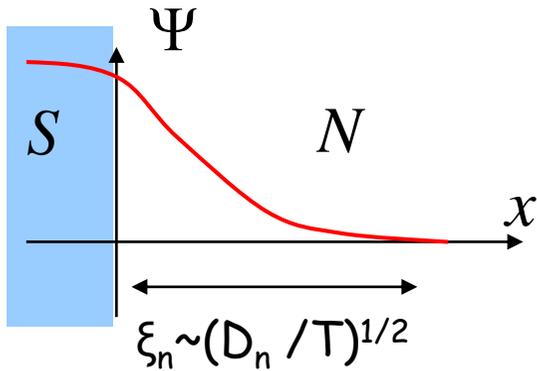
Proximity effect.



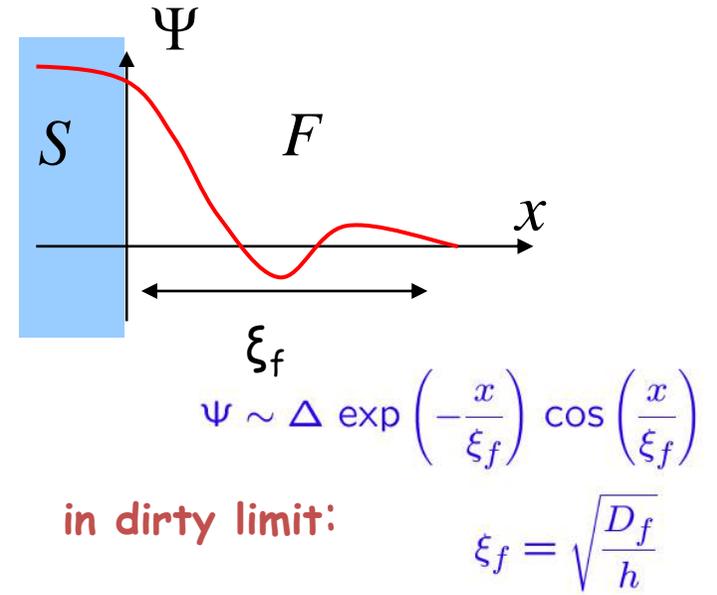
Особенности эффекта близости в ферромагнетике

$$\delta\hat{H} = \vec{h} \hat{\sigma}$$

$h = \text{exchange energy}$

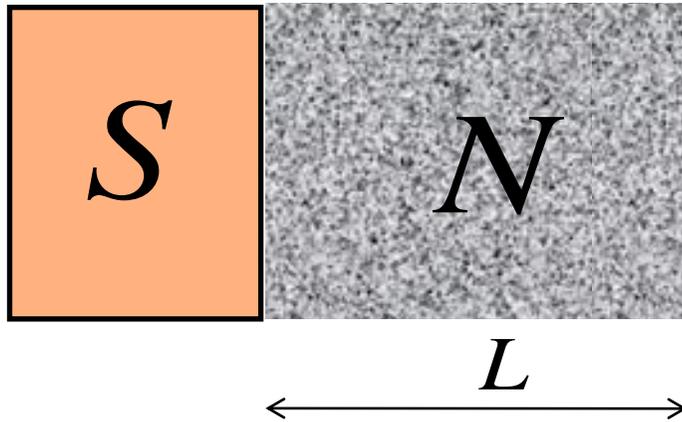


Damped oscillatory dependence of pair wave function in ferromagnets



Эффект близости.

Длина когерентности в нормальном металле.



$$\delta\varepsilon \sim \frac{\hbar V_F}{L}$$

$$\xi_N \sim \frac{\hbar V_F}{T}$$

*Баллистический
предел*

*Диффузионный
предел*

$$D = \frac{1}{3} V_F \ell$$

$$\delta\varepsilon \sim \frac{\hbar D}{L^2}$$

$$\xi_N \sim \sqrt{\frac{\hbar D}{T}}$$

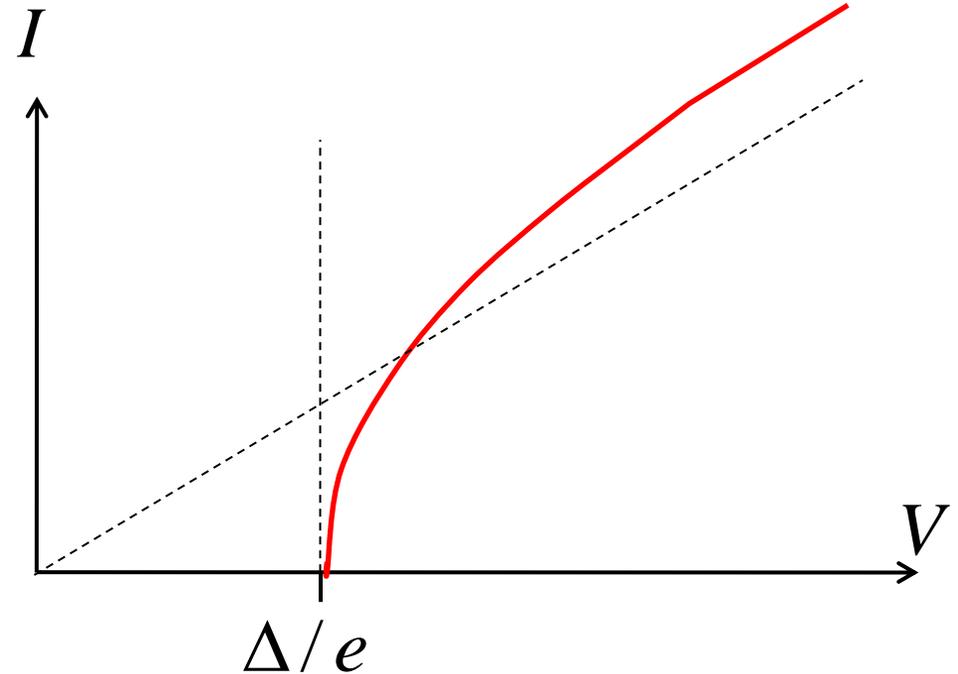
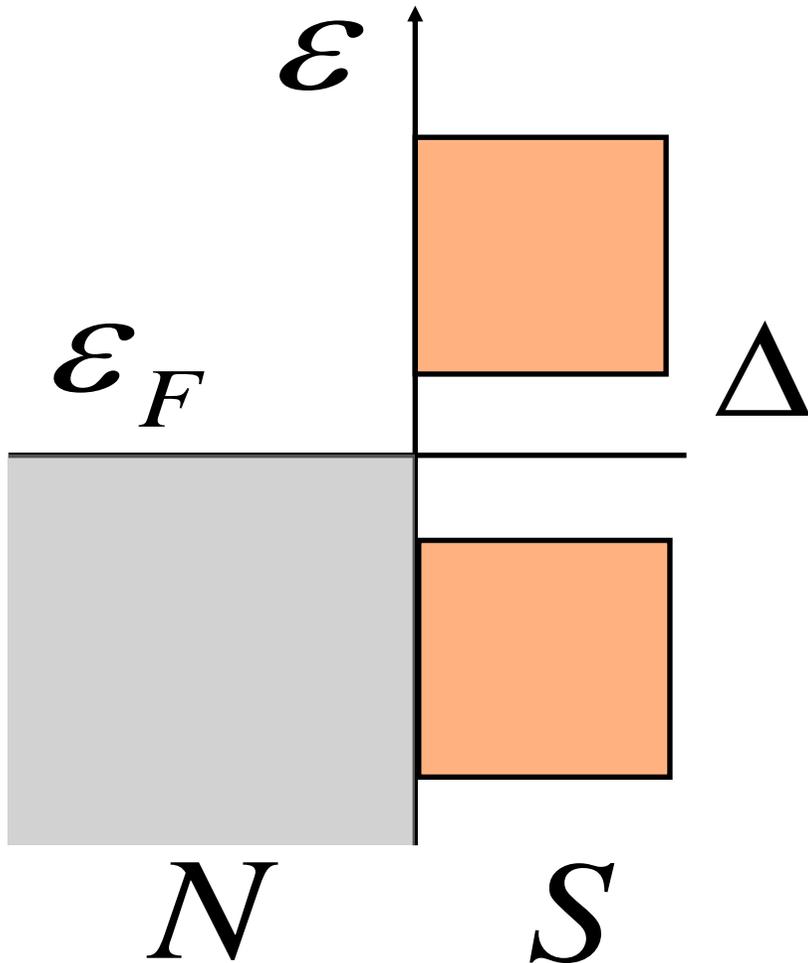


Транспорт тепла. SNSNS структуры – промежуточное состояние (А.Ф.Андреев 1964)

Андреевское отражение



Транспорт заряда. SIN граница.
Полупроводниковая модель. Вопросы.



1. Есть ли подщелевой ток?
2. Избыточный ток (excess current)

Транспорт заряда. SIN граница.

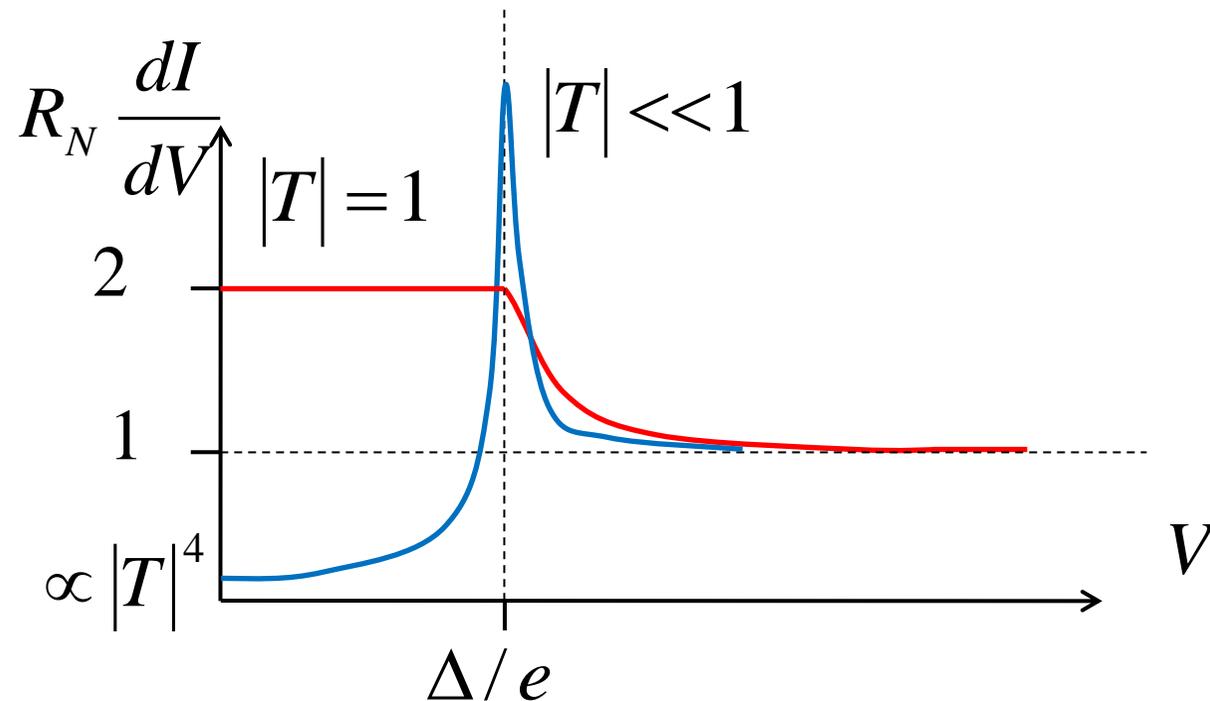
А. Шеланков (1980,1984). Blonder-Tinkham-Klapwijk (1982).

Вопрос: Ток определяется плотностью состояний?

$$I_{NS}^{qp} = \frac{1}{eR_N} \int_{-\infty}^{\infty} [f_0(E - eV) - f_0(E)]$$

$$\times N_s(E) dE, \quad Z^2 \gg 1.$$

Ответ: только для малой прозрачности границы

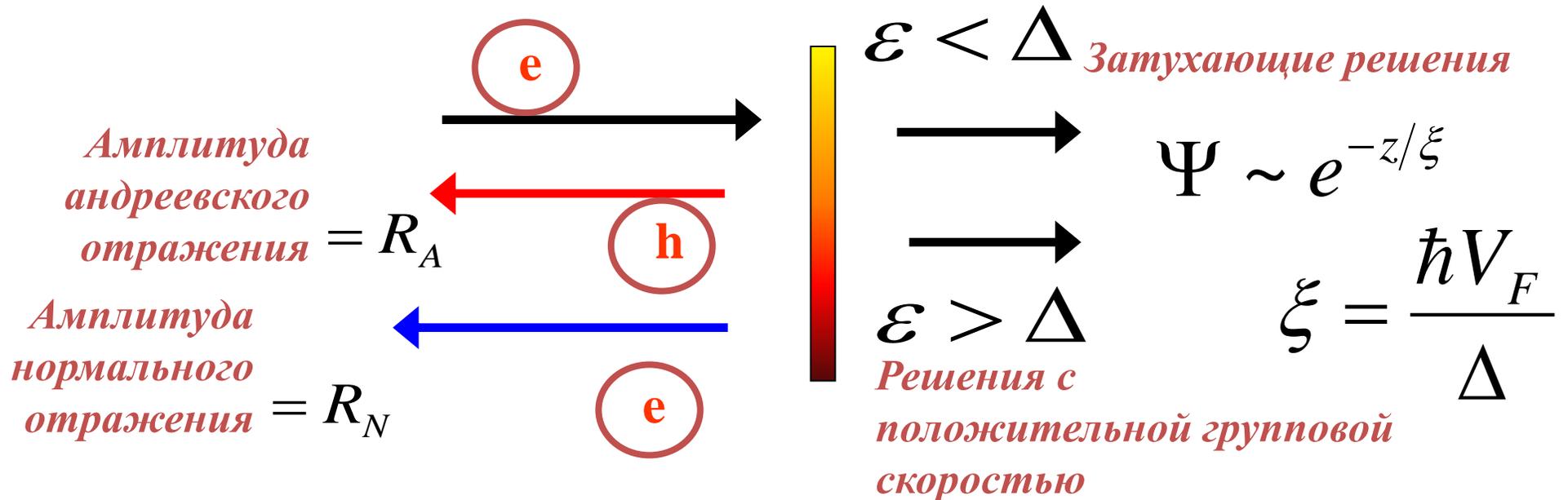


SIN граница. Постановка задачи.

$$\left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} + \hbar V_F Z \delta(z) \right) u + \Delta v = \varepsilon u$$

$$\left(\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} - \hbar V_F Z \delta(z) \right) v + \Delta^* u = \varepsilon v$$

$$T = \frac{1}{1 + Z^2} = \text{вероятность прохождения электрона через барьер}$$



SIN граница. Коэффициенты прохождения и отражения.

$$\Psi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik_F z} + R_N \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik_F z} + R_A \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ik_F z}$$

$$Z = 0 \quad \varepsilon < \Delta \quad \left| \quad R_A = -e^{i \arccos(\varepsilon/\Delta) + i\varphi} \right.$$

$$\varepsilon > \Delta \quad \left| \quad R_A = -e^{i\varphi} \left(\frac{\varepsilon}{\Delta} - \sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{\Delta}\right)^2 - 1} \right) \right.$$

$$Z \gg 1 \quad \varepsilon < \Delta \quad R_A^2 \sim Z^{-4} = T^2 \ll 1$$

Двухчастичный процесс туннелирования.

