



Проскальзывание фазы, поглощение электромагнитного излучения и формирование отклика в детекторах на основе узких полосок сверхпроводников



Диссертация на соискание учёной степени к.ф.-м.н.
(специальность 01.04.03 – радиофизика)

А.В. Семёнов (Московский педагогический государственный университет, факультет физики и информационных технологий; кафедра общей и экспериментальной физики и Учебно-научный радиофизический центр)

Научный руководитель – д.ф.-м.н. И.А. Девятов (Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Скобелева, МГУ)

Структура диссертации

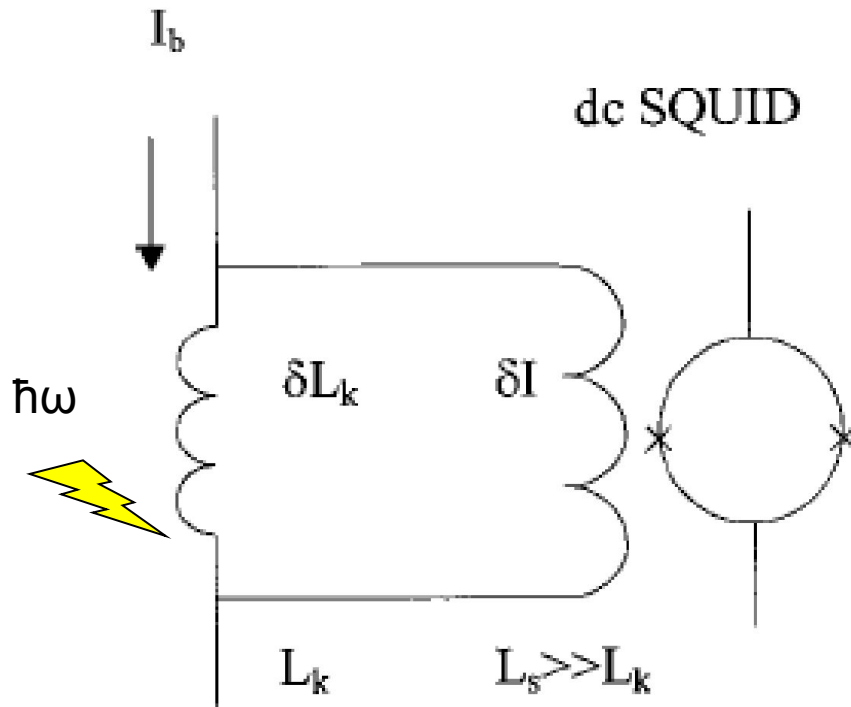
- Гл. 1 - обзорная
- Гл. 2. Теоретический анализ работы сверхпроводникового детектора на кинетической индуктивности
- Гл. 3. Проскальзывание фазы в диффузной сверхпроводящей нанопроволоке
- Гл. 4. Оптимизация сверхпроводникового однофотонного детектора

Глава 2

Теоретический анализ работы сверхпроводникового детектора на кинетической индуктивности

Поглощение электромагнитного излучения и
формирование индуктивного отклика в «грязном»
одномерном сверхпроводнике в присутствии
тока, сравнимого с током распаривания

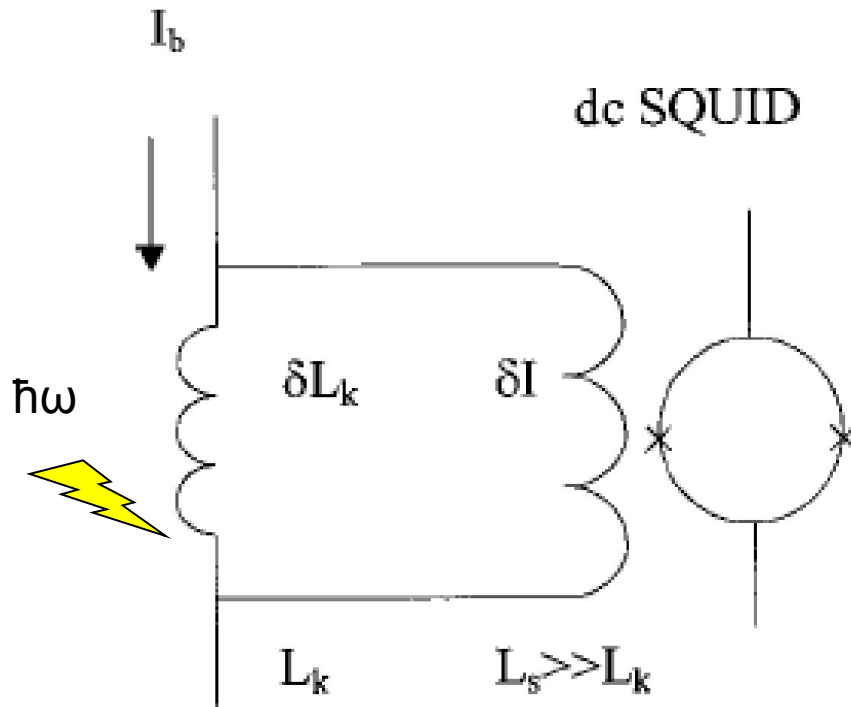
Эквивалентная схема детектора на кинетической ИНДУКТИВНОСТИ



Заданный ток смещения I_b распределяется между двумя ветвями сверхпроводящей петли. Изменение кинетической индуктивности детектора δL_k приводит к изменению тока через правую ветвь на δI . Соответствующее изменение магнитного потока регистрируется СКВИДом. При условии, что индуктивность правой ветви L_s , много больше индуктивности кинетической индуктивности детектора L_k , отклик магнитного потока есть

$$\delta\Phi = I_b \delta L_k$$

Эквивалентная схема детектора на кинетической ИНДУКТИВНОСТИ

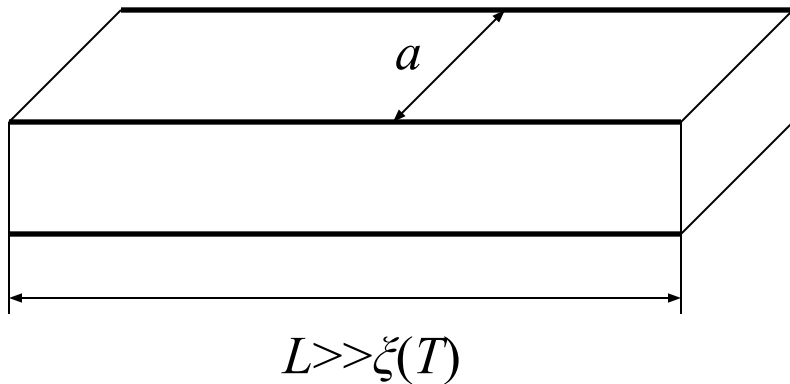


Заданный ток смещения I_b распределяется между двумя ветвями сверхпроводящей петли. Изменение кинетической индуктивности детектора δL_k приводит к изменению тока через правую ветвь на δI . Соответствующее изменение магнитного потока регистрируется СКВИДом. При условии, что индуктивность правой ветви L_s , много больше индуктивности кинетической индуктивности детектора L_k , отклик магнитного потока есть

$$\delta\Phi = I_b \delta L_k$$

Поскольку малость отклика составляет одну из главных проблем, интересны большие токи

Длинный одномерный сверхпроводник



Критерий
одномерности

$$a \leq \xi(T), \lambda(T)$$

ξ в реальных образцах

Низкая температура

$$T \sim T_c - T$$

Тонкие плёнки

Al: $\xi = 200$ нм

MoRe: $\xi = 15$ нм

NbN: $\xi = 4$ нм

Поглощение в сверхпроводнике в бестоковом случае

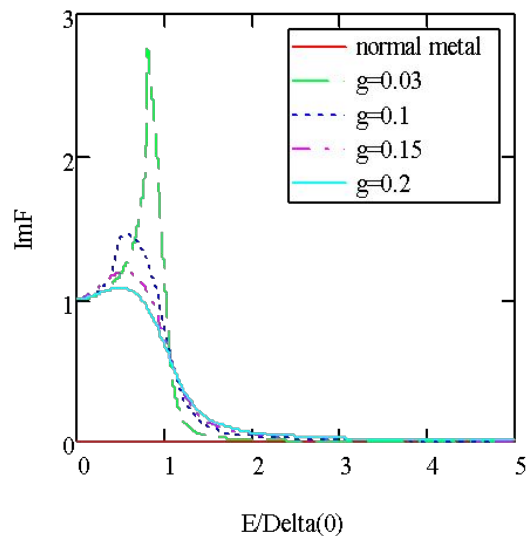
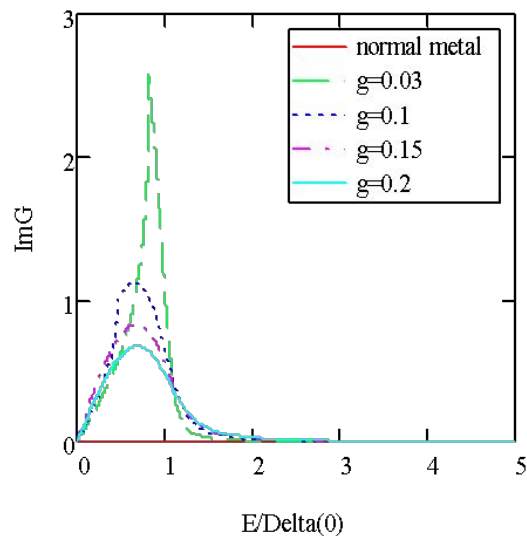
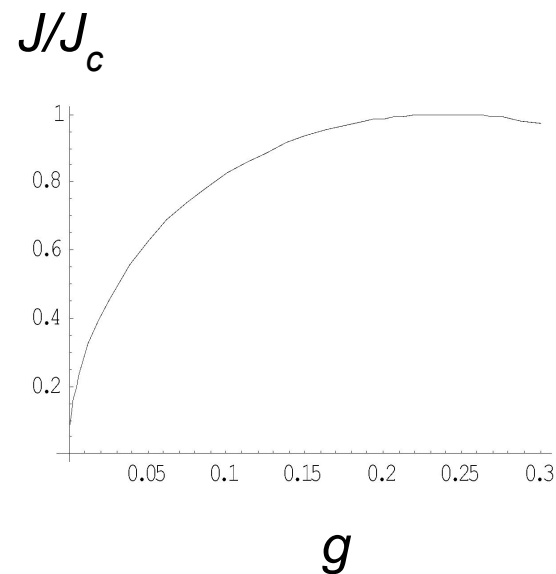
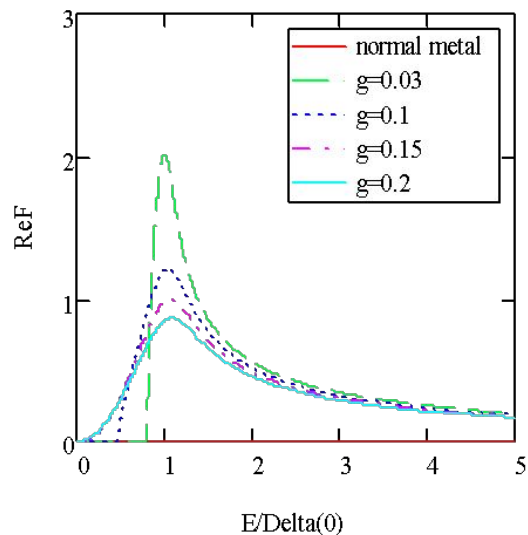
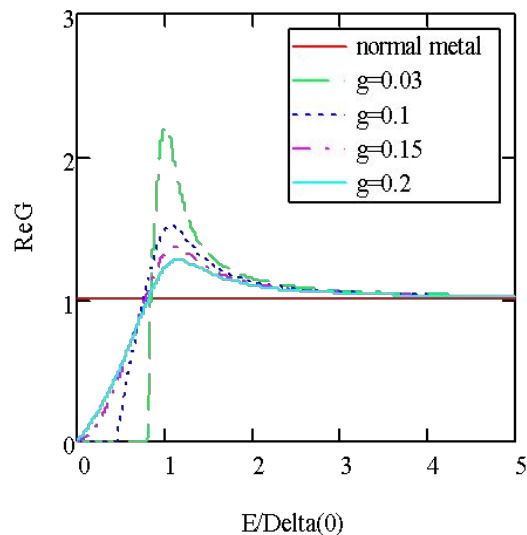
Элиашберг Г. М. К теории высокочастотной проводимости сверхпроводников // *ЖЭТФ*. — 1971. — Т. 61. — С. 1254–1271.

Отклик кинетической индуктивности при низкой температуре в бестоковом случае

Sergeev A. V., Mitin V. V., Karasik B. S. Ultrasensitive hot-electron kinetic-inductance detectors operating well below the superconducting transition // *Appl. Phys. Lett.* — 2002. — Vol. 80. — Pp. 817–819.