SIN граница. Коэффициенты прохождения и отражения.

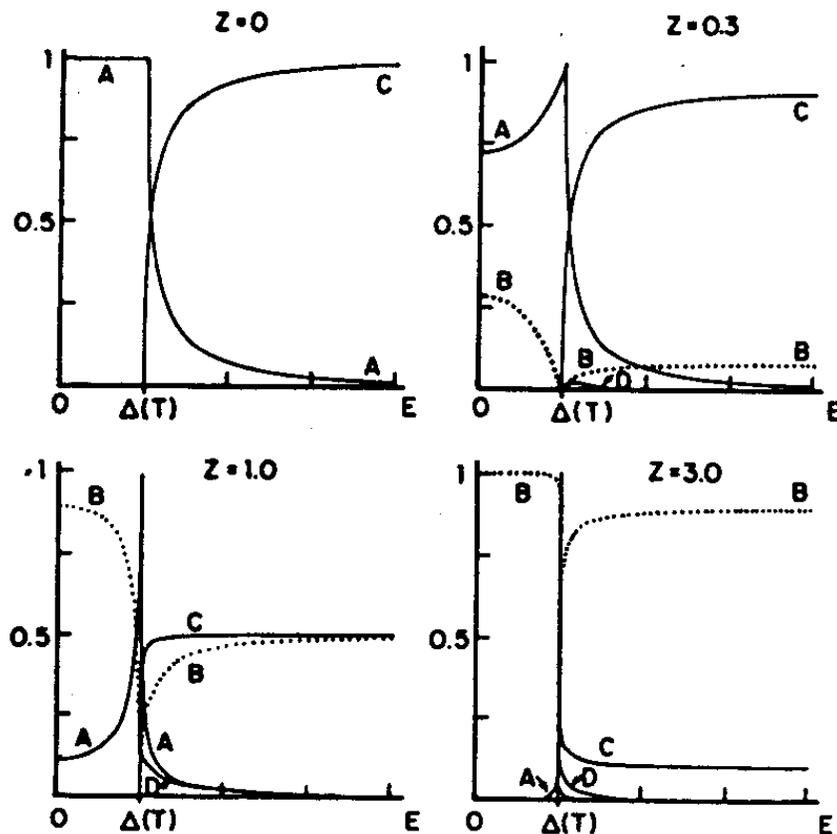
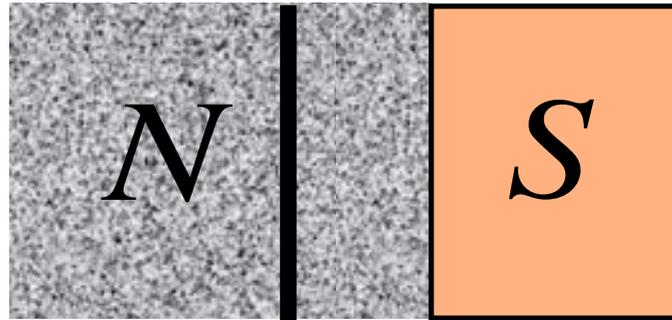


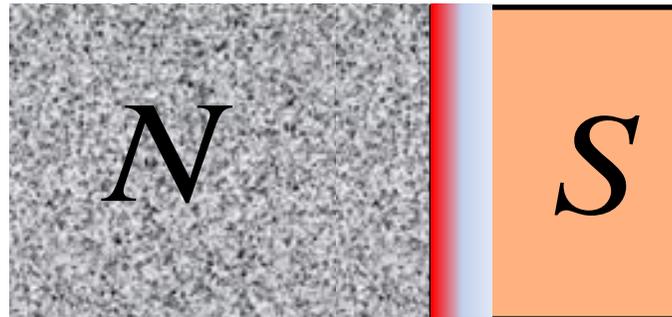
Figure 3. BTK result for a tunnel barrier, for several values of the barrier strength parameter Z . A gives the probability for Andreev reflection, B the probability for normal reflection, C the probability for transmission as a electron-like quasiparticle, and D the probability for transmission as a hole-like quasiparticle (from ref. 24)

Локализованные состояния на SIN границе.
Резонансное андреевское отражение.

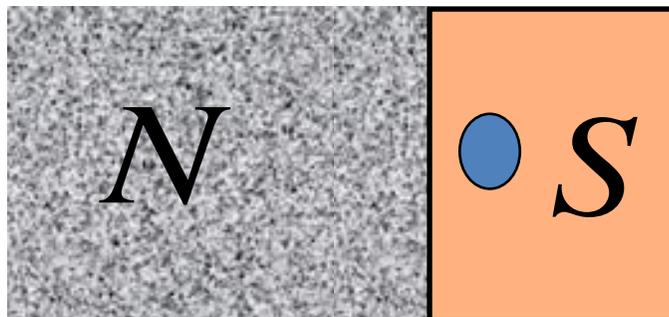


Double barriers

$$R_A^2 \sim T$$



Midgap states



vortex states

SIN граница. Кондактанс.

Удвоение кондактанса баллистического контакта.

Landauer formula $G_N = 2e^2/h \sum_n T_n$

$$G_A = \frac{4e^2}{h} \sum_n \frac{T_n^2}{(2 - T_n)^2}$$

SIN граница. ВАХ.

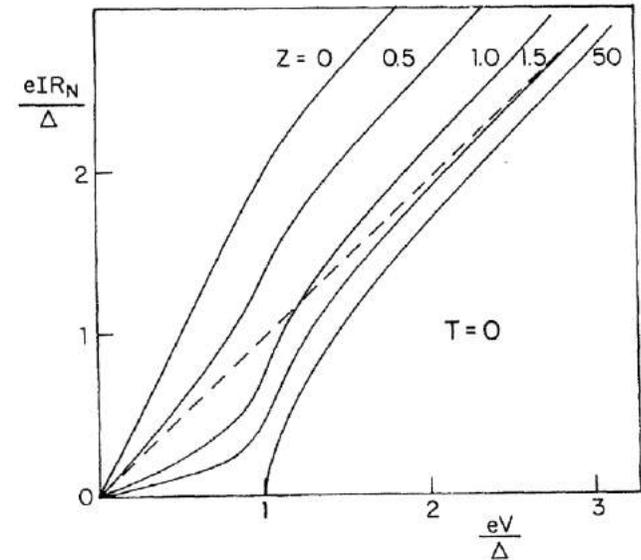
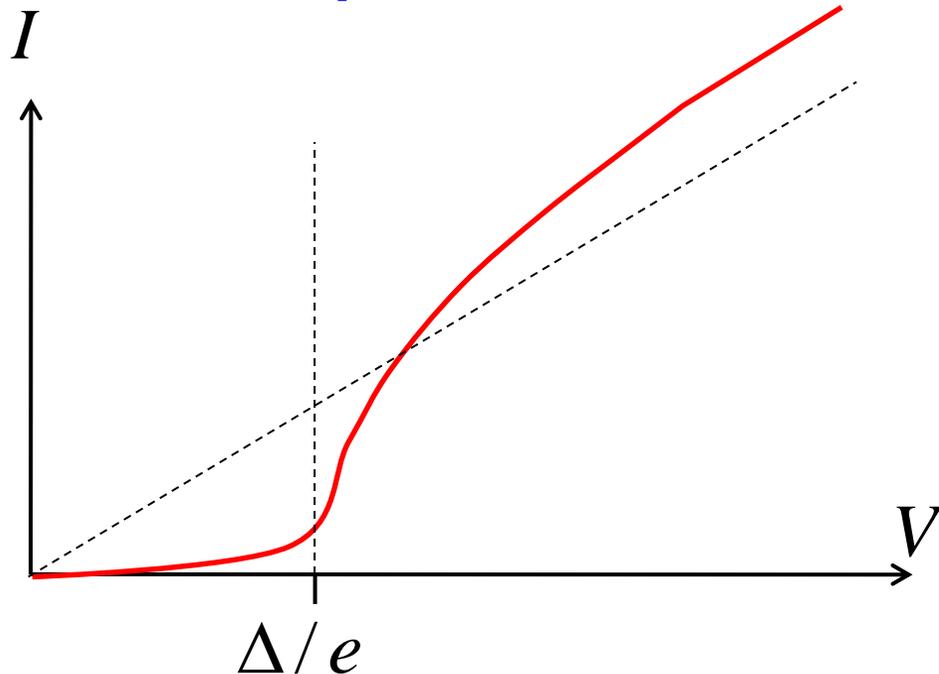


FIG. 6. Current vs voltage for various barrier strengths Z at $T=0$. These curves attain their asymptotic limits only for very high voltages. For example, the tunnel junction ($Z=50$) curve will be within 1% of the normal-state curve (dotted line) only when $eV \geq 7\Delta$.

SIN граница. Кондуктанс. Влияние примесей. Zero-bias anomaly.

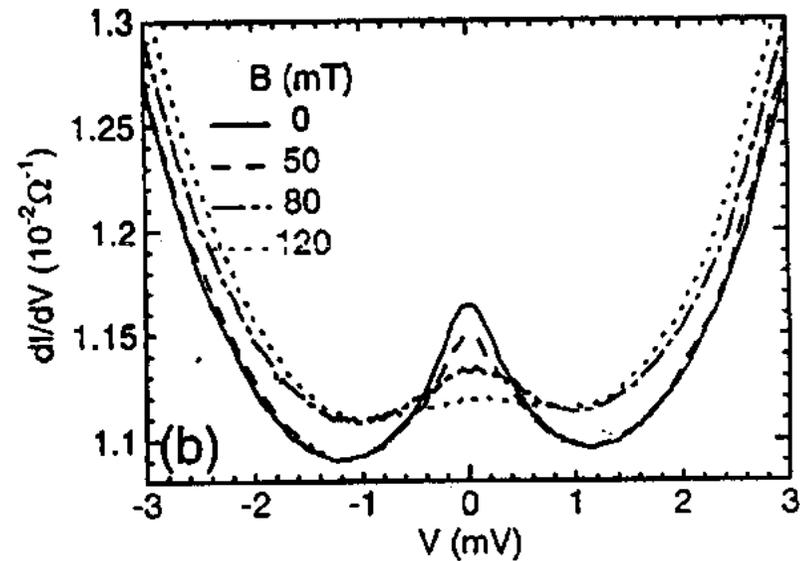
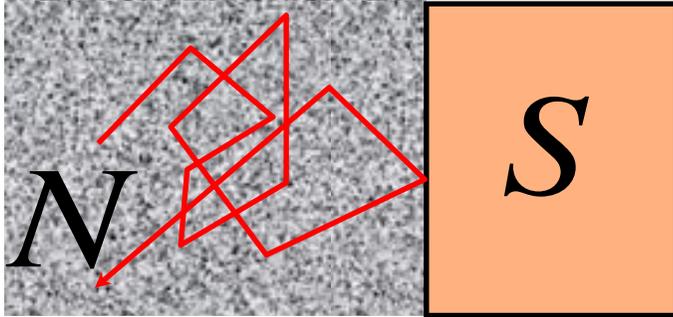


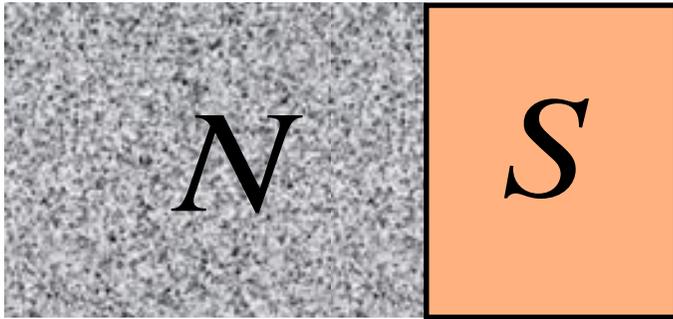
Figure 6. Destruction of the zero-bias conductance anomaly in a W/I/Nb junction at $T=100$ mK by an applied magnetic field and voltage (from ref.31).