Спектральные функции

Fig_2



g – «параметр распаривания», фигурирующий в уравнении Узаделя и определяющий влияние сверхтока на спектральные функции

Исходные уравнения

Состояние грязного сверхпроводника в методе Узаделя описывается матричной квазиклассической функцией Грина

$$\mathbb{G} = \begin{pmatrix} \mathbb{G}^R & \mathbb{G}^K \\ 0 & \mathbb{G}^A \end{pmatrix}$$

Компоненты $\mathbb{G}^{R,A,K}$ представляют собой матрицы в пространстве Намбу

$$\mathbb{G}^R = \begin{pmatrix} G^R & F^R \\ -F^R & -G^R \end{pmatrix}, \quad \mathbb{G}^A = -\tau_3 (G^R)^+ \tau_3$$

Уравнение
Узаделя:

$$e^2 D \left\{ A \tau_3 \mathbb{G} A \tau_3 \mathbb{G} - \mathbb{G} A \tau_3 \mathbb{G} A \tau_3 \right\} + \tau_3 \partial_{t_1} \mathbb{G} + \partial_{t_2} \mathbb{G} \tau_3 - i [\Delta \mathbb{G}, \mathbb{G}] = -i [\Sigma_{e-p} \mathbb{G}]$$

Градиентные члены устранены калибровочным преобразованием. Это возможно благодаря пространственной однородности задачи

Электрон-фотонный источник

Монохроматический сигнал $A(\omega) = 2\pi\delta(\omega - \omega_0)A_+ + 2\pi\delta(\omega + \omega_0)A_-$

Член источника получается из келдышевой части уравнения Узаделя

$$\left. \frac{\partial f_L}{\partial t} \right|_{e-photon} = \frac{1}{2} e^2 D |A|^2 \{ (R_+ + R_-) f_L - R_- f_{L-} - R_+ f_{L+} \}$$

$$f \equiv f(E)$$

$$f_{\pm} \equiv f(E \pm \omega_0)$$

$$R_{\pm} \equiv \operatorname{Re} G_{\pm}^R - \frac{\operatorname{Re} F^R}{\operatorname{Re} G^R} \operatorname{Re} F_{\pm}^R$$

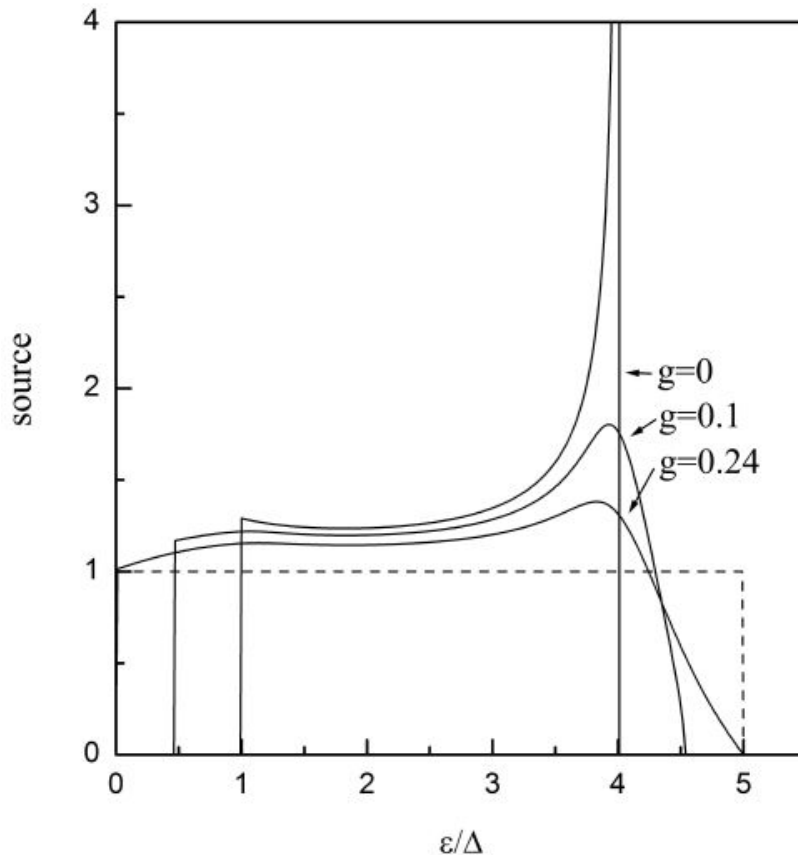
$$1 - f_L \equiv 2f$$

f – функция распределения квазичастиц

в термодинамическом равновесии, $f_L = \tanh(E/2T)$

Электрон-фотонный источник

В линейном по поглощаемой мощности приближении, функции распределения и когерентные факторы в члене источника – равновесные



Нормированная на скорость электрон-фотонных столкновений функция источника, рассчитанная для различных значений параметра распаривания g . Положено $\omega_0=5\Delta$, $T=0$. Пунктир соответствует нормальному металлу.

Вычисление когерентных факторов

Запаздывающее уравнение Узаделя

$$\boxed{-i[E\hat{\tau}_3 + \hat{\Delta}, \hat{G}^R] + e^2 D |A_0|^2 \left\{ \hat{\tau}_3 \hat{G}^R \hat{\tau}_3 \hat{G}^R - \hat{G}^R \hat{\tau}_3 \hat{G}^R \hat{\tau}_3 \right\} = 0}$$

Φ - параметризация

$$G^R(E) = \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Phi^2(E)}} \quad F^R(E) = -\frac{\Phi(E)}{\sqrt{E^2 - \Phi^2(E)}}$$

$$\boxed{\Phi^4 - 2\Delta\Phi^3 + (\Delta^2 - E^2 - \Gamma^2)\Phi^2 + 2E^2\Delta\Phi - E^2\Delta^2 = 0}$$

$$\Gamma \equiv 2e^2 D |A_0|^2$$

Уравнение самосогласования

$$\Delta = 2\lambda \int_0^{\omega_D} dE f_L \operatorname{Re} F^R$$

Линеаризованные кинетические уравнения

Линейное приближение:

$$f_L \equiv f_L^T + \delta f_L \quad H \equiv H^T + \delta H$$

$$f_L^T(E) \equiv \tanh(E/2T) \quad H^T(E) \equiv \coth(E/2T)$$

- равновесные функции

распределения квазичастиц и фоонов, $\delta f_L, \delta H \propto |A|^2$

Линеаризованное кинетическое уравнение для квазичастиц

$$\alpha \left\{ (R_+ + R_-) f_L^T - R_- f_{L-}^T - R_+ f_{L+}^T \right\} = -\tau_{e-p}^{-1}(E) \delta f_L + \frac{\lambda}{\omega_D^2} \int_E^{\omega_0} dE' (E - E')^2 K(E, E') \delta f_L' - \frac{\lambda}{\omega_D^2} \int_E^{\omega_0} dE' E'^2 K(E, E - E') \delta H'$$

$$\tau_{e-p}^{-1}(E) = \frac{\lambda}{2\omega_D^2} \int_0^{\omega_D} dE' E'^2 K(E, E - E') (f_L^T(E - E') + H^T') +$$

$$+ \frac{\lambda}{2\omega_D^2} \int_0^{\omega_D} dE' E'^2 K(E, E' + E) (-f_L^T(E + E') + H^T')$$

$$K(E, E') \equiv \text{Re} G^{R'} - \frac{\text{Re} F^{R'}}{\text{Re} G^R} \text{Re} F^{R'}$$

Линеаризованные кинетические уравнения

Линеаризованное кинетическое уравнение для фононов

$$\delta H = -\frac{2\lambda_1}{\tau_{p-b}^{-1}(E) + \tau_{esc}^{-1}} \int_E^{\omega_0} dE' K(E'-E, E') \delta f_L'$$

где $\tau_{p-b}^{-1}(E) = -\lambda_1 \int_0^E dE' K(E'-E, E') \delta f_L'$ - скорость поглощения фононов с порождением квазичастиц,
 $\tau_{esc}^{-1} = v_s / 4Kd$ - скорость ухода фононов в подложку

Выражение для кинетической

индуктивности

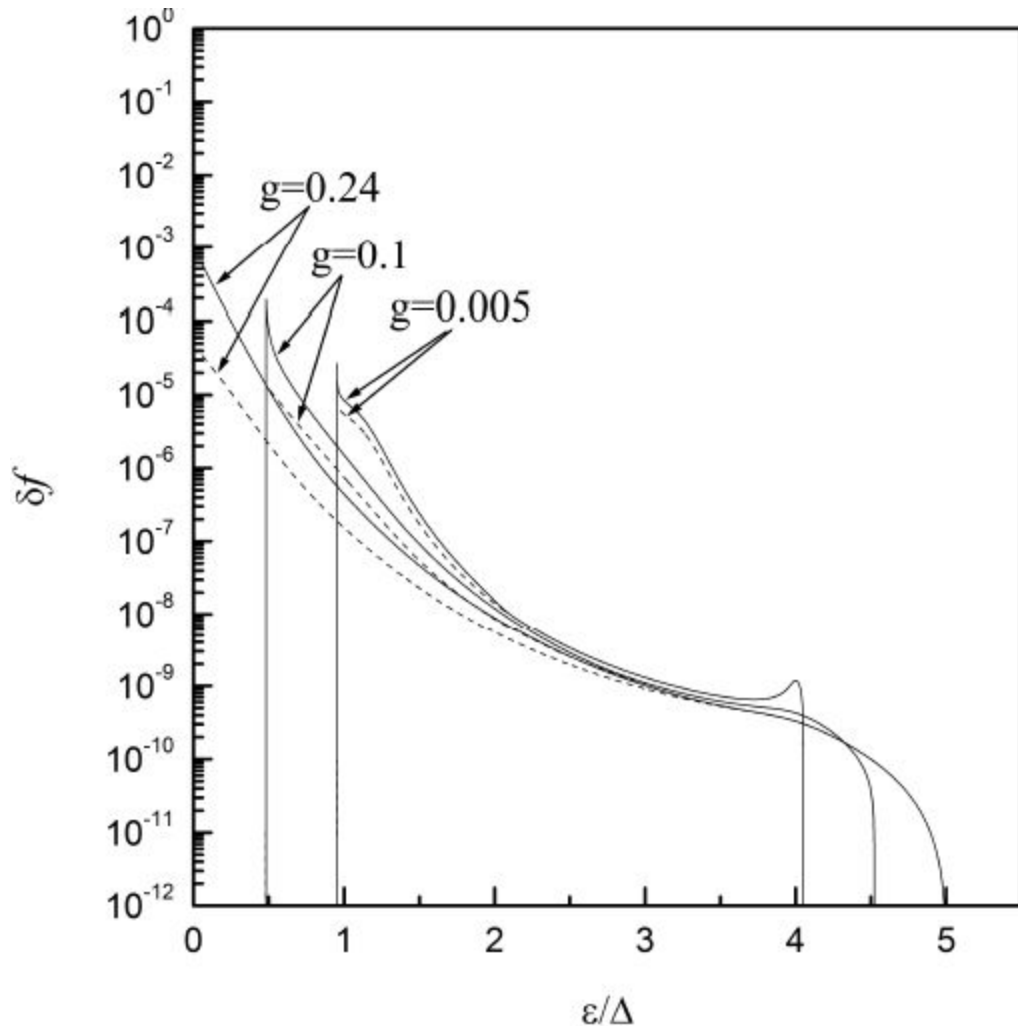
$$L^{-1} = \sigma_N \int dE f_L (\text{Im } G^R \text{Re } G^R + \text{Im } F^R \text{Re } F^R)$$

и его

линеаризация

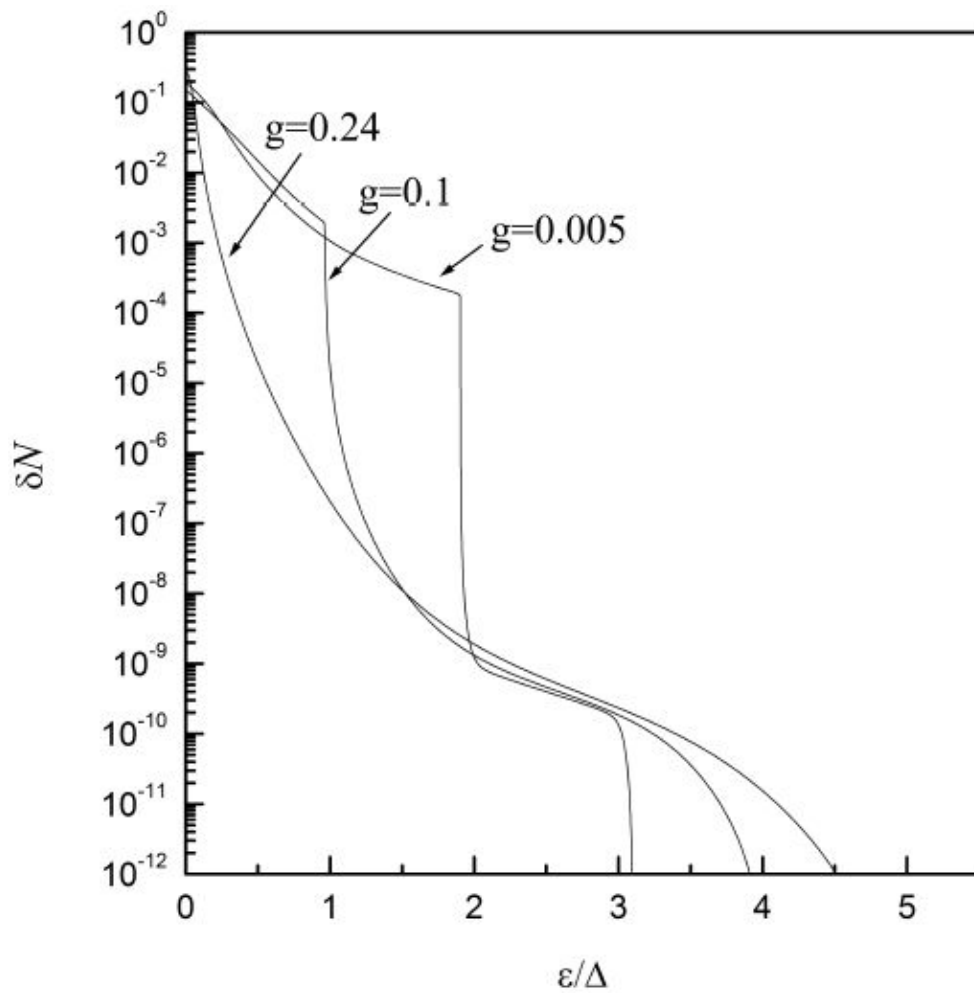
$$\frac{\delta L}{L_0} = \frac{\int dE \delta f_L \text{Im } F^2 + \int dE \tanh(E/2T) \delta \text{Im } F^2}{\int dE \tanh(E/2T) \text{Im } F^2} \equiv \frac{\delta_1 L}{L_0} + \frac{\delta_2 L}{L_0}$$

Результаты численных расчётов



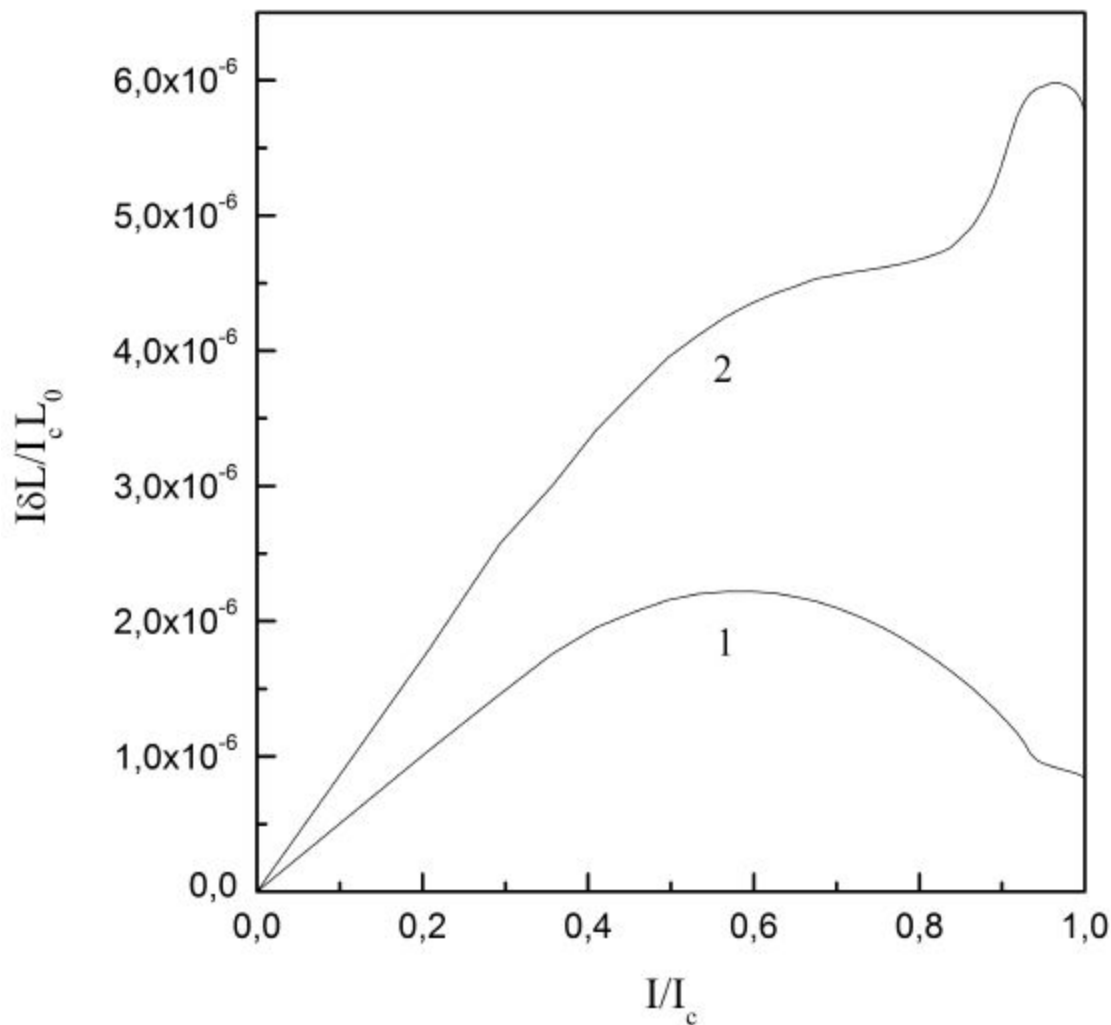
Функции распределения неравновесных квазичастиц, рассчитанные численно при нескольких значениях параметра распаривания g . Пунктирные кривые соответствуют режиму "фононного термостата", сплошные кривые - режиму "эффективно запертых фононов"

Результаты численных расчётов



Функции распределения неравновесных фононов, рассчитанные численно при тех же значения параметра распаривания g , что и неравновесные функции распределения квазичастиц на предыдущем рисунке

Результаты численных расчётов



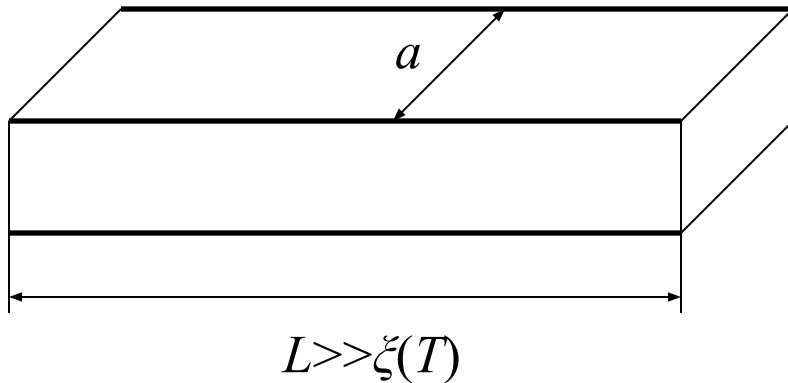
Нормированный отклик детектора на кинетической индуктивности как функция тока смещения. Кривая 1 - предел "фононного термостата", кривая 2 - предел "эффективно запертых фононов"

Глава 3

Проскальзывание фазы в диффузной
сверхпроводящей нанопроволоке

Микроскопическое рассмотрение задачи о
флуктуационном проскальзывании фазы
параметра порядка в «грязном» одномерном
сверхпроводнике

Длинный одномерный сверхпроводник



Критерий
одномерности

$$a \leq \xi(T), \lambda(T)$$

ξ в реальных образцах

Низкая температура

$$T \sim T_c - T$$

Тонкие плёнки

Al: $\xi = 200$ нм

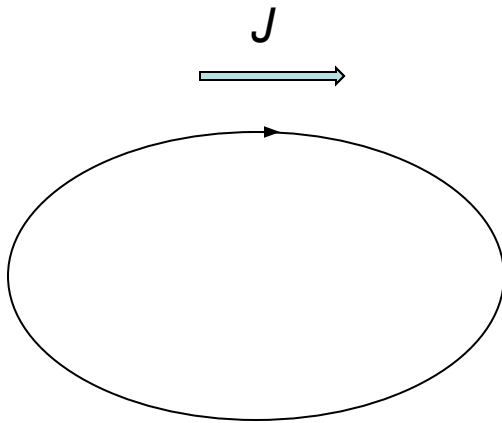
MoRe: $\xi = 15$ нм

NbN: $\xi = 4$ нм

Эффективная размерность образца зависит от температуры!

Затухание тока в кольцевом 1D сверхпроводнике

$$J_s \propto |\Delta|^2 \nabla \phi$$

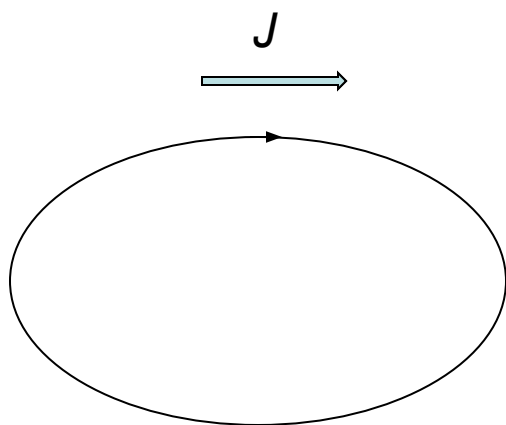


$$\oint d\phi = 2\pi n$$

Ток в кольце квантуется

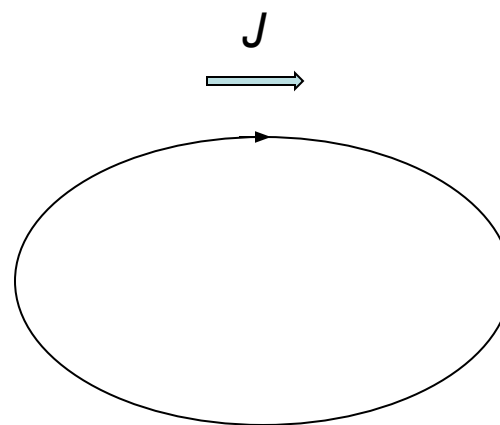
Затухание тока в кольцевом 1D сверхпроводнике

$$J_s \propto |\Delta|^2 \nabla \phi$$



$$\oint d\phi = 2\pi n$$

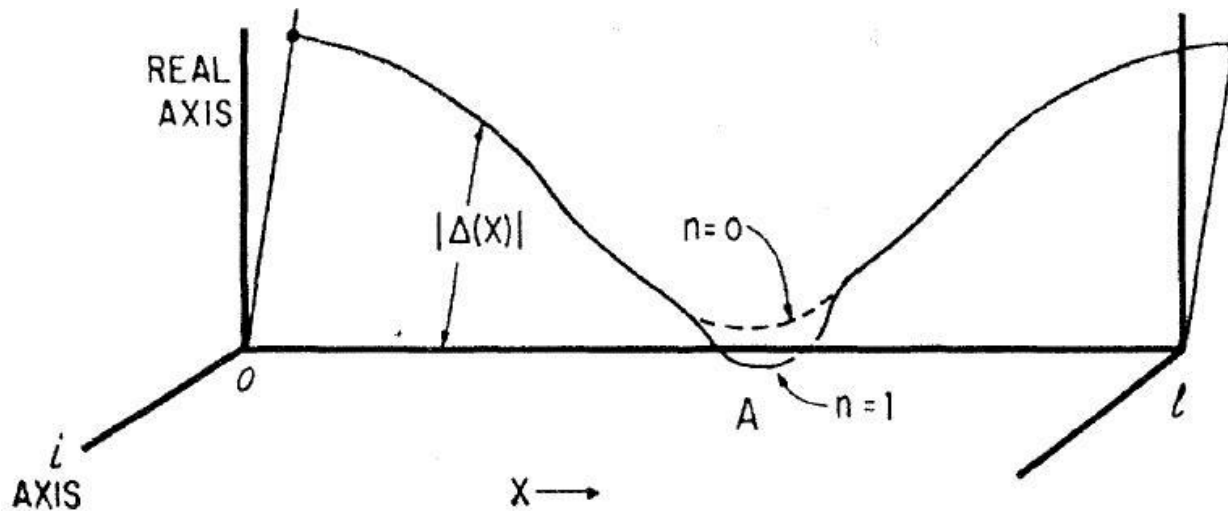
Ток в кольце квантуется



$$\oint d\phi = 2\pi(n-1)$$

Параметр порядка должен претерпеть топологическое превращение

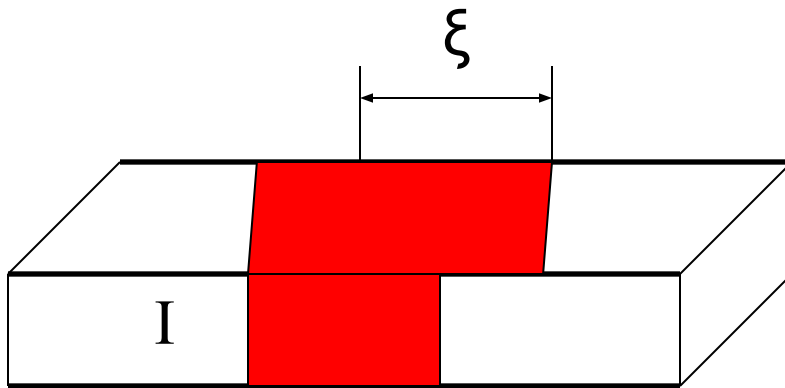
Проскальзывание фазы



W.A. Little, Phys. Rev. 156, 396 (1967)