Тепловой транспорт

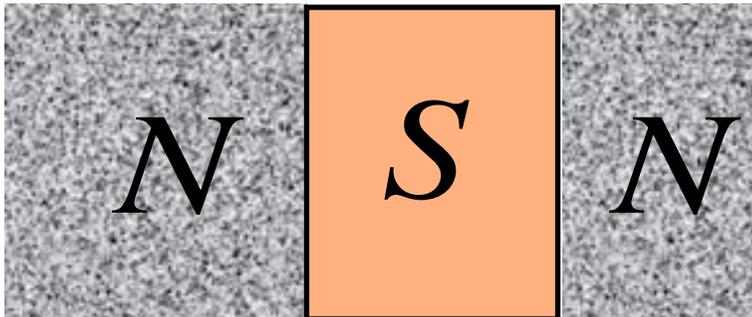
*Формула
Ландауэра*

$$\kappa_v = \frac{\pi T}{3\hbar} N_{eff} = \kappa_0 N_{eff}$$

Число поперечных мод



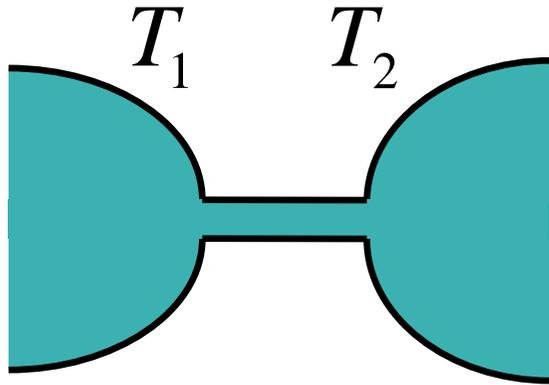
*Дополнительное рассеяние на
NS границах для надщелевых
квазичастиц*



*Туннелирование через слой
сверхпроводника для
подщелевых квазичастиц*

$$\kappa \sim e^{-d/\xi}$$

Поток тепла, переносимый модами квазичастиц в подходе типа Ландауэра



$$\left[\frac{1}{2m} \left(-i\hbar\nabla - \frac{e}{c}\mathbf{A} \right)^2 - E_F \right] u + \Delta v = \epsilon u ,$$

$$\left[\frac{1}{2m} \left(-i\hbar\nabla + \frac{e}{c}\mathbf{A} \right)^2 - E_F \right] v - \Delta^* u = -\epsilon v .$$

$$u = e^{ik_z z} u_{k_z}, \quad v = e^{ik_z z} v_{k_z}$$

$$\int \left[u_{\mu, k_z}^* \left(\hbar k_z - \frac{e}{c} A_z \right) u_{\mu, k_z} - v_{\mu, k_z}^* \left(\hbar k_z + \frac{e}{c} A_z \right) v_{\mu, k_z} \right] d^2 r =$$

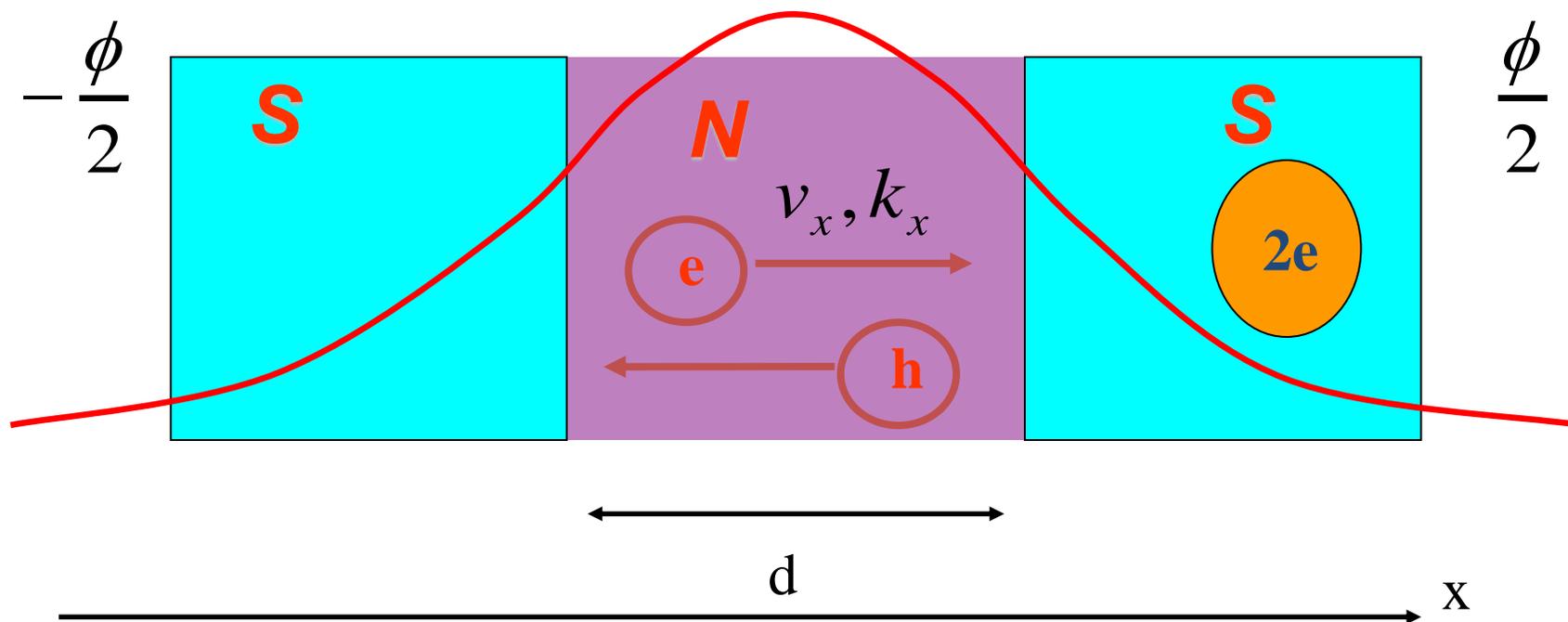
$$= \frac{m \partial \epsilon_{\mu, k_z}}{\hbar \partial k_z}$$

$$I_{\mathcal{E}} = \frac{1}{m} \int d^2 r \sum_{\mu} \int \frac{dk_z}{2\pi} \left[\epsilon_{\mu} u_{\mu}^* \left(\hbar k_z - \frac{e}{c} A_z \right) u_{\mu} n(\epsilon_{\mu}) - \epsilon_{\mu} v_{\mu}^* \left(\hbar k_z + \frac{e}{c} A_z \right) v_{\mu} [1 - n(-\epsilon_{\mu})] \right] =$$

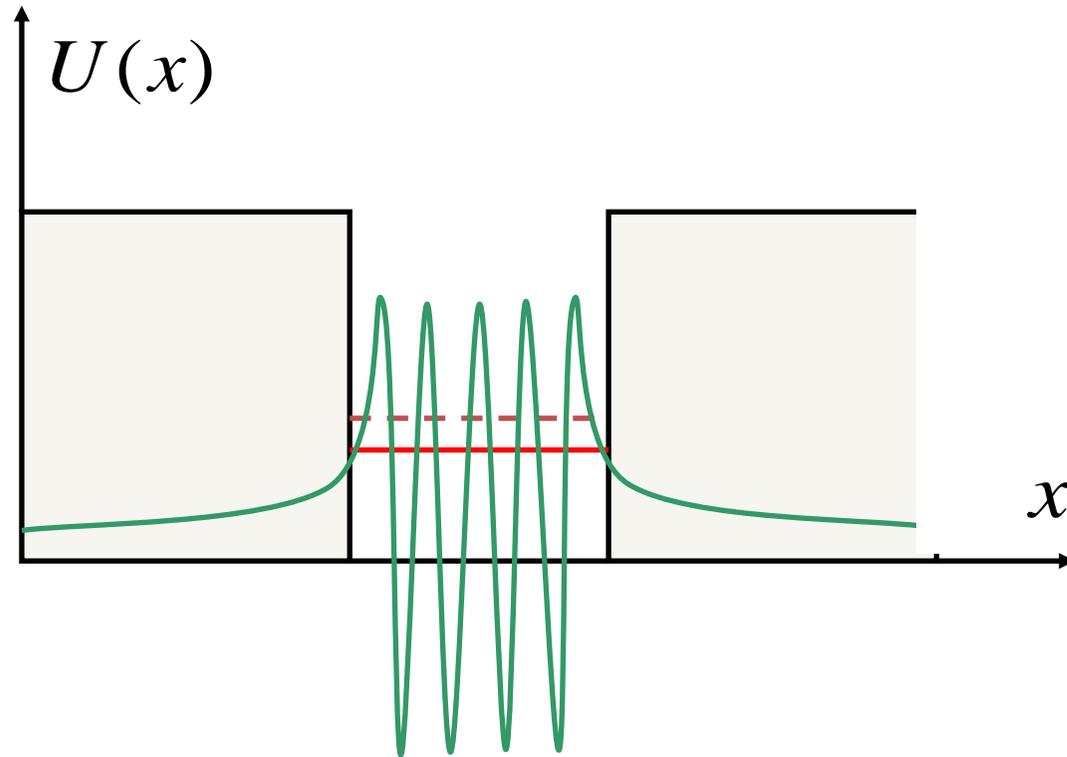
$$= \sum_{\mu} \int_{p_z > 0} \epsilon_{\mu} [n_1(\epsilon_{\mu}) - n_2(\epsilon_{\mu})] \left| \frac{\partial \epsilon_{\mu}}{\partial k_z} \right| \frac{dp_z}{2\pi \hbar}$$

$$\kappa = -\frac{1}{\pi \hbar T} \sum_{\mu} \int_0^{k_F} \epsilon_{\mu}^2 \frac{dn(\epsilon_{\mu})}{d\epsilon_{\mu}} \left| \frac{\partial \epsilon_{\mu}}{\partial k_z} \right| dk_z$$

Андреевские связанные состояния



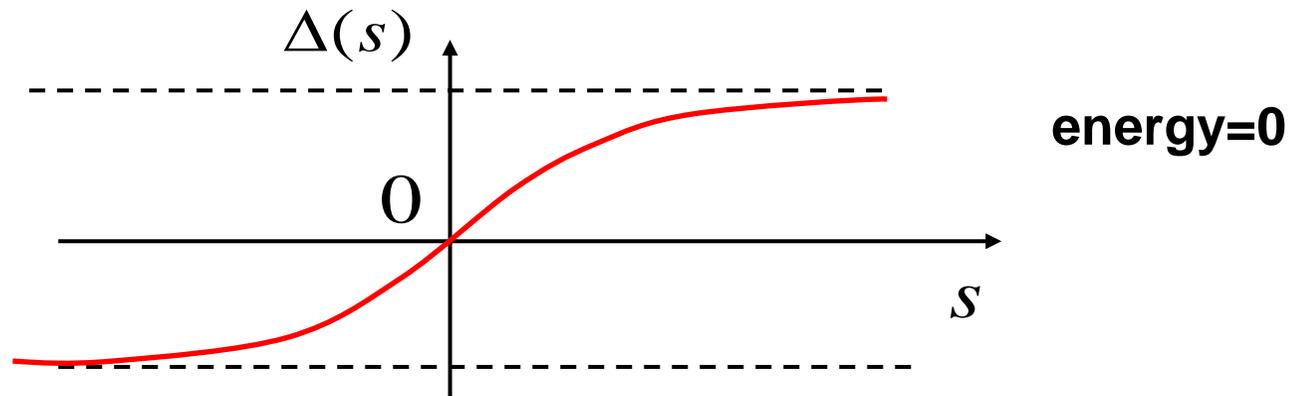
Electron confinement in a well: standard quantum mechanics



An alternative way to trap an electron comparing to the Shroedinger potential well

$$\hat{H} = -i\hbar V_{\perp} \hat{\sigma}_z \frac{\partial}{\partial s} + \hat{\sigma}_x \Delta(s)$$

$$\hat{\Psi}_0 = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \exp\left(-\frac{1}{\hbar V_{\perp}} \int_0^s \text{Re} \Delta(t) dt\right)$$



Volkov-Pankratov solution for the interface with the band inversion

Two-dimensional massless electrons in an inverted contact

B. A. Volkov and O. A. Pankratov

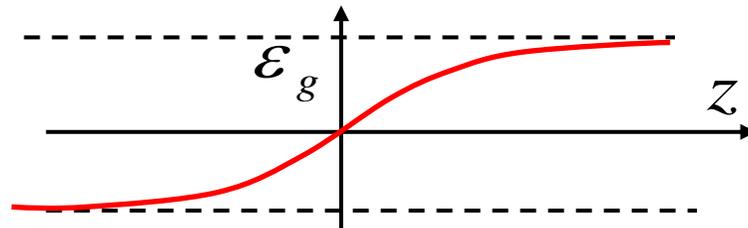
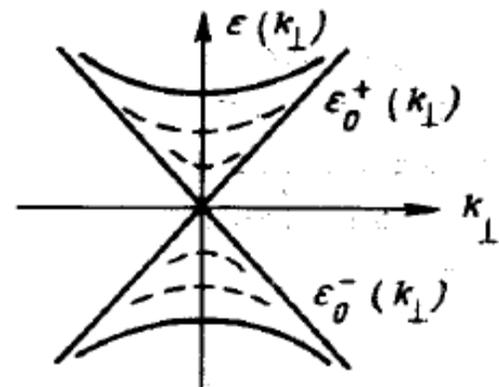
P. N. Lebedev Physics Institute, Academy of Sciences of the USSR

(Submitted 20 June 1985)

Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **42**, No. 4, 145–148 (25 August 1985)

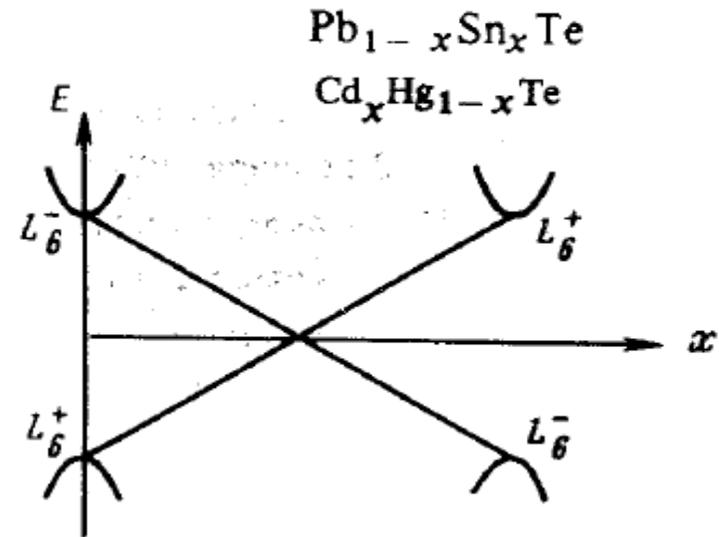
$$\begin{pmatrix} -\epsilon & i\epsilon_g/2 + \vec{\sigma}\vec{p} \\ -i\epsilon_g/2 + \vec{\sigma}\vec{p} & -\epsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_- \\ \chi_+ \end{pmatrix} = 0,$$

$$\epsilon_0^\pm(k_\perp) = \pm \hbar v_\perp k_\perp$$



$$\Psi_\pm = A \begin{pmatrix} \pm \exp(-i\theta/2) \\ 0 \\ 0 \\ \exp(i\theta/2) \end{pmatrix} \exp \left\{ -\frac{1}{2\hbar v_{||}} \int_0^z \epsilon_g(z) dz + i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r} \right\}$$

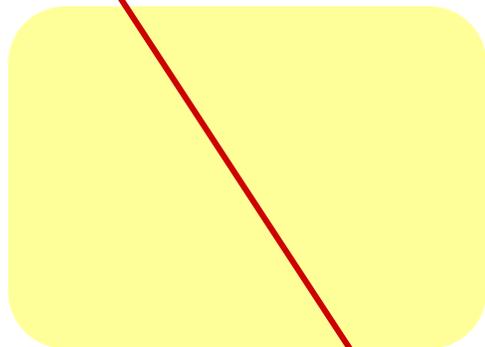
$$\exp(i\theta) = (k_x + ik_y)/k_\perp$$