Оценка порога

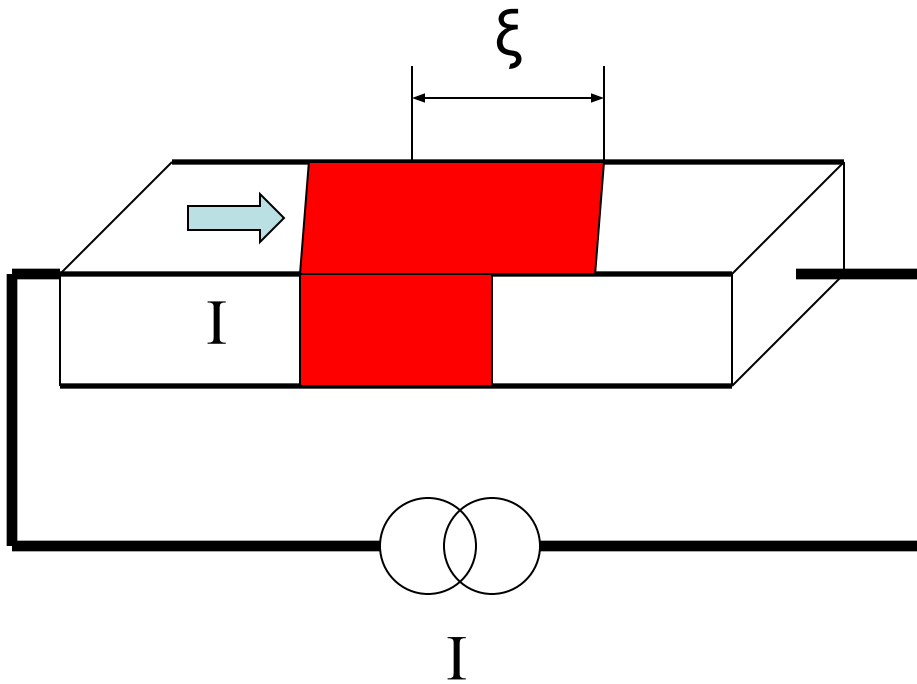
$$r_{PS} \propto \exp(-\delta F / T)$$



$$\delta F \approx N_0 \Delta^2 \times \xi s$$

Оценка порога

$$r_{PS} \propto \exp(-\delta F / T)$$

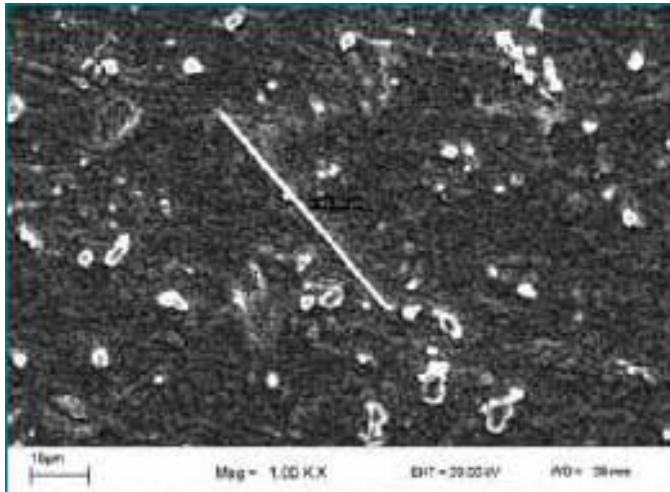


$$\delta F_0 \approx N_0 \Delta^2 \times \xi s \quad \delta F(I) = \delta F_0 - I\pi/2e$$

Мотивация

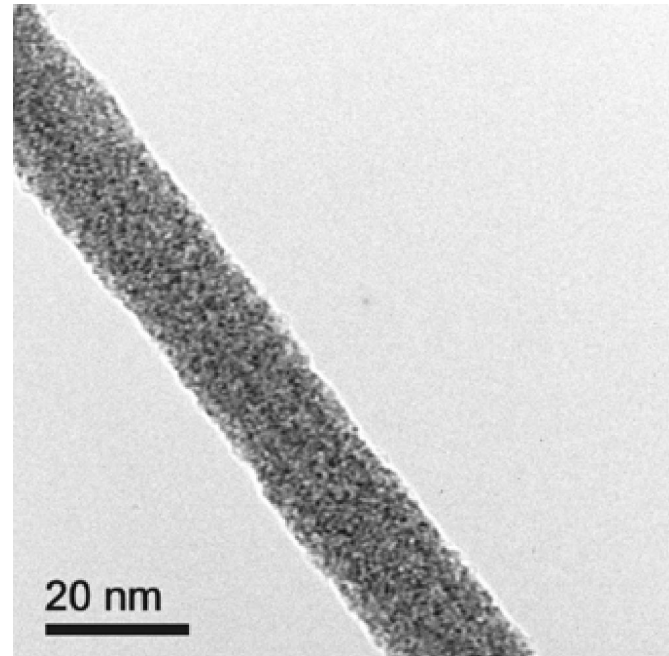
$$r_{PS} \propto \exp(-\delta F / T)$$

$$\delta F \propto V = s\xi$$



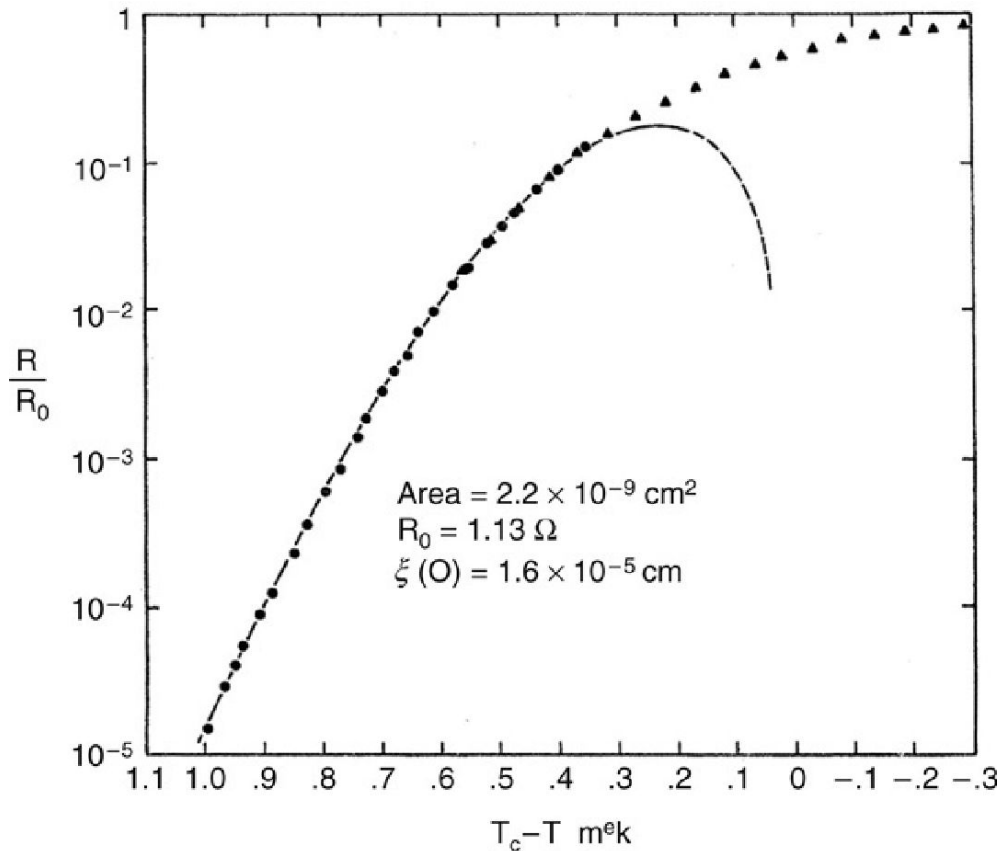
$d \approx 1 \text{ мкм}$

1970-e



2000-e

Первые эксперименты



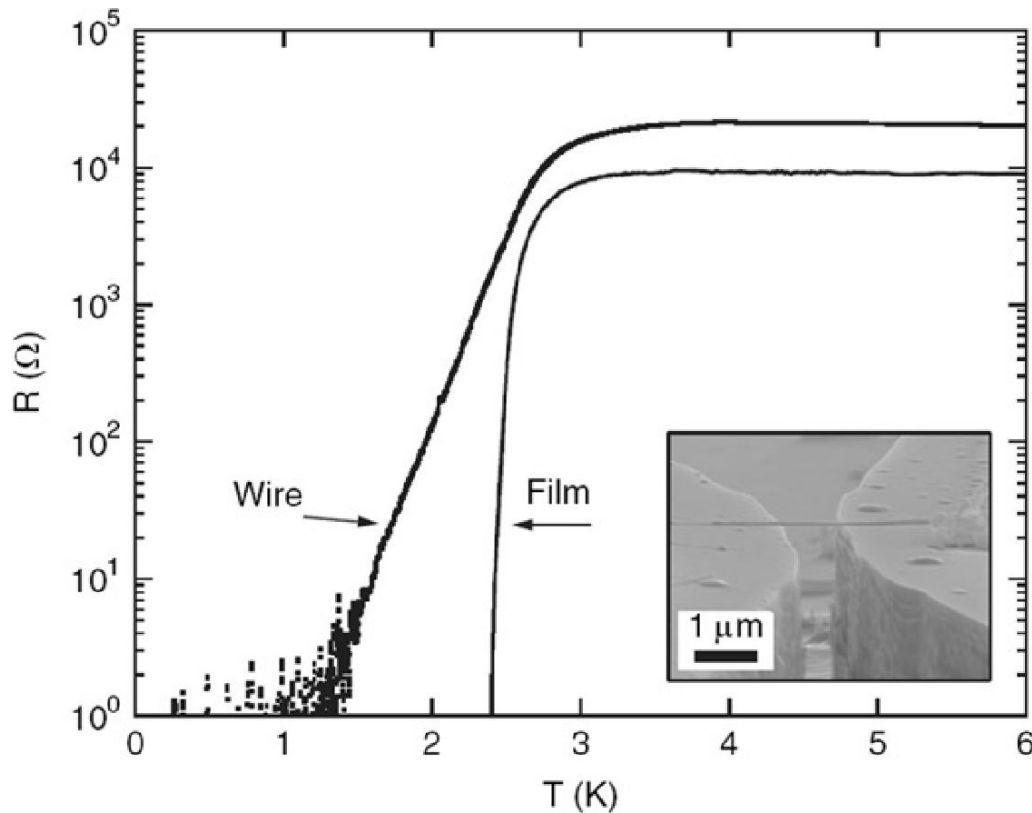
Зависимость $R(T)$ для оловянного вискера. Точки – данные эксперимента, пунктирная кривая – теория ЛАМГ

$$V = \frac{2\pi}{e} \gamma_{\text{TAPS}} \sinh \frac{\pi I}{2eT}$$

$$\gamma_{\text{TAPS}} = \frac{4\sqrt{6}}{\sqrt{\pi}} T \frac{X}{\xi(T)} \sqrt{\frac{\delta F}{T}} \exp \left[-\frac{\delta F}{T} \right]$$

$$\delta F = \frac{16\pi^2}{21\zeta(3)} sN_0 \sqrt{\pi D} (T_c - T)^{3/2}$$

Пример похожих современных измерений на нанопроволоке



Зависимости $R(T)$ для α -InO нанопроволоки шириной 100 нм и для аналогичным образом изготовленной плёнки шириной 500 мкм. Вставка: Изображение типичного образца, полученное на сканирующем электронном микроскопе.

A. Johansson, G. Sambandamurthy, D. Shahar, N. Jacobson, R. Tenne, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 116804

Теоретические работы последних 15 лет, посвящённые флуктуационному проскальзыванию фазы

A.D. Zaikin, D.S. Golubev, A. van Otterlo, and G.T. Zimanyi, Phys. Rev. Lett. 78, 1552 (1997)

A.D. Zaikin, D.S. Golubev, A. van Otterlo, and G.T. Zimanyi, Usp. Fiz. Nauk **168**, 244 (1998)

D.S. Golubev, A.D. Zaikin, Phys. Rev. B 64, 014504 (2001)

D.S. Golubev, A.D. Zaikin, Phys. Rev. B 78, 144502 (2008)

A. Zharov, A. Lopatin, A.E. Koshelev et al., Phys. Rev. Lett. 98, 197005 (2007)

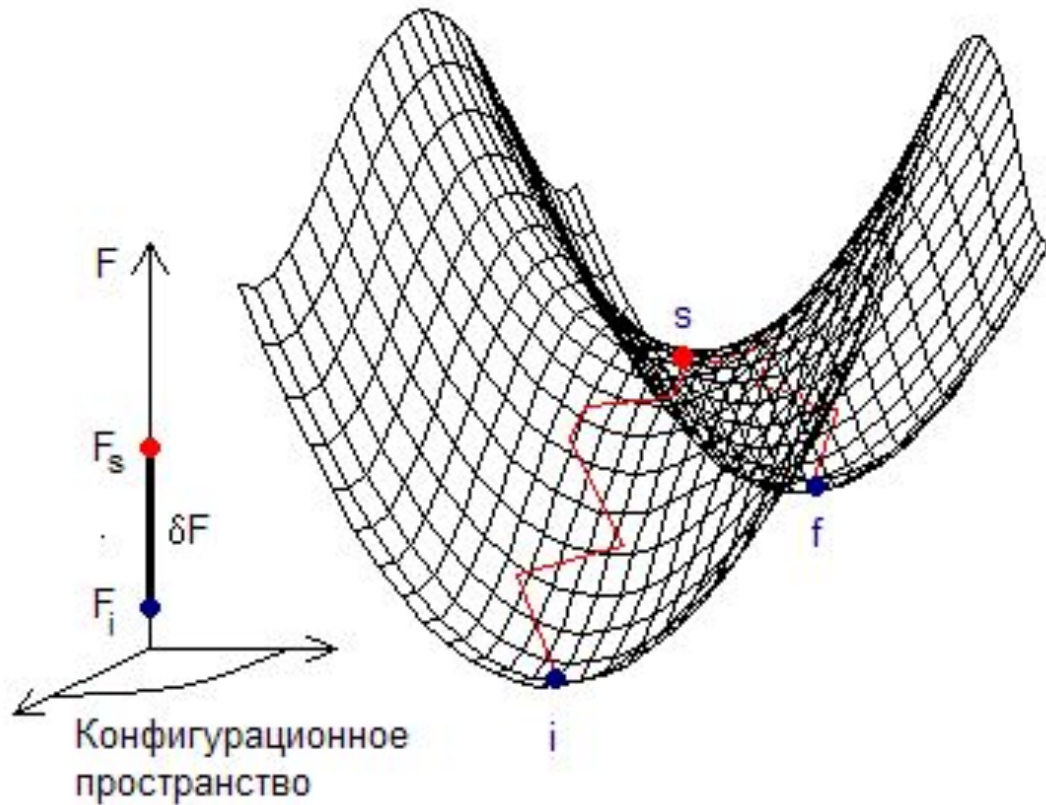
Оценка частоты QPS при $T=0$
Учёт взаимодействия между QPS

Коррекция результата Маккамбера-Гальперина для частоты TAPS

Микроскопическое вычисление δF для 1D чистого случая

Однако, до настоящего времени не было проведено расчетов зависимости барьера свободной энергии от тока и магнитного поля для наиболее важного для практических применений случая диффузной нанопроволоки, находящейся при произвольной по сравнению с T_c температуре.

Приближение «седловой точки»



$$W \propto \exp(-F / T)$$

$$T \ll \delta F$$

$$W_{PS} \propto \exp(-\delta F / T)$$

Решение Ланжера-Амбегаокара

$$\xi^2 \nabla^2 \psi + 2i\xi^2 p_{s\infty} \nabla \psi - (1 - \xi^2 p_{s\infty}^2) \psi^3 + \psi = 0$$

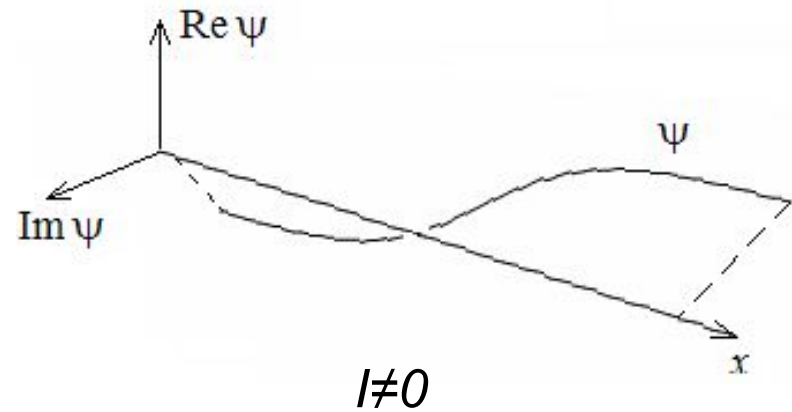
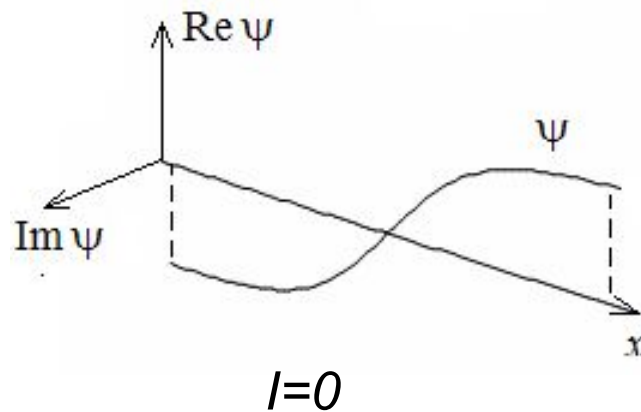
1-е уравнение ГЛ

$$|\psi(x \rightarrow \pm\infty)| = \psi_\infty = \sqrt{1 - \xi^2 p_{s\infty}^2}$$

граничные условия

$$\psi_{PS}(x) = \sqrt{1 - 3\xi^2 p_{s\infty}^2} \tanh\left(\frac{x}{\sqrt{2}\xi}\right) - i\xi p_{s\infty} \sqrt{2}$$

J.S. Langer and V. Amegaokar, Phys. Rev. 164, 498 (1967)



Результаты Ланжера-Амбегаокара

Задача о проскальзывании фазы рассмотрена в рамках теории Гинзбурга-Ландау

$$\delta F = \frac{16\pi^2}{21\zeta(3)} sN_0 \sqrt{\pi D} (T_C - T)^{3/2} \quad (\text{в пределе нулевого тока})$$

$$\gamma_{\text{TAPS}} \propto \exp \left[-\frac{\delta F}{T} \right]$$

$$V = \frac{2\pi}{e} \gamma_{\text{TAPS}} \sinh \frac{\pi I}{2eT} \quad \pi I / 2eT \equiv I / I_T \quad I_T = 13nA / K$$

J.S. Langer and V. Ambegaokar, Phys. Rev. 164, 498 (1967)

Уравнение Узалея для проскальзывания фазы

$$D(G\nabla^2 F - F\nabla^2 G + i\langle p_{s\infty} \rangle G\nabla F - \langle p_{s\infty}^2 \rangle GF) - 2\omega F + 2\Delta G = 0 \quad \ell \ll a \leq \xi$$

$$2\pi T \sum_{\omega} (\Delta/\omega - F) = \Delta \ln(T_c/T)$$

Граничные условия

$$|F(x \rightarrow \pm\infty)| = F_{\infty}$$

$$\arg F(x \rightarrow \pm\infty) = \phi_{\pm\infty}$$

G и F – мацубаровские функции Грина; $G^2 + |F|^2 = 1$

Δ – координатно-зависимый комплексный параметр порядка
 $\omega = (2n+1)\pi T$ – мацубаровская частота

(T – температура, n – неотрицательное целое число)

$p_{s\infty}$ – сверхтекучий импульс на бесконечности

D – коэффициент диффузии

T_c – критическая температура

Вычисление порога свободной энергии

$$\Phi = N_0 \int d^3 r \left\{ |\Delta|^2 \ln \frac{T}{T_c} + 2\pi T \sum_{\omega > 0} \left[\frac{|\Delta|^2}{\omega} - \bar{I}(\omega) \right] \right\} \quad \text{Узаделевское выражение для свободной энергии}$$

$$\bar{I} = \Delta^* F + \Delta F^* + 2\omega(G-1) - \frac{1}{2} D \left\{ \left(\frac{\text{Re}(F^* \nabla F)}{G|F|} \right)^2 + \left(\frac{\text{Im}(F^* \nabla F)}{|F|} \right)^2 + 4e^2 A^2 |F|^2 - 4e\mathbf{A} \text{Im}(F^* \nabla F) \right\}$$

$$\delta F = \delta \Phi$$

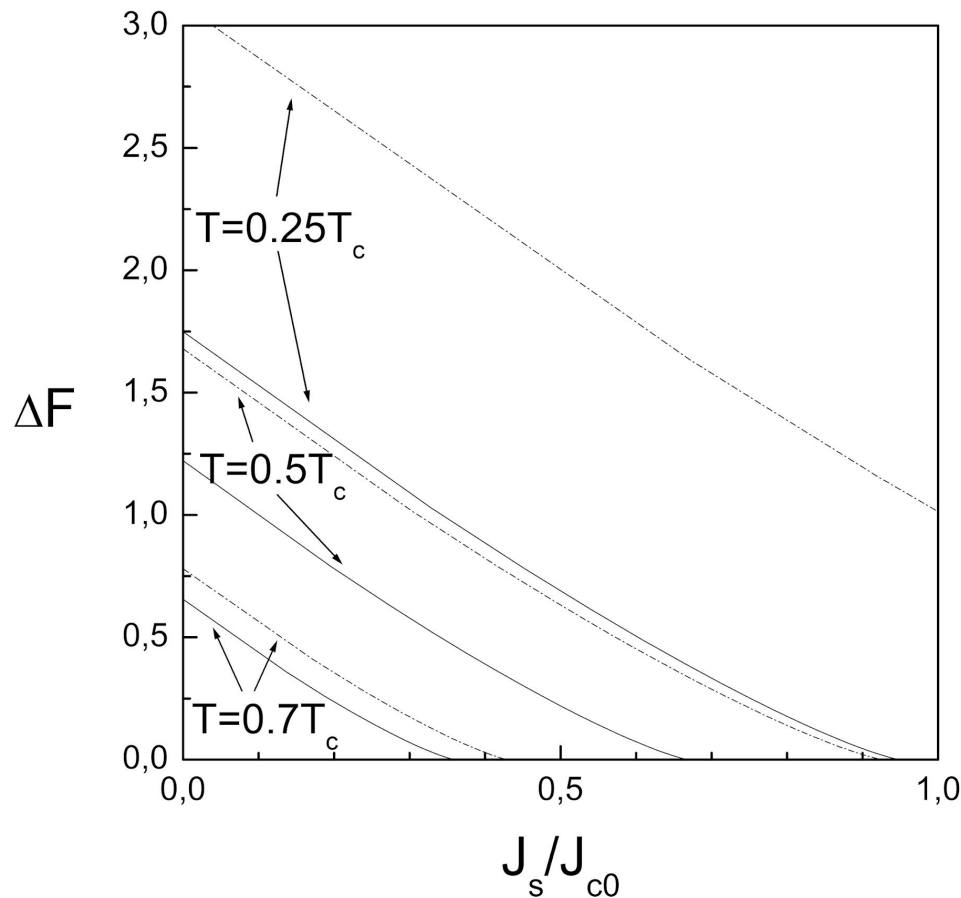
Вычисление порога свободной энергии

$$\Phi = N_0 \int d^3 r \left\{ |\Delta|^2 \ln \frac{T}{T_c} + 2\pi T \sum_{\omega > 0} \left[\frac{|\Delta|^2}{\omega} - \bar{I}(\omega) \right] \right\} \quad \text{Узаделевское выражение для свободной энергии}$$

$$\bar{I} = \Delta^* F + \Delta F^* + 2\omega(G-1) - \frac{1}{2} D \left\{ \left(\frac{\text{Re}(F^* \nabla F)}{G|F|} \right)^2 + \left(\frac{\text{Im}(F^* \nabla F)}{|F|} \right)^2 + 4e^2 A^2 |F|^2 - 4e\mathbf{A} \text{Im}(F^* \nabla F) \right\}$$