Базовая задача для описания нулевых мод квазичастиц

Разность фаз параметра порядка π

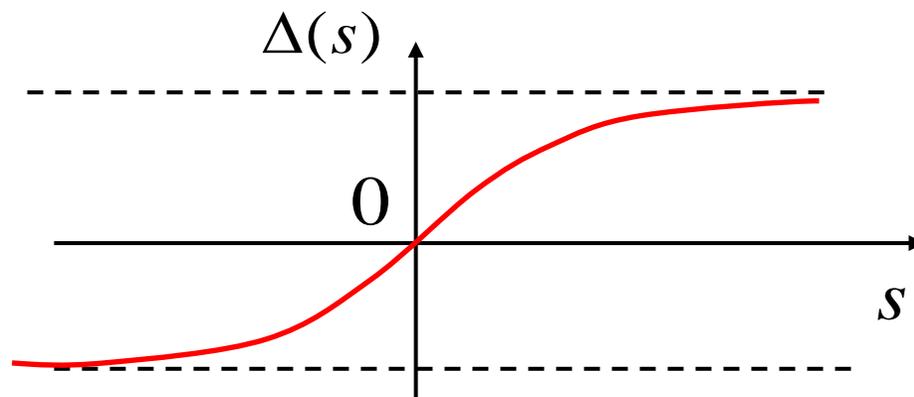
s $\theta = 0$



$\theta = \pi$

$$\hat{H} = -i\hbar V_{\perp} \tau_z \frac{\partial}{\partial s} + \tau_x \operatorname{Re} \Delta(s) - \tau_y \operatorname{Im} \Delta(s, b)$$

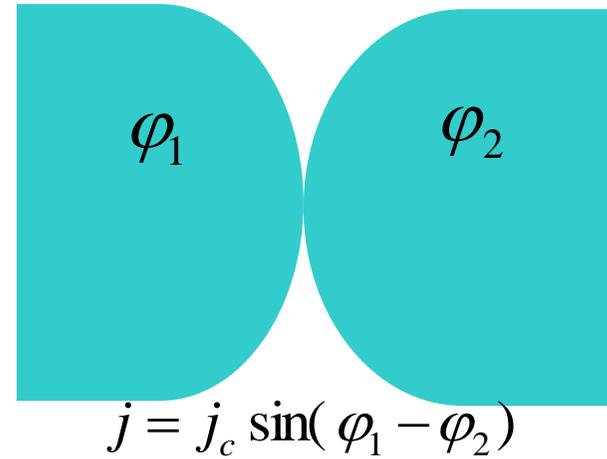
$$\hat{\Psi}_0 = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \exp\left(-\frac{1}{\hbar V_{\perp}} \int_0^s \operatorname{Re} \Delta(t) dt\right)$$



энергия=0

Джозефсоновский транспорт. Андреевские уровни в контактах.

Эффект Джозефсона



Вклад подщелевых состояний в стационарный сверхток:

$$I^{sg}(\phi) = -\frac{2e}{\hbar} \sum_{\varepsilon_n > 0} \frac{\partial \varepsilon_n(\phi)}{\partial \phi} \tanh \frac{\varepsilon_n(\phi)}{2T}$$

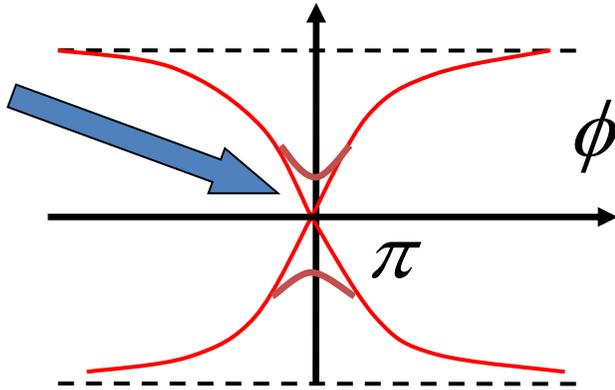
Вопрос: Ток определяется \sin разности фаз?

Ответ: только для малой прозрачности границы

Короткий 1-модовый контакт

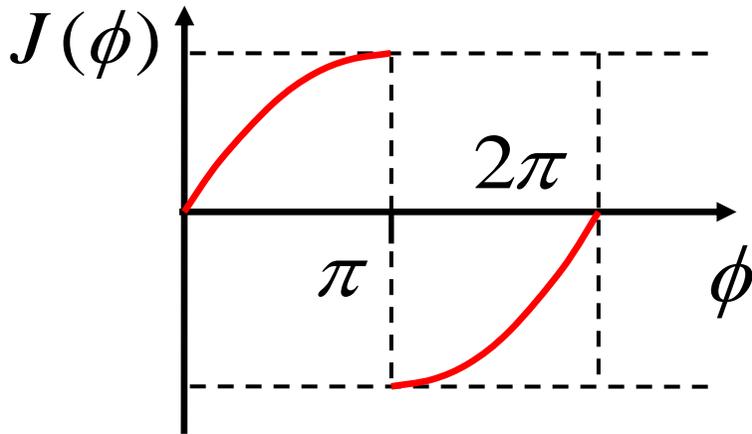
$$d \ll \xi$$

Минищель за
счет
нормального
рассеяния



**Спектр
локализованных
состояний**

$$E/\Delta = \pm \cos \frac{\phi}{2}$$



- Kulik-Omel'yanchuk 1977*
- Habercorn et al 1978*
- Zaitsev 1984*
- Beenakker 1991*
- Bagwell 1992*
- Beenakker-Houten 1991*

Длинный 1-модовый контакт. Спектр.

$$d \gg \xi$$

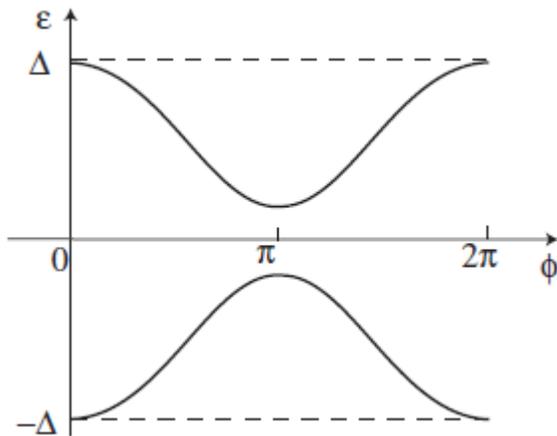
S - N - S

Number of levels $N \sim d\Delta/\hbar v_x$

$$\varepsilon_n(k_r) \approx \frac{(n+1/2)\pi\hbar v_x}{d}$$

А.Ф.Андреев (1965)

Короткий 1-модовый контакт



$$\epsilon_\phi = |\Delta| \sqrt{1 - T \sin^2(\phi/2)}$$

$$T = 1/(1 + Z^2)$$

$$I = \frac{N_{>} T e |\Delta|^2}{2\hbar} \frac{\sin \phi}{\epsilon_\phi} \tanh\left(\frac{\epsilon_\phi}{2T}\right)$$

$$N_{>} = R_0/R_{Sh} = \frac{\pi\hbar}{e^2 R_{Sh}}$$

$$T \ll 1$$

$$I = I_c \sin \phi$$

$$I_c = \frac{\pi |\Delta|}{2e R_N} \tanh\left(\frac{|\Delta|}{2T}\right)$$

$$T = 1 \quad \text{Или} \quad T \rightarrow T_c$$

$$I = \frac{\pi |\Delta| \sin(\phi/2)}{e R_{Sh}} \tanh \frac{|\Delta| \cos(\phi/2)}{2T}$$

$$\frac{1}{R_{Sh}} = \frac{e^2 N(0) v_F S}{2} = \frac{e^2 \pi k_F^2 S}{\pi \hbar (2\pi)^2}$$

Андреевские уровни в вихрях

◆ Магнитное поле проникает в сверхпроводник в виде вихревых линий

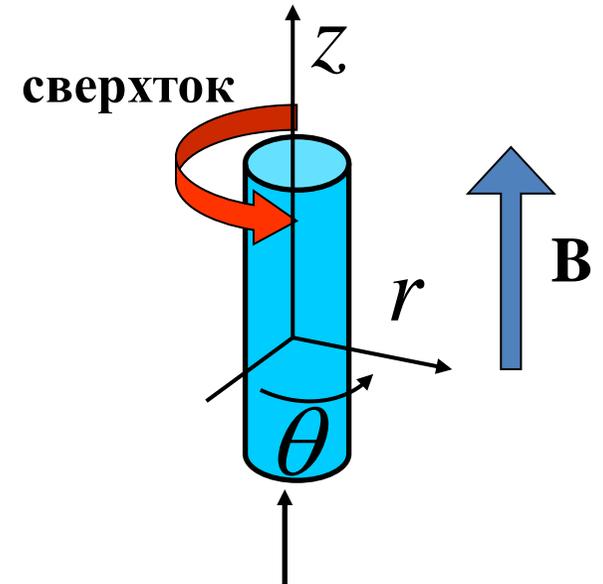
◆ Вихри отталкиваются

◆ Вихрь несет 1 квант магнитного потока

$$\phi_0 = \frac{\pi \hbar c}{e}$$

◆ Решетка Абрикосова

Вихревая линия



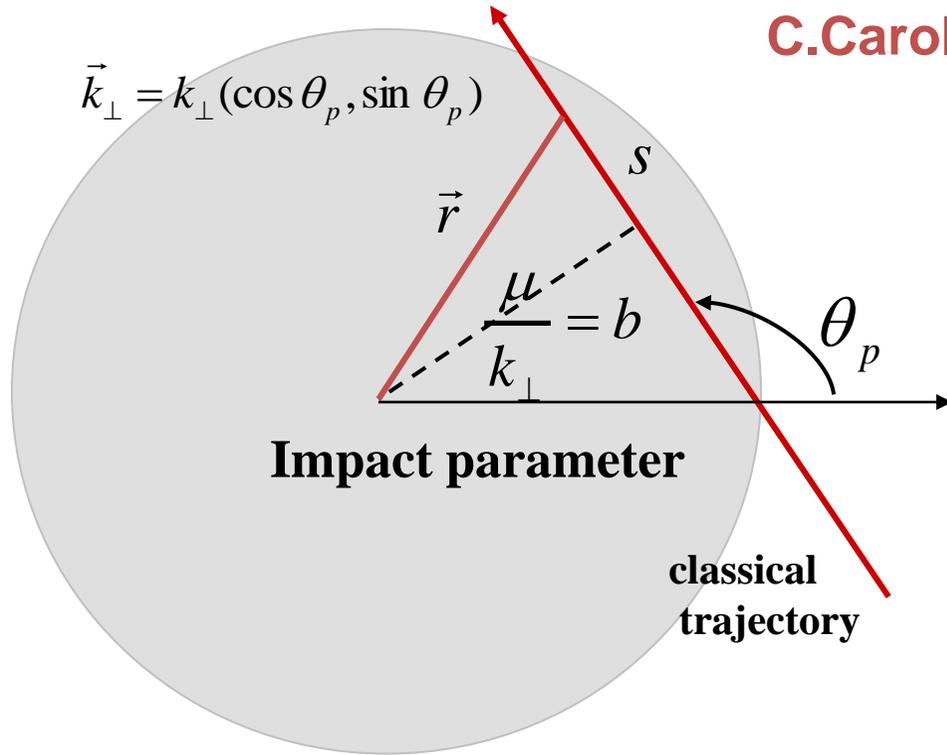
Нормальный кор
(сверхпроводящая щель
подавлена)

$$\Delta = |\Delta(r)| e^{i\theta}$$

Quasiparticle states localized in the cores

Nonzero impact parameter

C.Caroli, P.G.de Gennes, J.Matricon (1964)



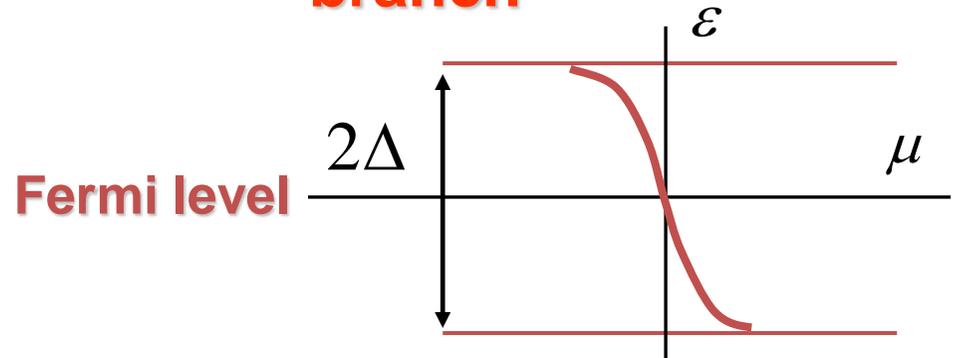
$$\vec{k}_\perp = k_\perp (\cos \theta_p, \sin \theta_p)$$