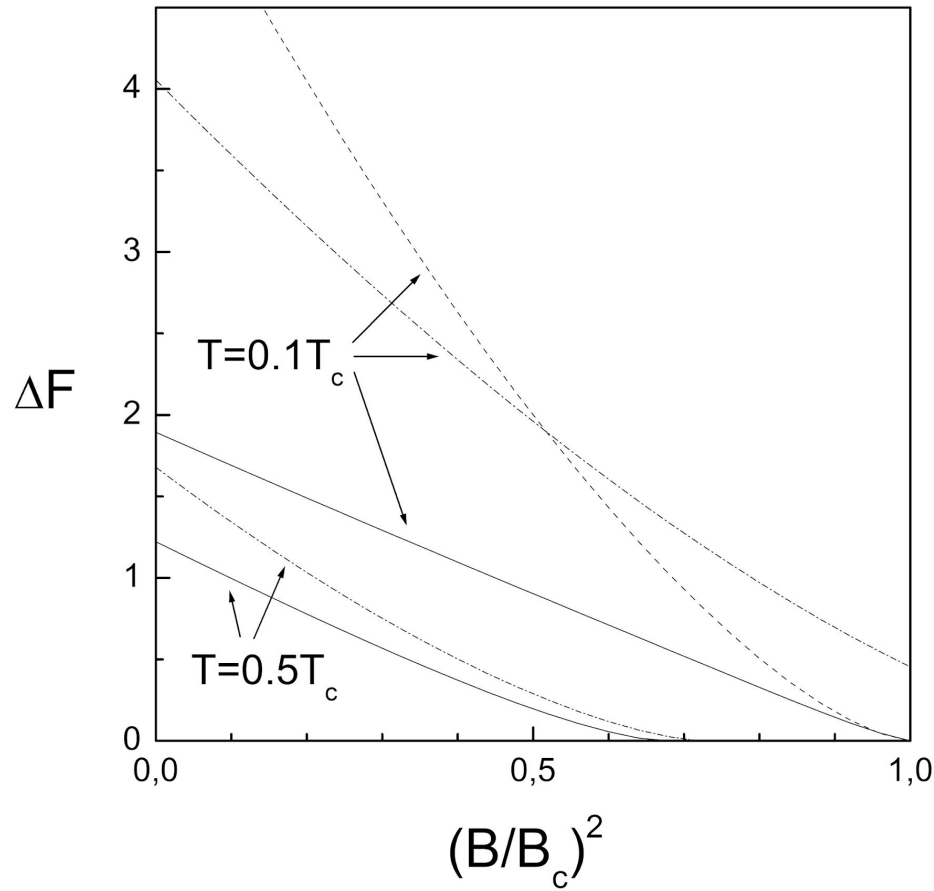
$$\delta F = \delta \Phi - J \delta \phi / 2e$$

Зависимость порога свободной энергии от тока



Зависимость порога свободной энергии от тока $\delta F(J_s)$ при $H=0$. Сплошные кривые - численный расчёт, пунктир с точками - теория Гинзбурга-Ландау. Свободная энергия нормирована на характерный масштаб энергии конденсации $N_0 \Delta^{3/2} D^{1/2}$

Зависимость порога свободной энергии от магнитного поля



Зависимость порога свободной энергии от магнитного поля $\delta F(B)$ при $J_s=0$. Сплошные кривые - численный расчёт, пунктир с точками - теория Гинзбурга-Ландау. Свободная энергия нормирована на характерный масштаб энергии конденсации $N_0 \Delta^{3/2} D^{1/2}$

Аналитическое решение вблизи критического поля

При $\Gamma \rightarrow \Gamma_c$ удаётся свести уравнение Узаделя к замкнутому уравнению для параметра порядка, аналогичному уравнению теории Гинзбурга-Ландау

$$\xi^2 \nabla^2 \Delta - \frac{1}{\Delta_\infty^2} \Delta^3 + \Delta = 0$$

(бестоковый случай)

Для сравнения, ГЛ

$$\Delta_\infty(\Gamma) = \sqrt{3} \Delta_0 (1 - \Gamma/\Gamma_c)^{1/2}$$

$$\Delta_\infty(T) = \sqrt{\frac{8\pi^2 T_c^2}{7\zeta(3)}} (1 - T/T_c)^{1/2}$$

$$\xi(\Gamma) = \sqrt{\frac{D}{\Delta_0}} (1 - \Gamma/\Gamma_c)^{-1/2}$$

$$\xi(T) = \sqrt{\frac{\pi D}{8T_c}} (1 - T/T_c)^{-1/2}$$

Параметр Γ описывает влияние магнитного поля и определяется как

$$\frac{\Gamma}{\Delta_0} = \left(\frac{B}{B_\Gamma} \right)^2 \quad B_\Gamma = \frac{\Phi_0 \sqrt{6}}{\pi w \xi}$$

Критическое магнитное поле ($T \ll T_c$)

$$B_c = \frac{\Phi_0 \sqrt{3}}{\pi w \xi}$$

Аналитическое решение вблизи критического поля

Решение для «седловой точки»

$$\Delta(x) = \Delta_{\infty}(B) \tanh\left(\frac{x}{\sqrt{2\xi(B)}}\right)$$

Порог свободной энергии

$$\delta F = 4\sqrt{2}N_0s\Delta_0^{3/2}D^{1/2}\left(1 - B/B_c\right)^{3/2}$$

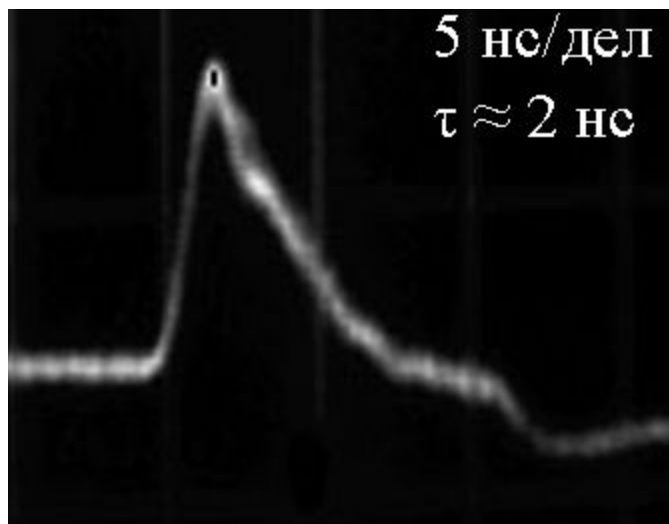
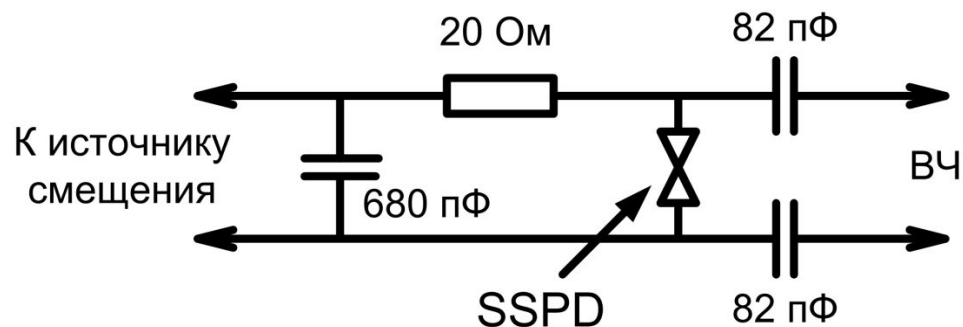
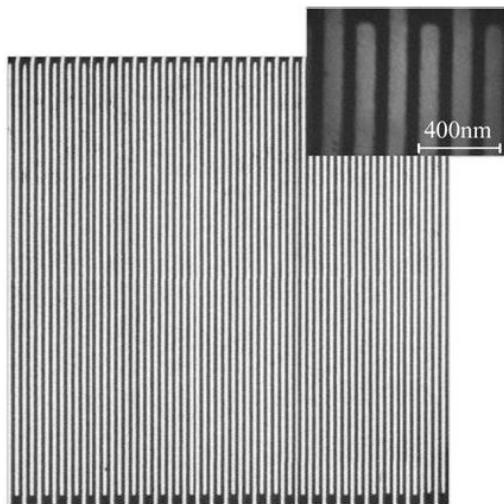
Глава 4

Оптимизация сверхпроводникового
однофотонного детектора (SSPD)

Моделирование формы отклика SSPD

Исследование возможности применения SSPD,
разрешающего число фотонов, в
телекоммуникационных линиях

Сверхпроводниковый однофотонный детектор



Полоска из NbN

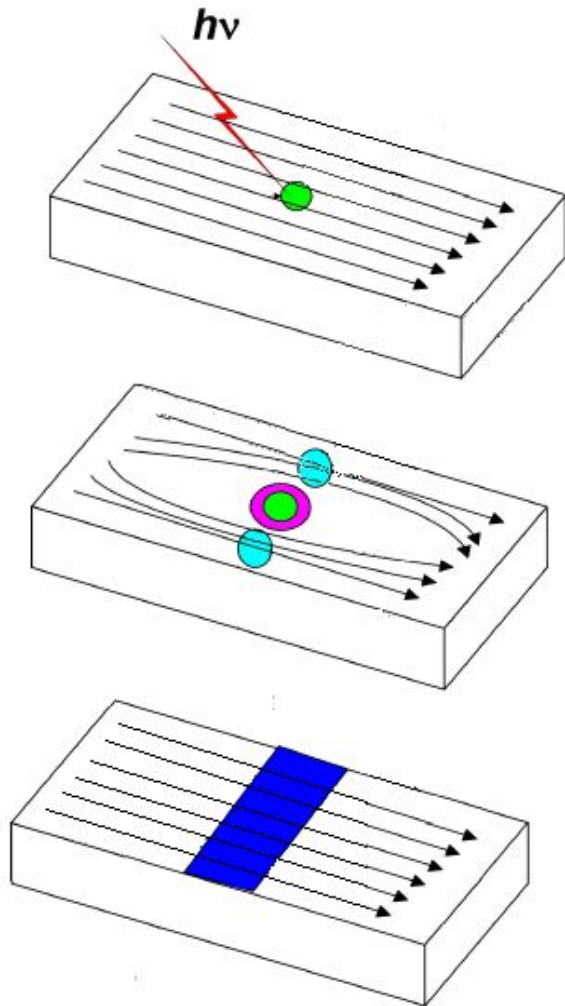
$w=100$ нм

$d=4$ нм

$T=2..4$ К

$I=0.7..0.95 I_c$

Механизм работы

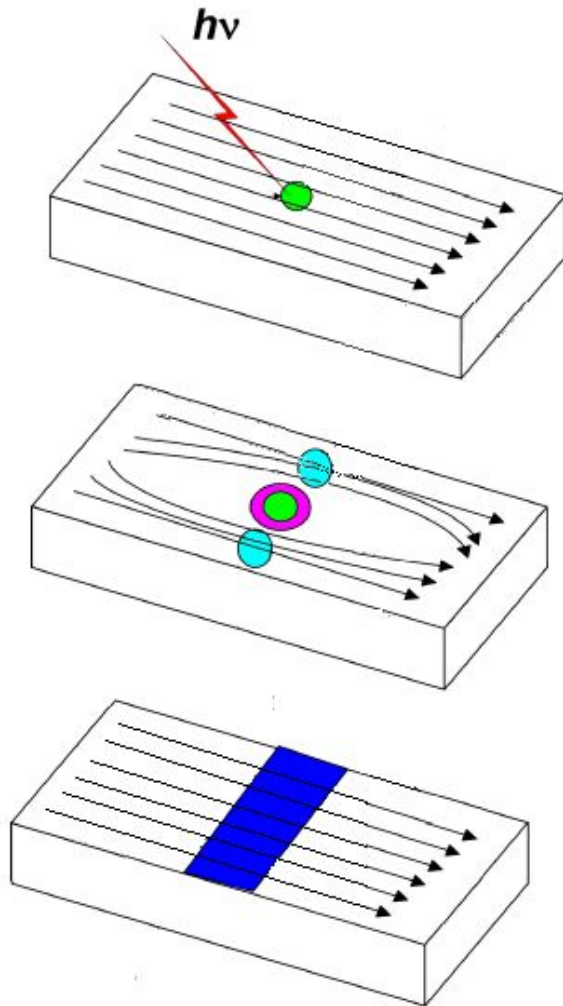


Поглощение фотона, размножение
неравновесных квазичастиц

Подавление параметра порядка,
перераспределение сверхтока,
превышение критической
плотности тока

Джоулев нагрев, эволюция
резистивного участка –
регистрация импульса напряжения

Механизм работы



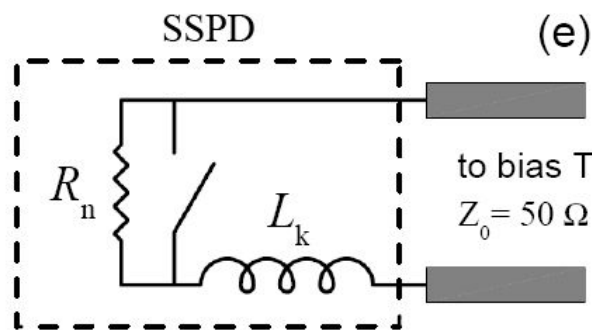
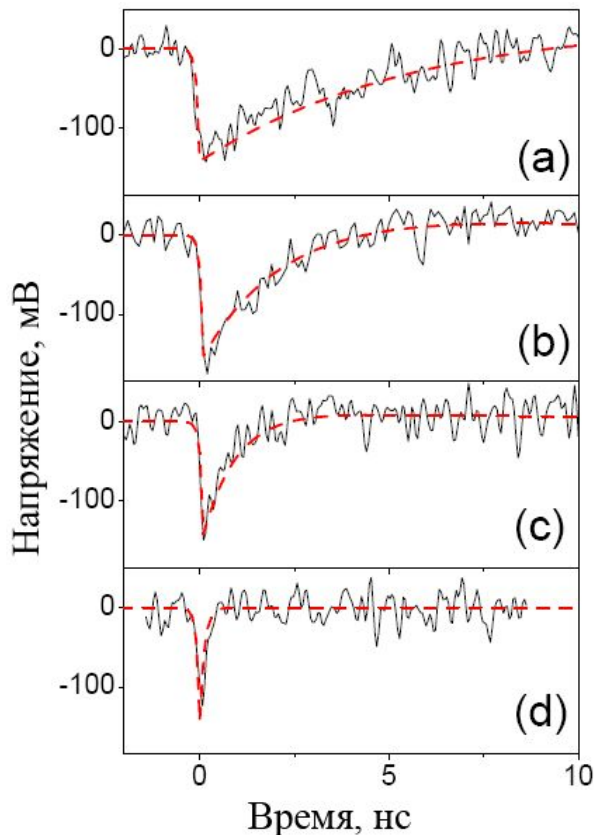
Поглощение фотона, размножение
неравновесных квазичастиц