Impact parameter

classical trajectory

$$k_\perp = \sqrt{k_F^2 - k_z^2}$$

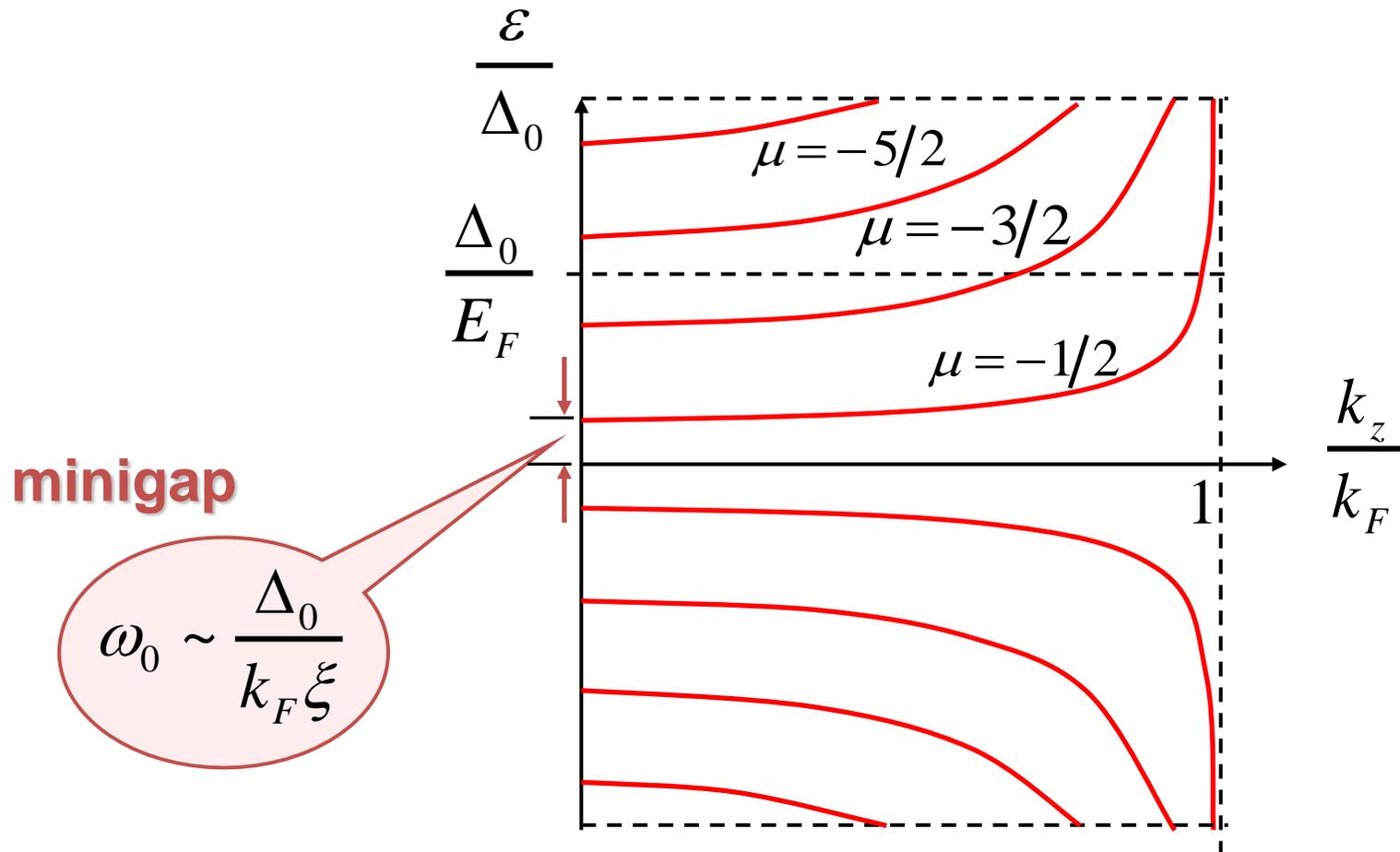
Anomalous spectral branch



$$\epsilon_\mu(k_\perp) = -\omega\mu \approx -\frac{\mu\Delta_0}{k_\perp\xi}$$

Spectrum vs the momentum projection on the vortex axis

$$\int_0^{2\pi} \mu(\theta_p) d\theta_p = 2\pi(n + \beta)$$



Фермионные возбуждения в вихревой фазе сверхпроводников

Почему они важны?

Local DOS

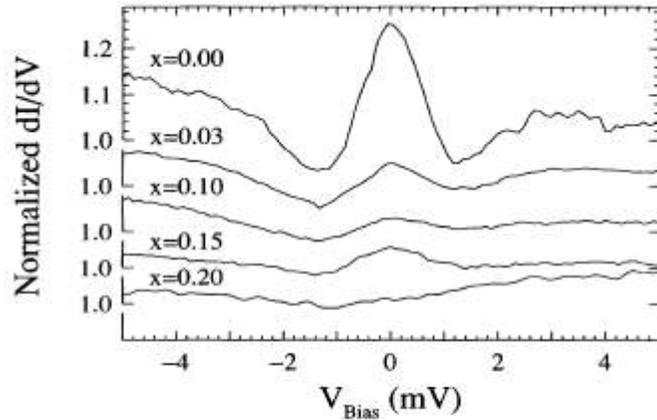
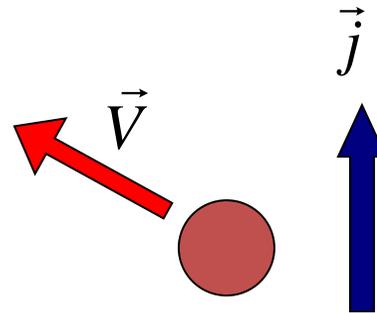


FIG. 3. Spectra taken at the center of a vortex core for various Ta substitutions at 1.3 K and 0.3 T. The spectra are normalized to the differential conductance at high bias.

Ch.Renner et al (1991)

Динамика вихрей:
Диссипация и эффект Холла в вихревой фазе



Thermal transport

Thermal conductivity along magnetic field:

$$\kappa(B) = n\kappa_v \propto \kappa_n \frac{B}{H_{c2}}$$

Experiment:

$$\kappa(B) \ll \kappa_n \frac{B}{H_{c2}}$$

Экспериментальные указания на тип сверхпроводящего спаривания

STM наблюдения вихрей. DOS

$$LDOS = \sum_{\lambda} |u_{\lambda}(\vec{r})|^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\lambda})$$

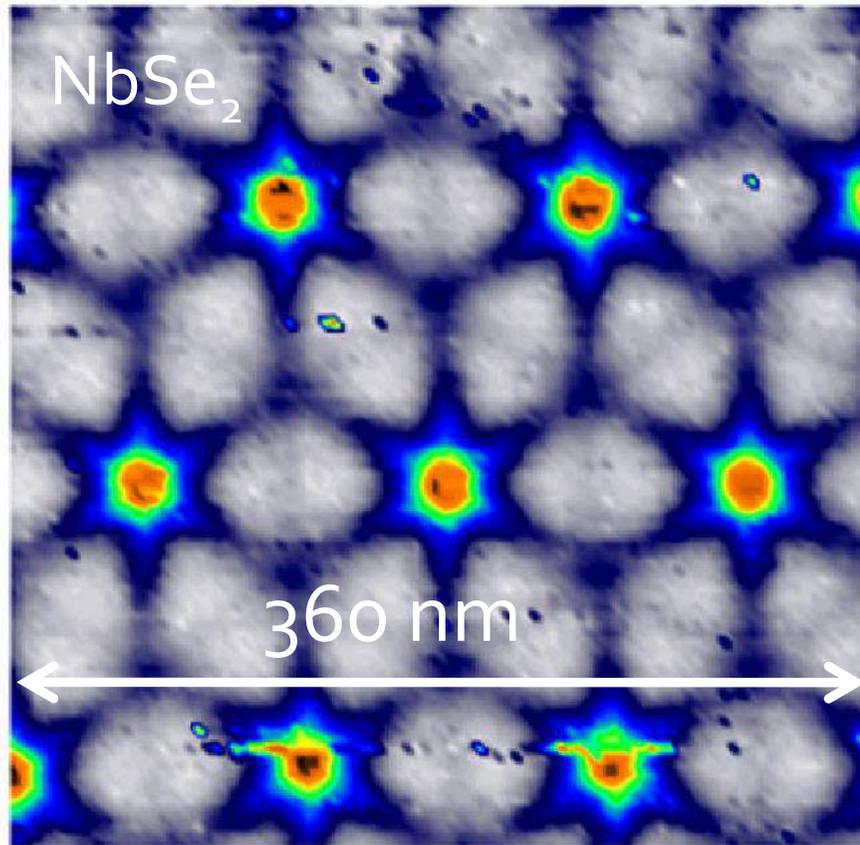
PRL **101**, 166407 (2008)

PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending
17 OCTOBER 2008

Superconducting Density of States and Vortex Cores of 2H-NbS₂

I. Guillamón,¹ H. Suderow,¹ S. Vieira,¹ L. Cario,² P. Diener,³ and P. Rodière³



PRL, **101**, 166407 (2008)

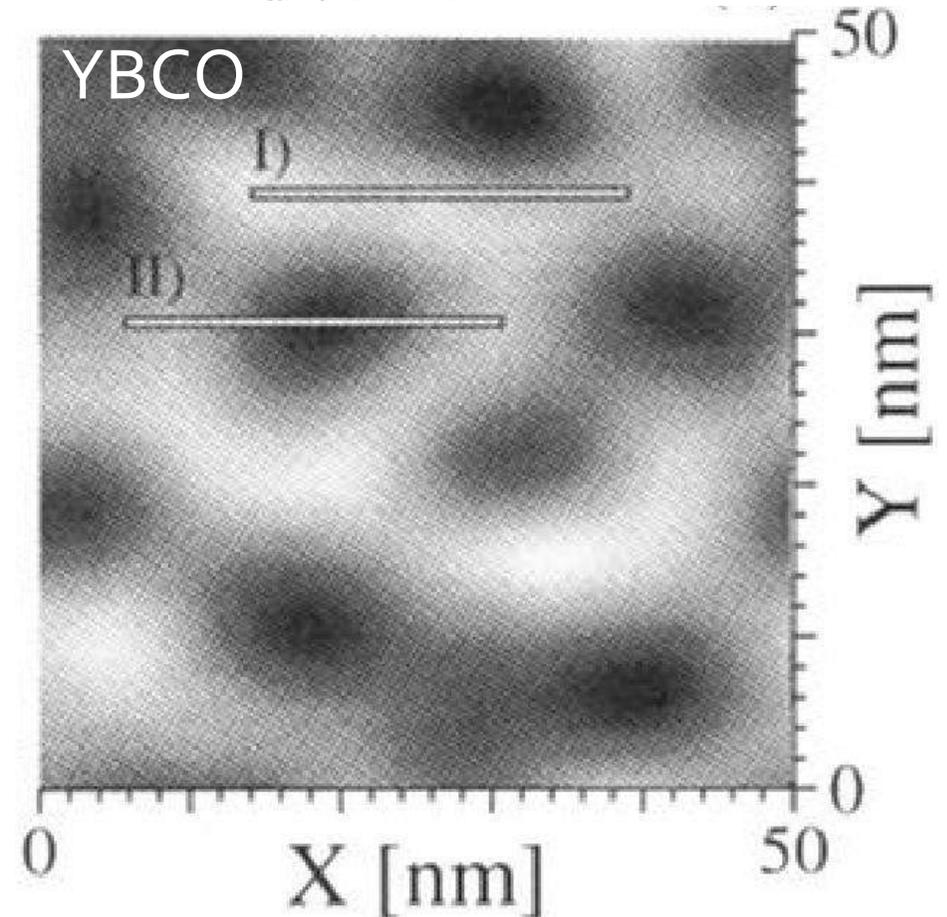
VOLUME 75, NUMBER 14

PHYSICAL REVIEW LETTERS

2 OCTOBER 1995

Direct Vortex Lattice Imaging and Tunneling Spectroscopy of Flux Lines on YBa₂Cu₃O_{7-δ}

I. Maggio-Aprile, Ch. Renner, A. Erb, E. Walker, and Ø. Fischer



PRL, **75**, 2754 (1995)

Еще примеры андреевских ям.

P-wave superconductors. Sr_2RuO_4 as a possible candidate?

He-3

Free vortex

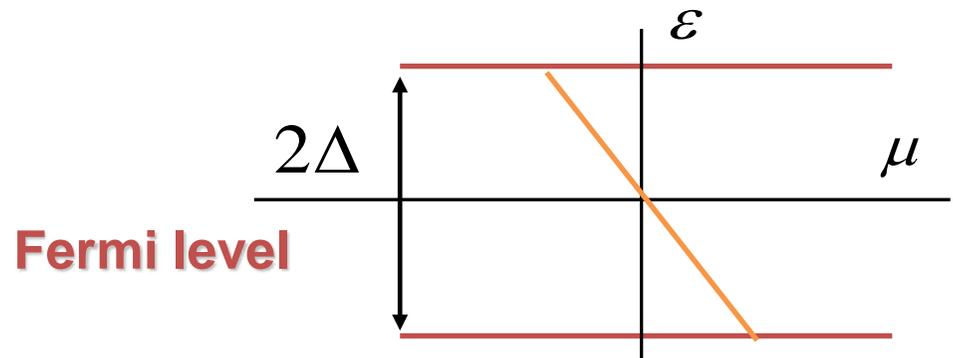
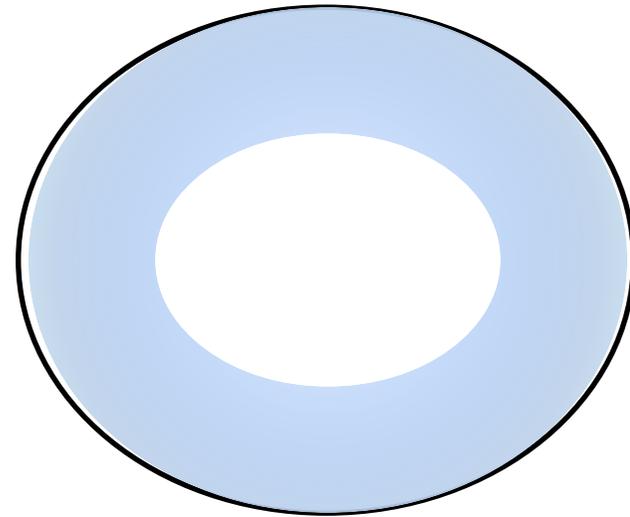
$$\Delta = |\Delta(r)| e^{i\theta_p \pm i\theta}$$

$$\varepsilon_\mu(k_\perp) = -\omega\mu \approx -\frac{\mu\Delta_0}{k_\perp\xi}$$

$$\int_0^{2\pi} \mu(\theta_p) d\theta_p = 2\pi(n + \beta)$$

$$\beta = 0$$

Edge states

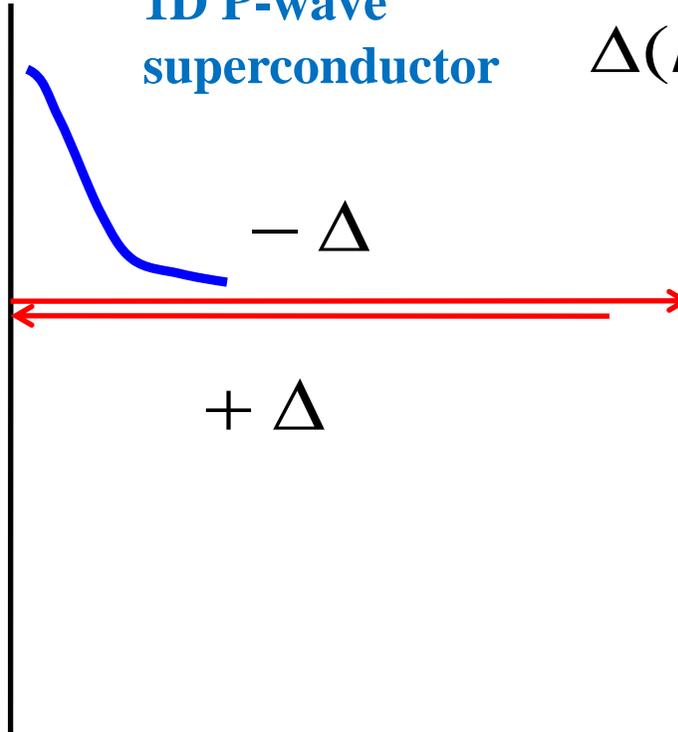


Sample edge

Vacuum or
insulator

1D P-wave
superconductor

$$\Delta(k_x) = \Delta_0 p_x / p_F$$



**1. Найти спектр квазичастиц в 1D
андреевской яме**

**2. Найти спектр квазичастиц в 2D
андреевской яме**

**3. Найти спектр квазичастиц в 3D
андреевской яме**

**4. Найти ток-фазовое
соотношение для
одномодового контакта
Джозефсона**

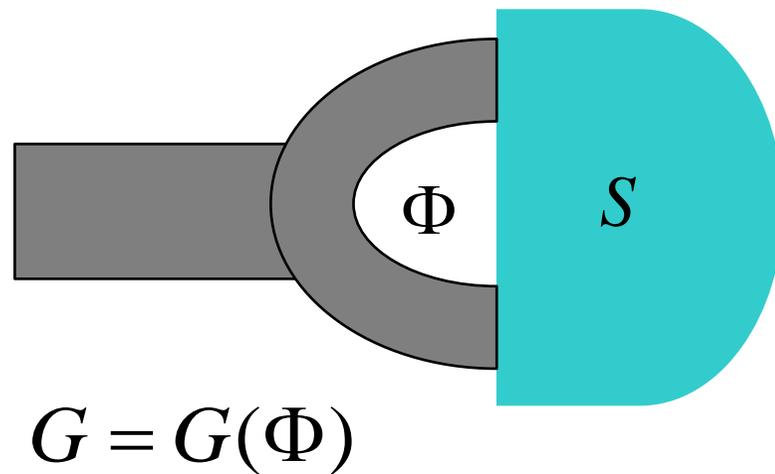
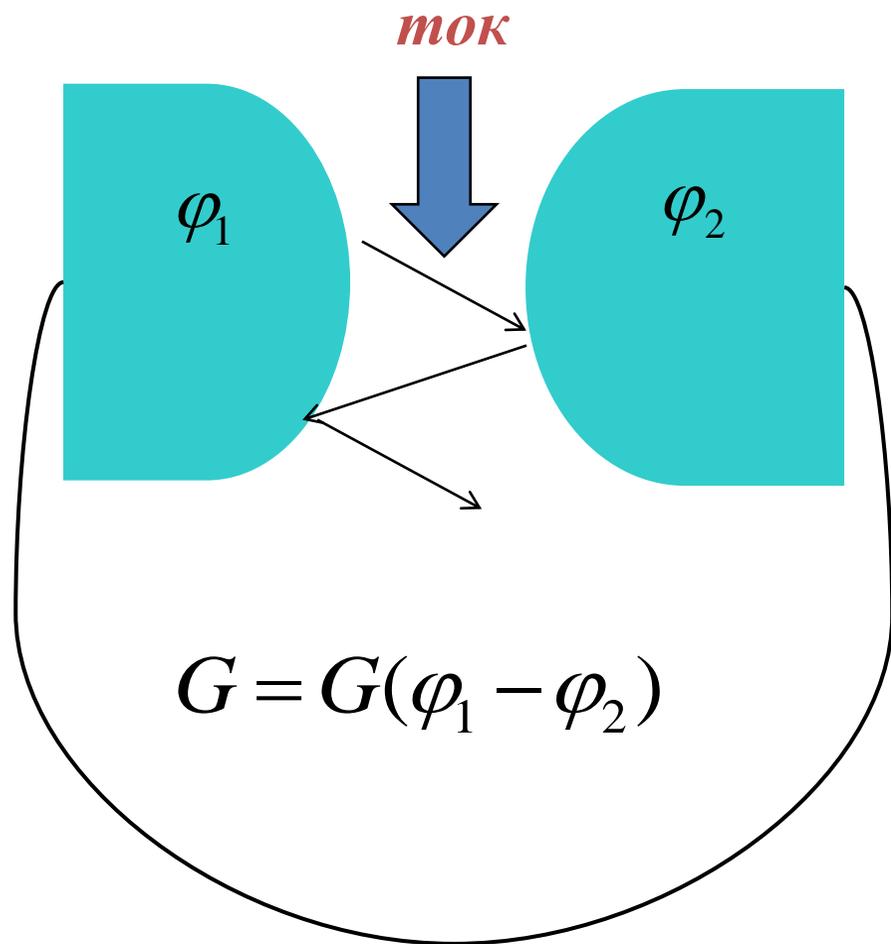
**5. Найти спектр квазичастиц
в вихре**

**6. Вычислить BAX NIS
контакта**

**7. Вычислить BAX FIS
контакта**

Андреевский интерферометр

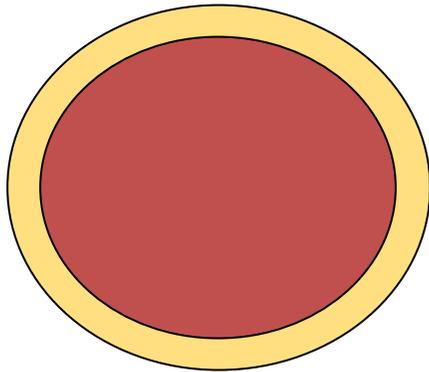
(В.Т.Петрашов, den Hartog, Nakano, Takayanagi...)



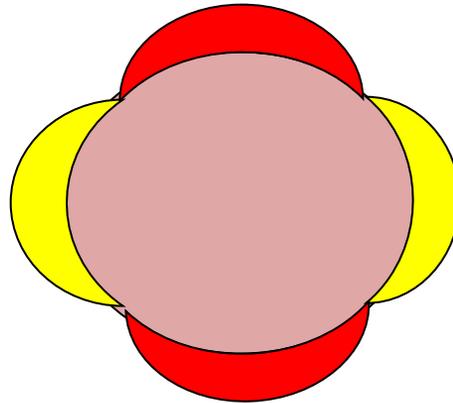
Индукцированная сверхпроводимость

Типы куперовских пар в природных сверхпроводниках

В большинстве сверхпроводников куперовские пары синглетные, а щель s-типа



D- анизотропия сверхпроводящей щели в купратах



$$\Delta = \frac{\Delta_0 k_x k_y}{k_F^2}$$

Сложная ситуация в соединениях с тяжелыми фермионами

А еще есть многозонные сверхпроводники!

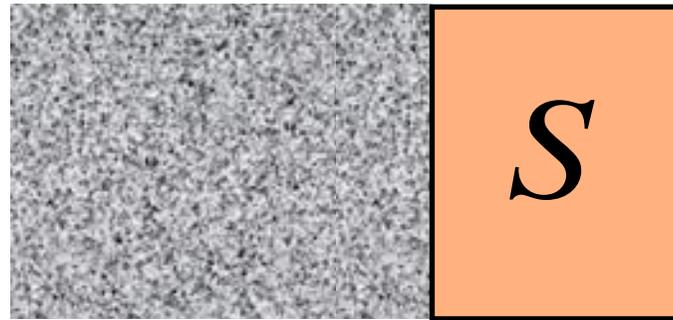
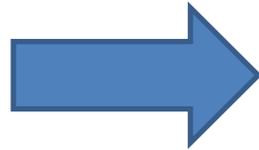
Что такое индуцированная сверхпроводимость?

Это сверхпроводимость, которая появляется за счет эффекта близости с обычным сверхпроводником

Зачем она нужна?

Для того чтобы управлять сверхпроводящим состоянием или создавать новые типы сверхпроводящих состояний

Электрические и магнитные поля



Полупроводник с хитрым законом дисперсии квазичастиц

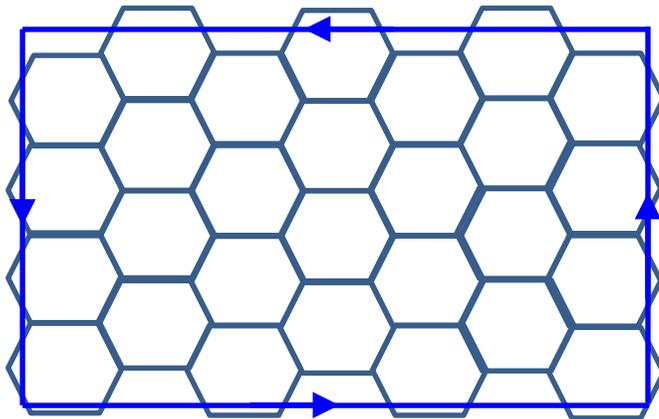
Что такое индуцированная сверхпроводимость?

Это сверхпроводимость, которая появляется за счет эффекта близости с обычным сверхпроводником

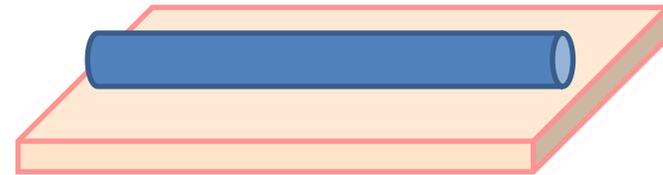
Зачем она нужна?

Для того чтобы управлять сверхпроводящим состоянием или создавать новые типы сверхпроводящих состояний

**Graphene
nanoribbons**



nanowires



сверхпроводник

Что такое индуцированная сверхпроводимость?

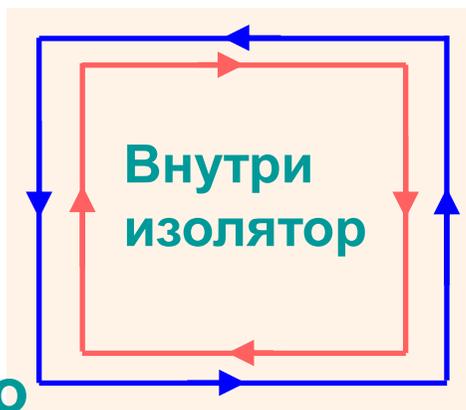
Это сверхпроводимость, которая появляется за счет эффекта близости с обычным сверхпроводником

Зачем она нужна?

Для того чтобы управлять сверхпроводящим состоянием или создавать новые типы сверхпроводящих состояний

Topological insulators

2D



По
периметру-
проводник

На поверхности-
проводник

3D



Tunneling Model of the Superconducting Proximity Effect

W. L. McMILLAN*

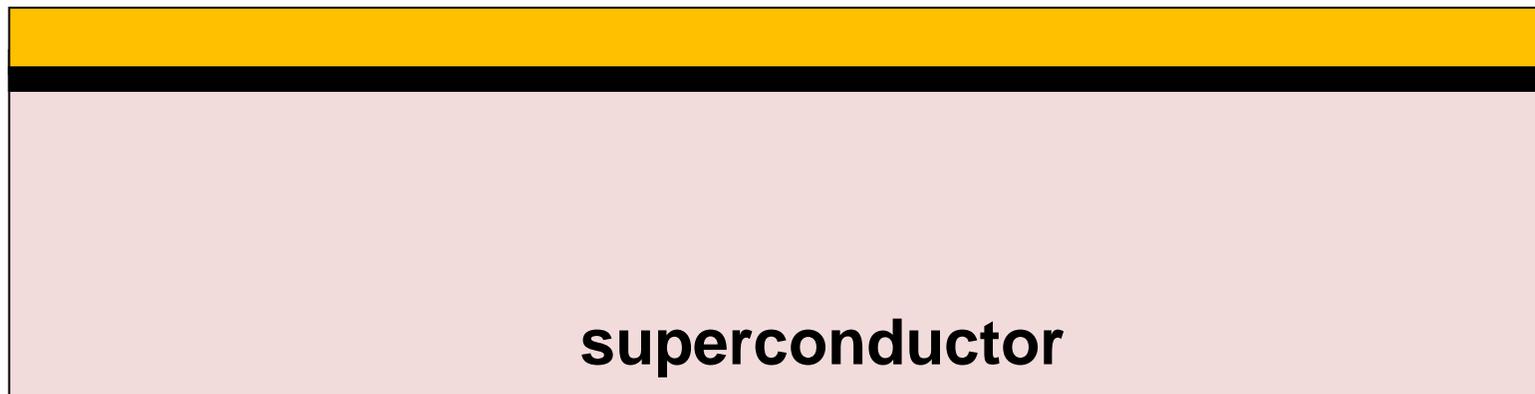
Bell Telephone Laboratories, Murray Hill, New Jersey and Cavendish Laboratory, University of Cambridge, Cambridge, England

Proximity and Josephson effects in superconductor–two-dimensional electron gas planar junctions