Подавление параметра порядка,
перераспределение сверхтока,
превышение критической
плотности тока

Джоулев нагрев, эволюция
резистивного участка – регистрация
импульса напряжения

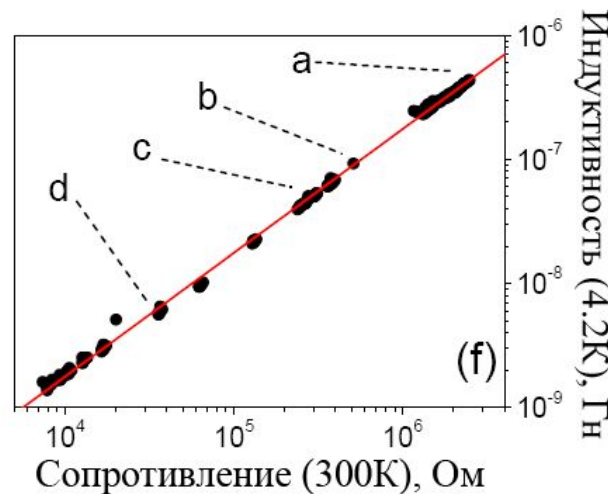
Влияние кинетической индуктивности на длительность оклика

Длительность импульса определяется в основном временем восстановления тока



$$\tau_{fall} = \frac{L_k}{R_{load}}$$

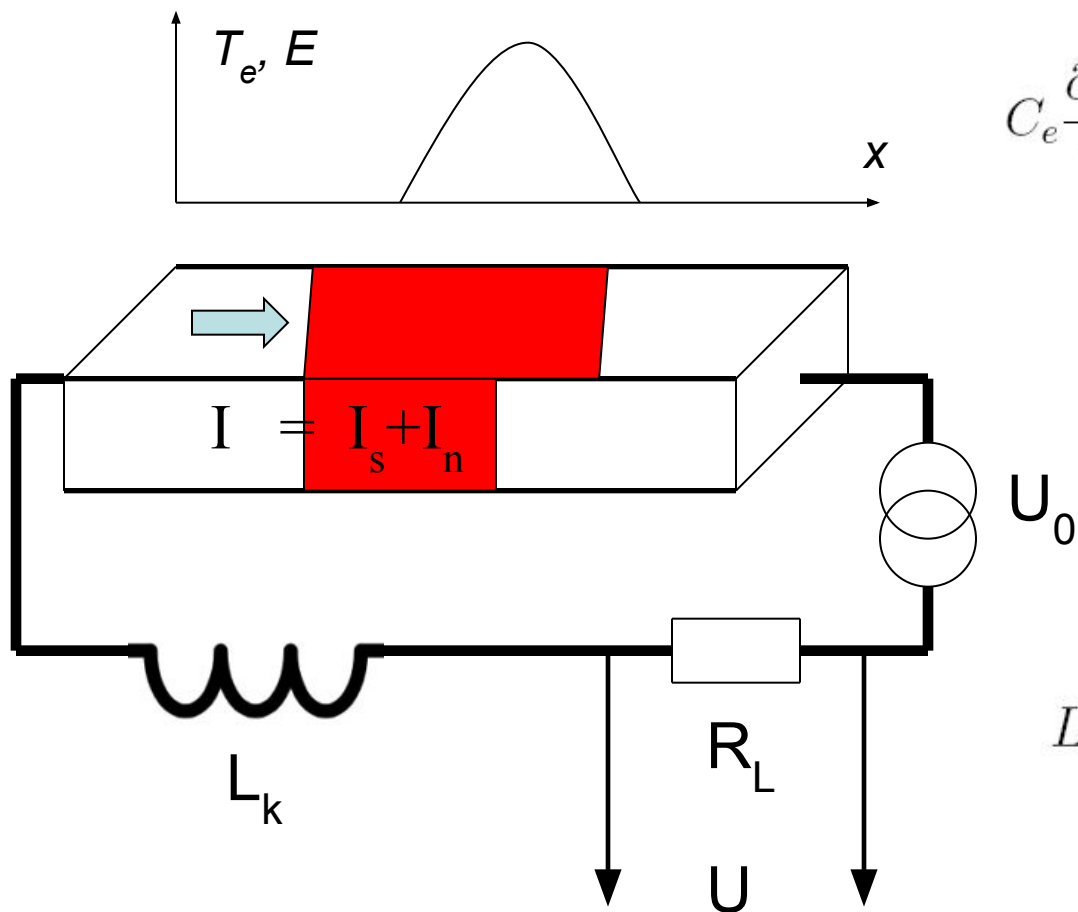
$$V(t) \propto \exp(-t/\tau_{fall})$$



$$L_{sq,k} = \hbar R_{sq} / \pi \Delta$$

совпадает с
извлеченным из τ_{fall}

Электротермическая модель



$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T_e + EI - G(T_e - T_0)$$

$$\frac{\partial I_s}{\partial t} = \frac{I_c(T_e) - I_s}{\tau_{th}}$$

$$E = (I - I_s) \rho_n$$

$$L_k \frac{\partial I}{\partial t} = R_L(I - I_0) + \int E dx$$

Константы

Температура термостата $T_0=4.2$ К

Критическая температура $T_c=10$ К

Эффективная длина когерентности $\xi=7.5$ нм

Постоянная Зоммерфельда $\gamma=240$ Дж/(К²м³)

Толщина плёнки 3 нм

Ширина полосы 100 нм

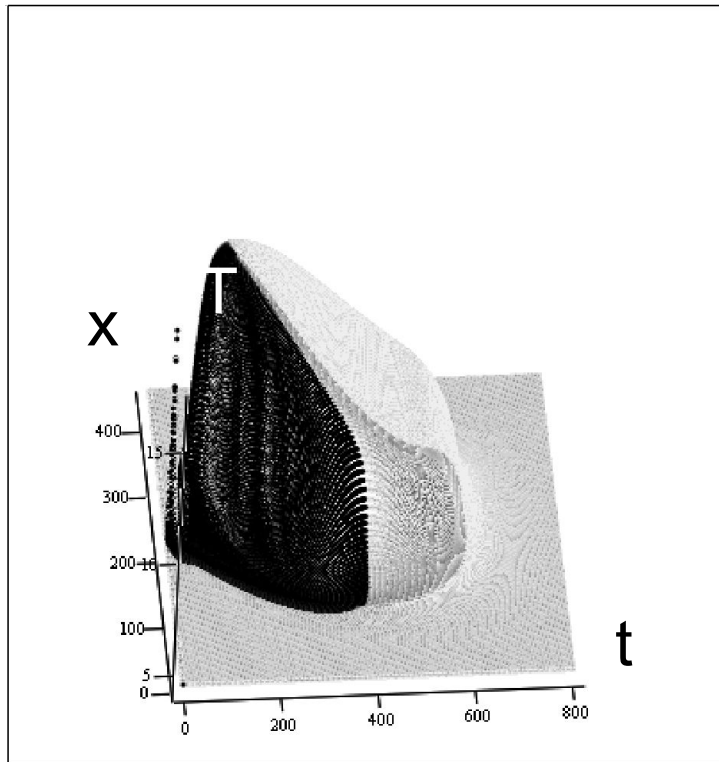
Сопротивление плёнки на квадрат в нормальном состоянии