A.F. Volkov ^a, P.H.C. Magnée ^{b,*}, B.J. van Wees ^b, T.M. Klapwijk ^b

Physica C 242 (1995) 261–266

Thin film of normal metal

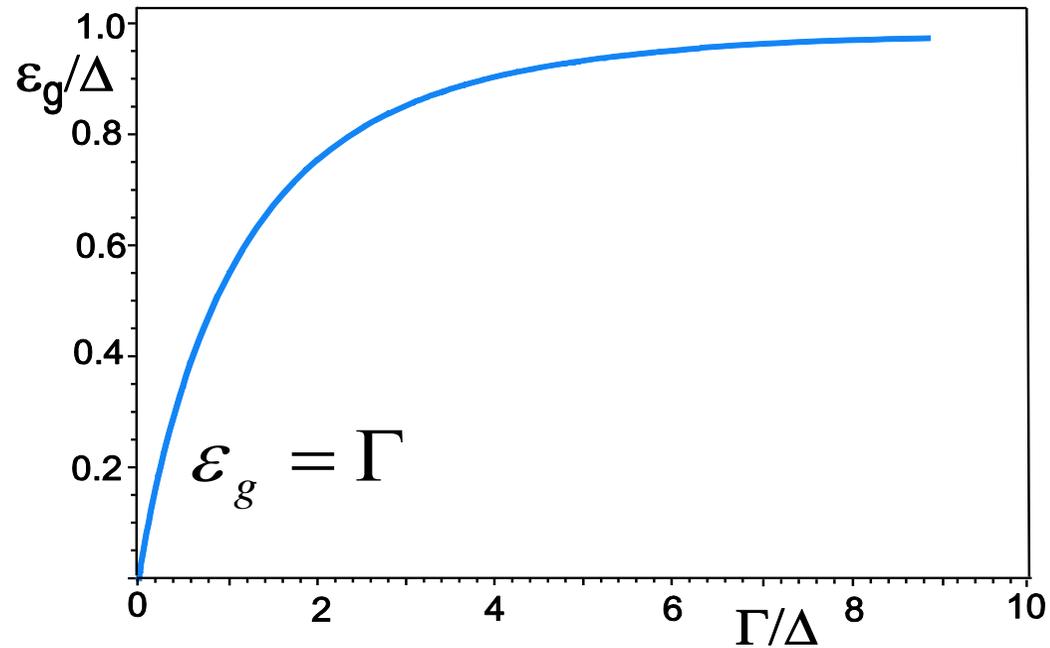
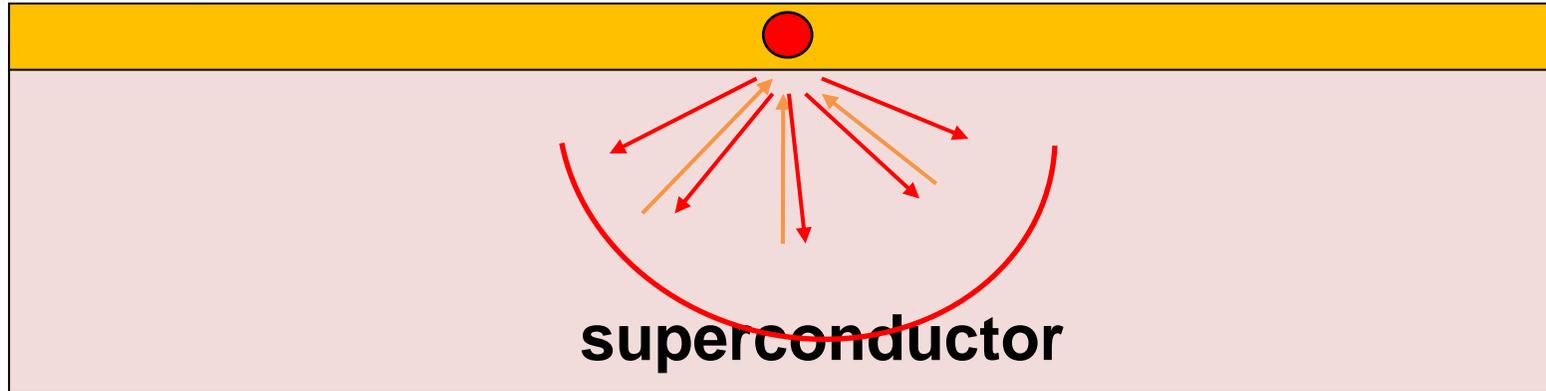


**Isolating
barrier**

superconductor

Induced superconducting gap

2D layer



$$\Gamma = \frac{t^2}{\epsilon_F}$$

Microscopic model. Derivation.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} - \mu_x \right] u(x) - (\epsilon + \eta_1)u(x) + \eta_2 v(x) = 0,$$
$$\left[\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \mu_x \right] v(x) - (\epsilon + \eta_1)v(x) + \eta_2^\dagger u(x) = 0,$$

$$\eta_1 = i\Gamma \langle g_\epsilon^R \rangle, \quad \eta_2 = i\Gamma \langle f_\epsilon^R \rangle, \quad \eta_2^\dagger = i\Gamma \langle f_\epsilon^{\dagger R} \rangle$$

Homogeneous state: $g^R = \frac{\epsilon}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}}, \quad f^R = \frac{\Delta}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}},$

$$\eta_1 = \frac{i\Gamma\epsilon}{\sqrt{\epsilon^2 - |\Delta|^2}},$$

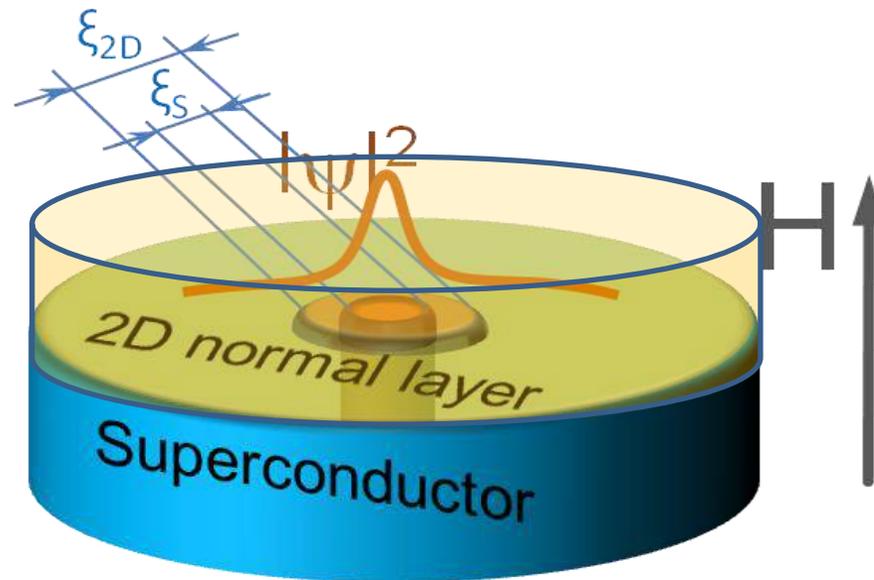
$$\eta_2 = \frac{i\Gamma\Delta}{\sqrt{\epsilon^2 - |\Delta|^2}}, \quad \eta_2^\dagger = \frac{i\Gamma\Delta^*}{\sqrt{\epsilon^2 - |\Delta|^2}}$$

Examples.

InAs (InSb) wire with induced superconductivity



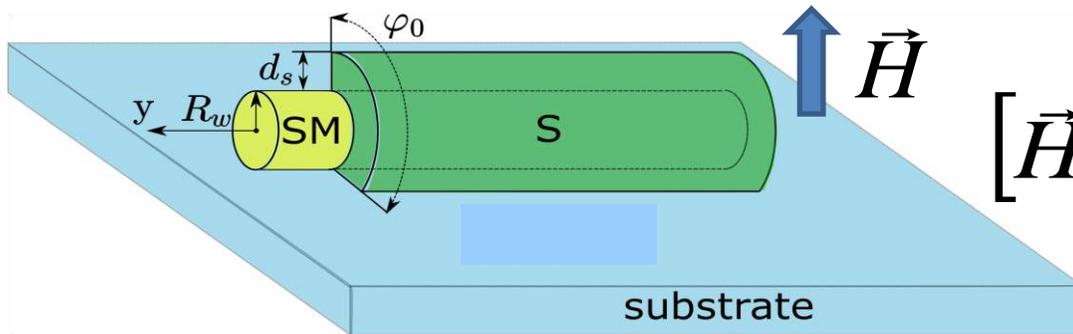
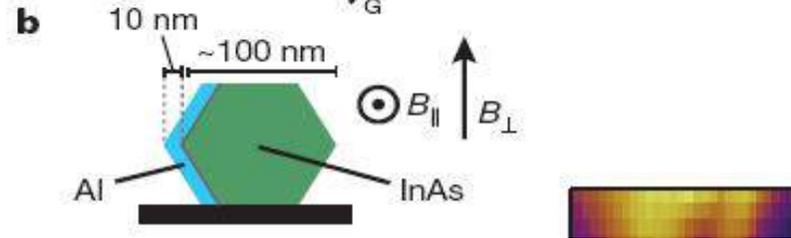
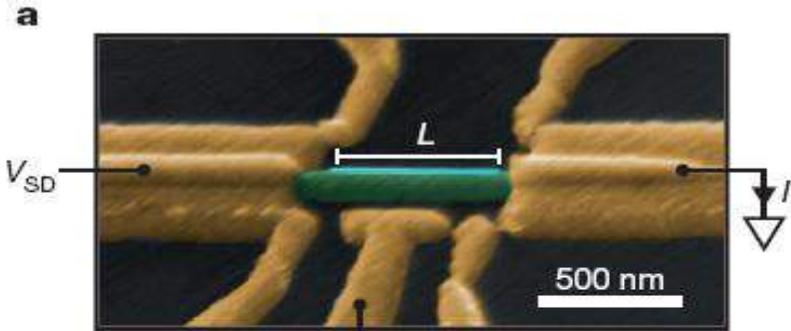
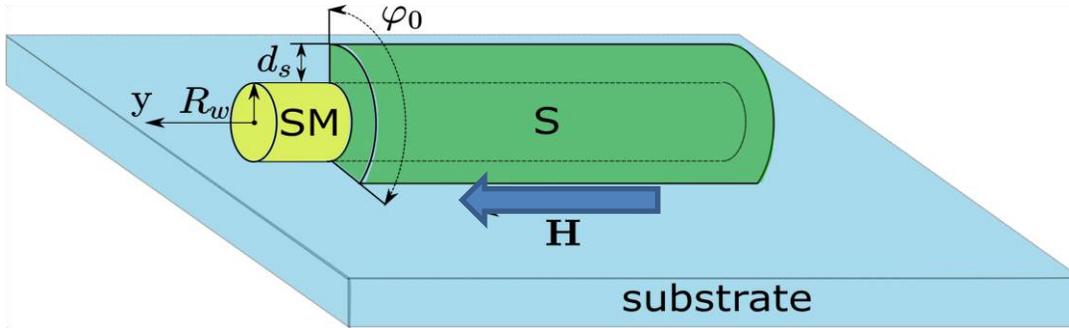
Vortex in 3D topological insulator coupled to superconductor with a hole



Examples: Systems with induced superconducting order

Топологически
нетривиальная
геометрия

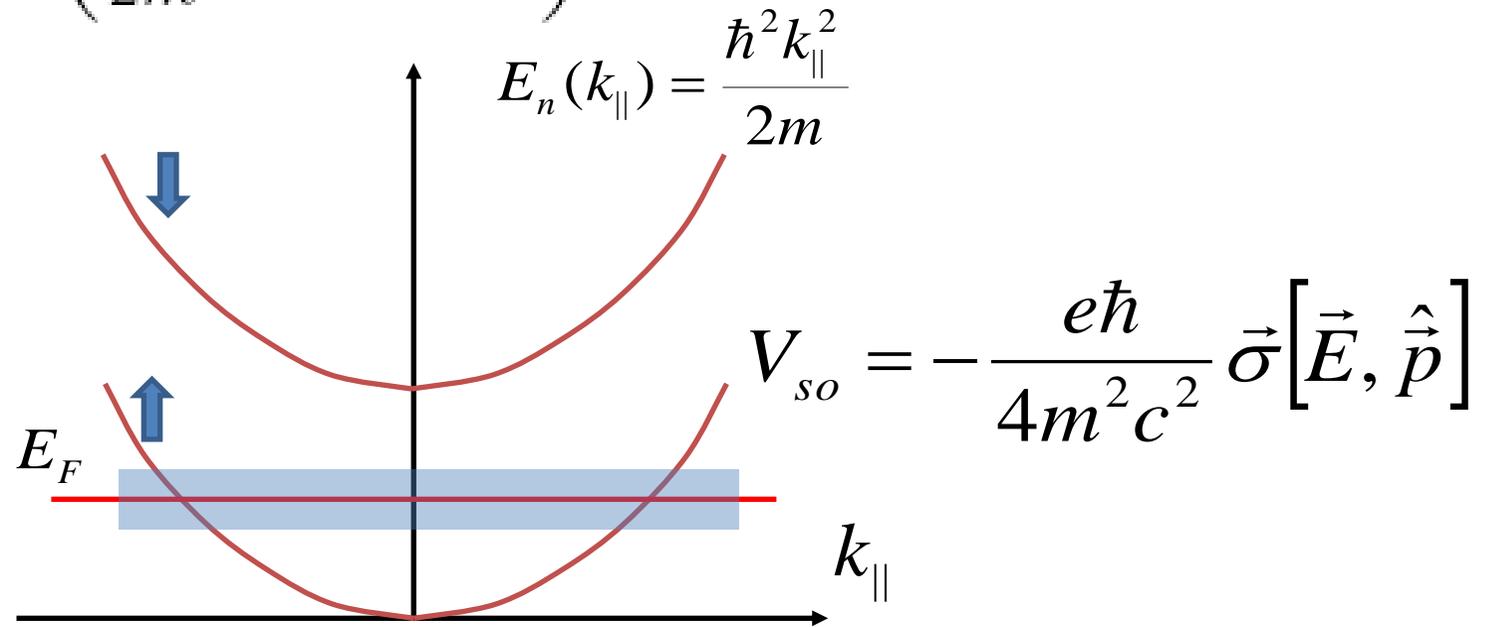
$$[\vec{H}\vec{n}] \perp \vec{j}$$



$$[\vec{H}\vec{n}] = 0$$

Nanowires in magnetic field and strong spin-orbit interaction

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



Теория возмущений по взаимодействию спиновых подзон

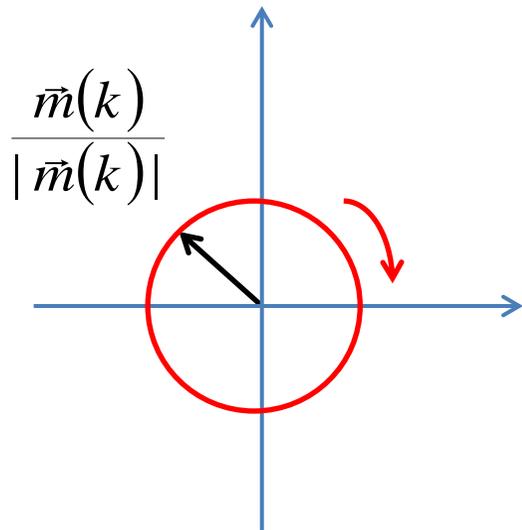
$$H \simeq \left(\frac{p^2}{2m} - \mu \right) \tau_z - \frac{up}{B} \Delta\tau_x.$$

Топологические свойства 1D гамильтониана

Эффективный гамильтониан

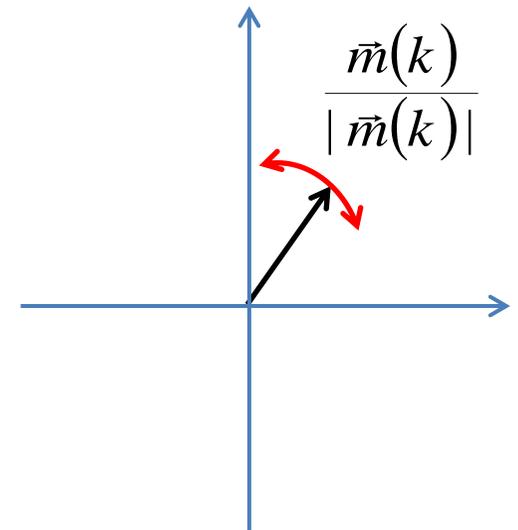
$$\hat{H}_{eff} = \vec{\tau} \vec{m}(k)$$

← Матрицы Паули в пространстве электрон-дырка

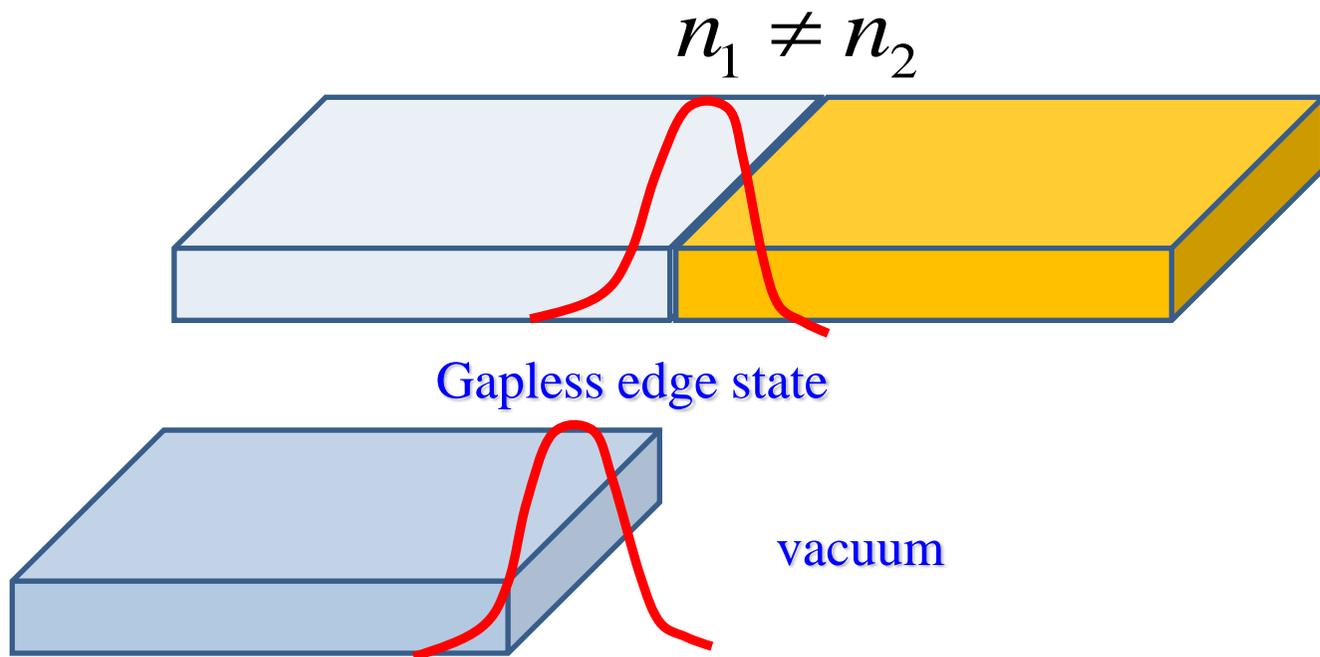


Случай 2D вектора

$$\frac{\vec{m}(k)}{|\vec{m}(k)|}$$

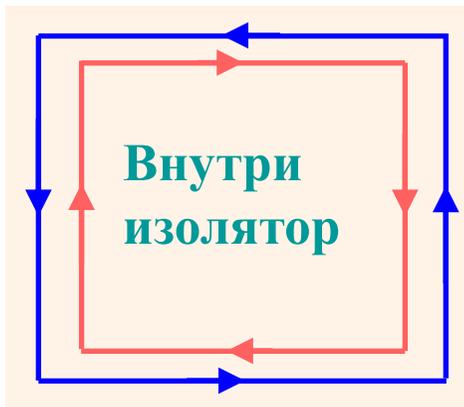


Соответствие объем - граница



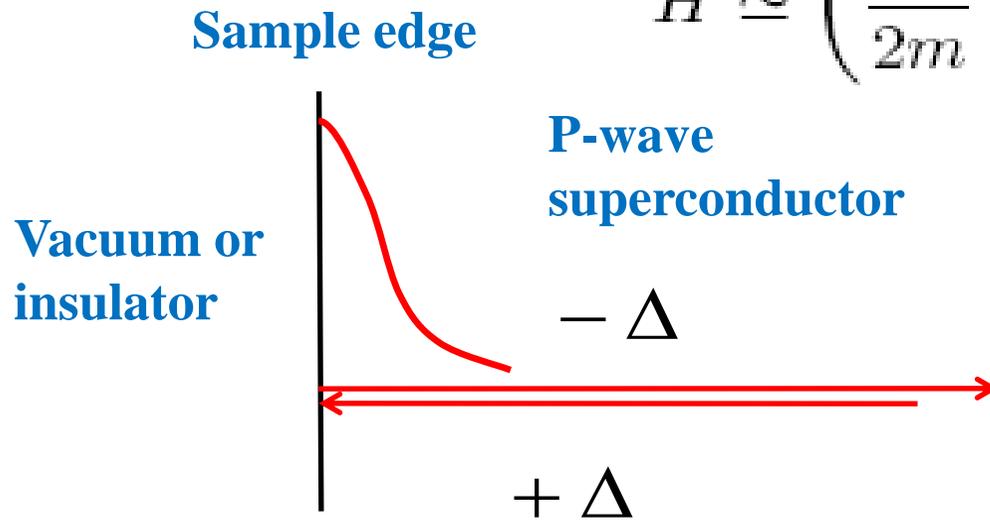
Reason: we can not go “smoothly“ from the left medium to the right one

По периметру-
проводник



На поверхности-
проводник



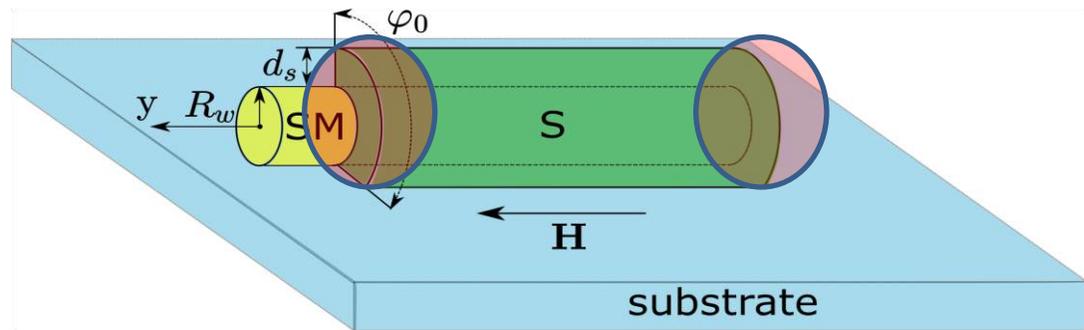


$$H \simeq \left(\frac{p^2}{2m} - \mu \right) \tau_z - \frac{up}{B} \Delta \tau_x.$$

Criterion of nontrivial topology:

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

Майорановские состояния на краях

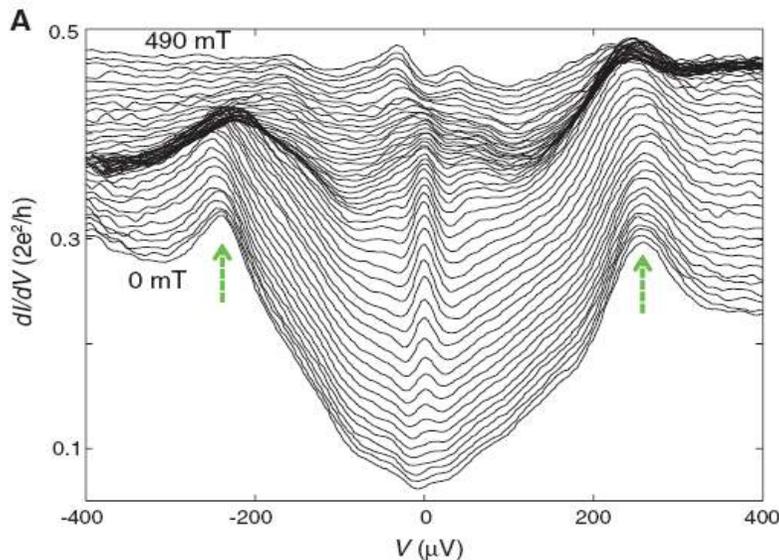
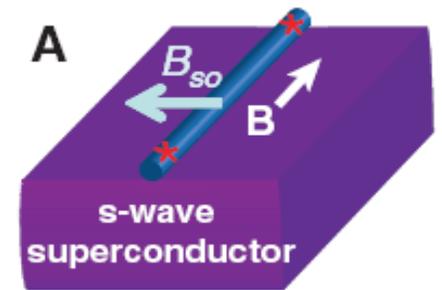


Systems with induced superconducting order

Signatures of Majorana Fermions in Hybrid Superconductor-Semiconductor Nanowire Devices

V. Mourik,^{1*} K. Zuo,^{1*} S. M. Frolov,¹ S. R. Plissard,² E. P. A. M. Bakkers,^{1,2} L. P. Kouwenhoven^{1†}

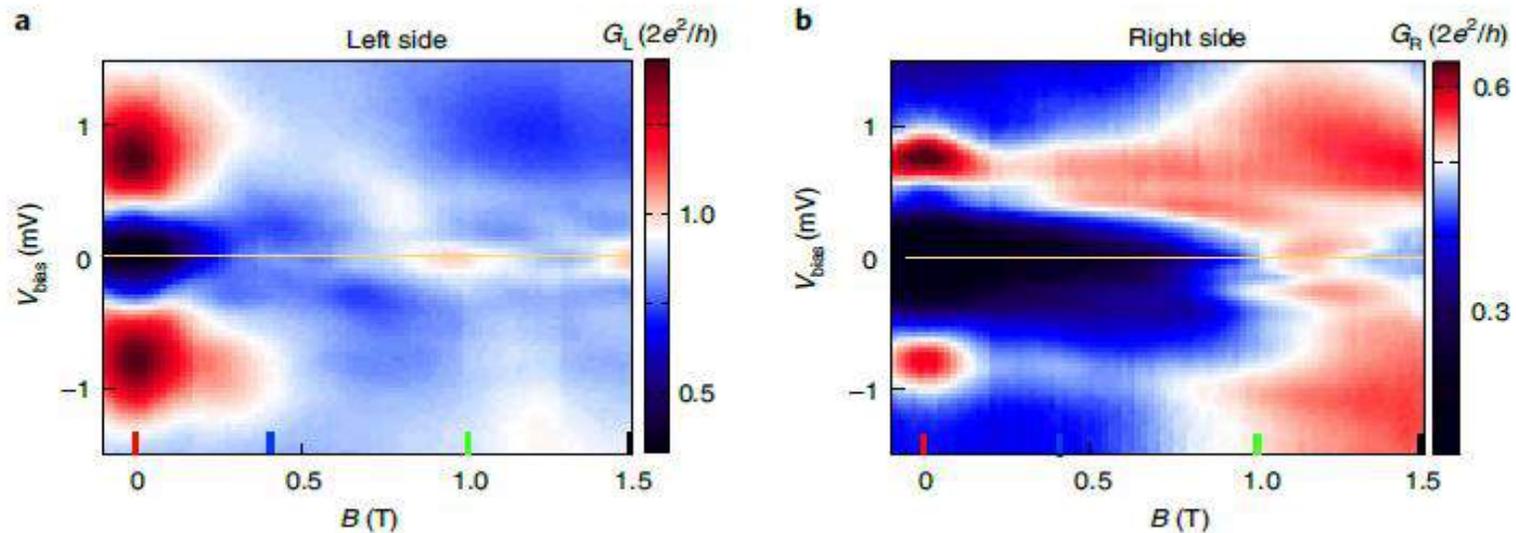
We use InSb nanowires (15), which are known to have strong spin-orbit interaction and a large g factor (16). From our earlier quantum-dot experiments, we extract a spin-orbit length $l_{\text{so}} \approx 200$ nm corresponding to a Rashba parameter $\alpha \approx 0.2$ eV·Å (17). This translates to a spin-orbit energy scale $\alpha^2 m^*/(2\hbar^2) \approx 50$ μeV ($m^* =$



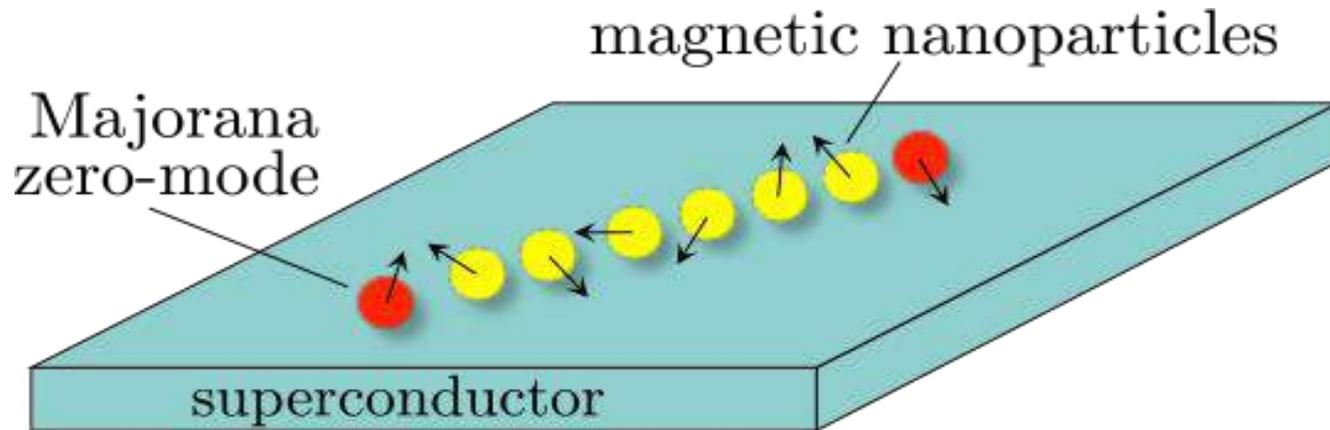
Проблемы симметрии отклика (левый-правый) Влияние беспорядка?

Non-Majorana states yield nearly quantized conductance in proximatized nanowires

P. Yu¹, J. Chen¹, M. Gomanko¹, G. Badawy², E. P. A. M. Bakkers², K. Zuo³, V. Mourik⁴ and S. M. Frolov¹✉



Еще системы с майорановскими фермионами.
Цепочки магнитных точек. Но это уже совсем
другая история...



Некоторые итоги

- **игра нормального и андреевского отражений – новые эффекты интерференции квазичастиц**
- **механизм образования связанных состояний за счет андреевского отражения**
- **индуцированная сверхпроводимость – возможности конструировать новые типы куперовских пар**