$R_n=700$ Ом

Рабочий ток $I=20$ мкА

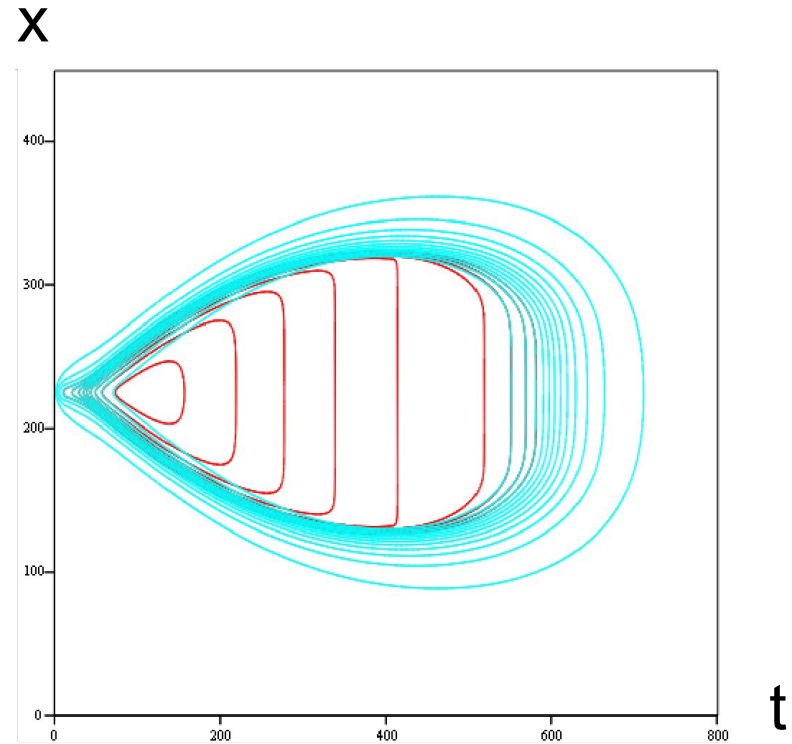
Крит. ток при 4.2 К $I_c=25$ мкА

Результаты моделирования



T

Зависимость температуры электронной подсистемы от времени и координаты

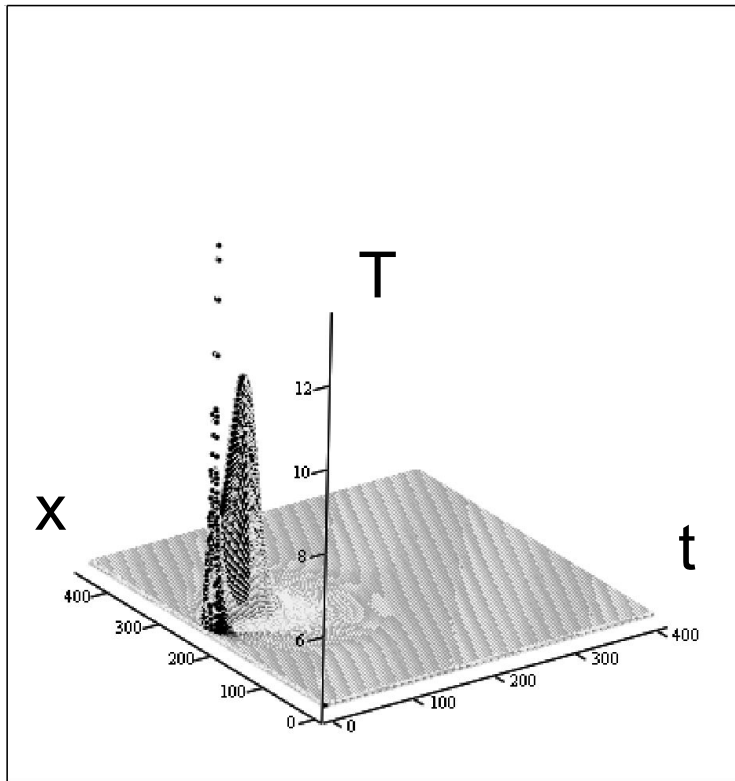


E, Δ

Зависимость электрического поля и параметра порядка от времени и координаты

- $L=500$ nH
- $R_0=108$ Ohm
- $I_c=25$ mA
- $I=20$ mA

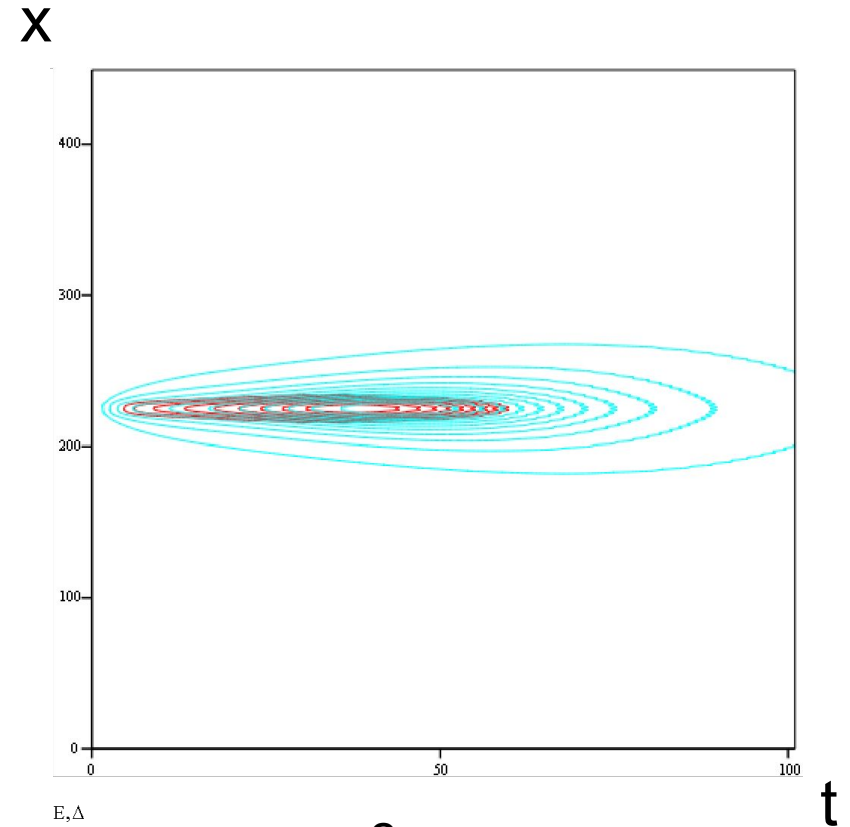
Результаты моделирования



T

Зависимость температуры
электронной подсистемы от
времени и координаты

- $L=5$ нН
- $R_0=108$ Ohm
- $I_c=25$ mA
- $I=20$ mA

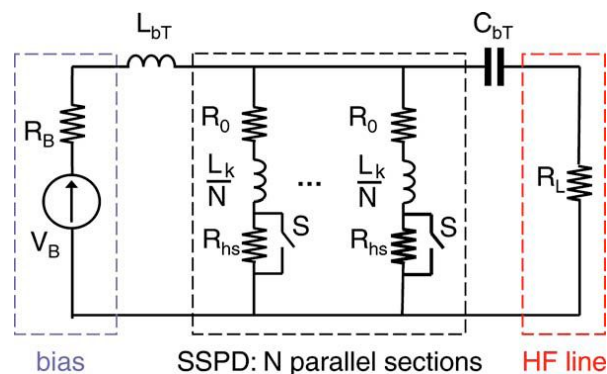
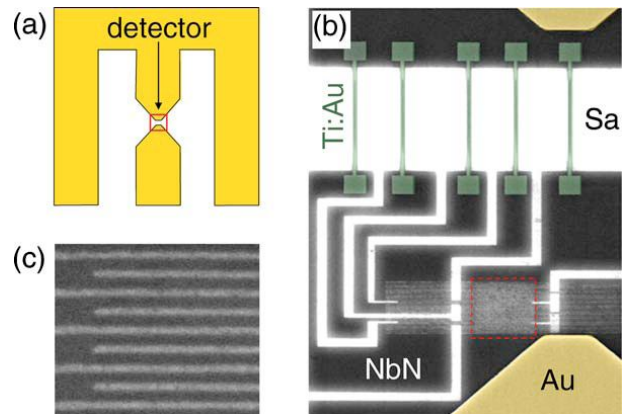
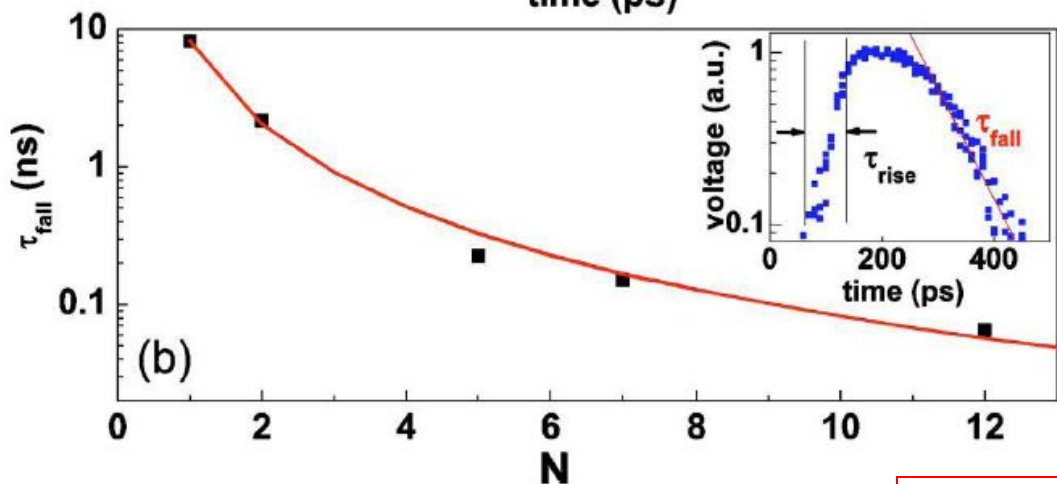
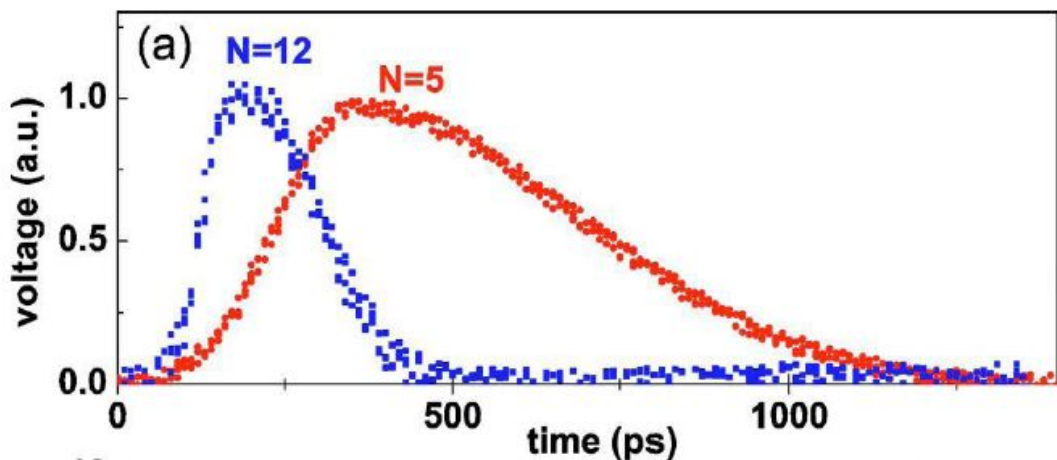


E, Δ

Зависимость
электрического поля и
параметра порядка от
времени и координаты

t

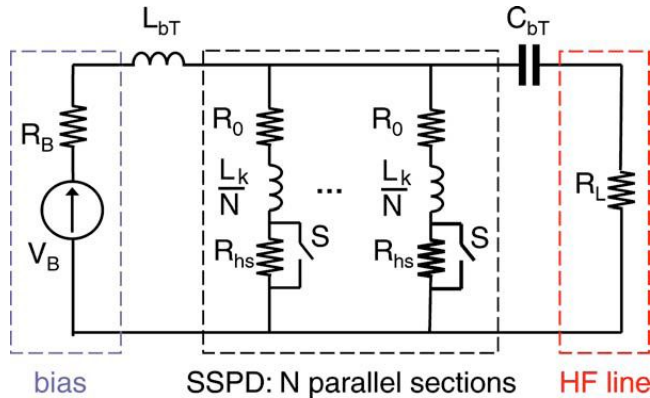
Измерения на образцах с малой кинетической индуктивностью



$$\tau_R \sim 100 \text{ пс}$$

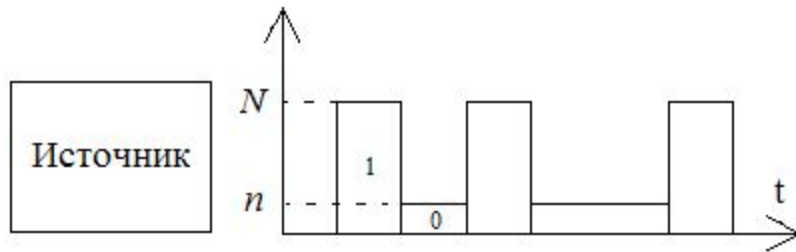
$$\tau_{fall} \sim L_k \sim N^{-2}$$

Сверхпроводниковый однофотонный детектор, разрешающий число фотонов, как приёмник в телекоммуникационной линии



$$V \sim N_{\text{abs}}$$

$$N_{\text{abs}} = QE \times N$$



$$1: QE \times N$$

$$0: QE \times n$$

Доля ошибочных битов

$$BER = BER_{1 \rightarrow 0} + BER_{0 \rightarrow 1}$$

$$BER = BER(N, n, N_d)$$

$$N \approx \log BER / QE$$

$$QE = 0.1, BER = 10^{-11}, 10 \log(n/N) = -18 \implies N = 250$$

Положения, выносимые на защиту по результатам гл.2

- Поглощение энергии высокочастотного электромагнитного поля в диффузном сверхпроводнике может быть полностью описано в рамках метода Келдыша-Узаделя. Получающийся при этом интеграл электрон-фотонных столкновений является обобщением результата теории Элиашберга на случай произвольного вида когерентных факторов.
- Максимальный отклик сверхпроводникового детектора на кинетической индуктивности на основе узкой и длинной сверхпроводящей полоски достигается при величине тока смещения, сравнимого с током распаривания. Положение максимума определяется конкуренцией между ростом тока и кинетической индуктивности полоски и уменьшением относительной величины отклика кинетической индуктивности из-за сокращения времени рекомбинации квазичастиц.

Положения, выносимые на защиту по результатам гл.3

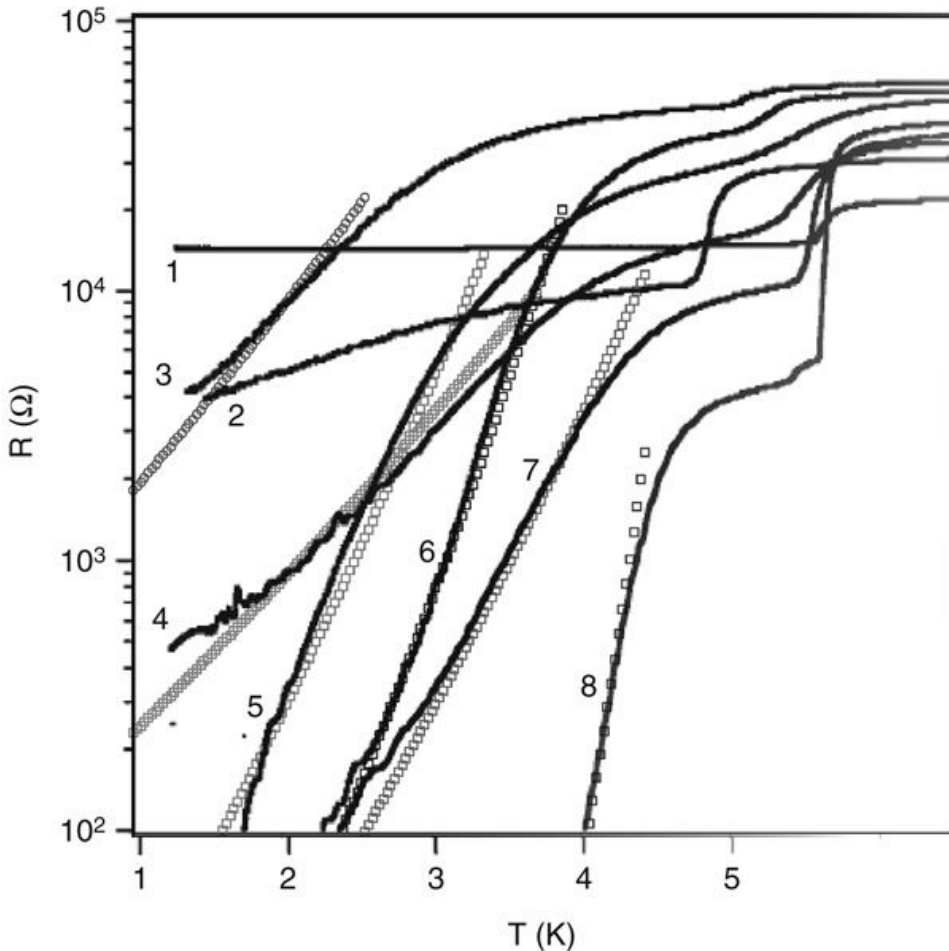
- Зависимости порога свободной энергии для процесса проскальзывания фазы в одномерном диффузном сверхпроводнике от магнитного поля и тока во всём диапазоне температур качественно сходны с получающимися в пределе высоких температур в рамках теории Гинзбурга-Ландау; количественное отличие составляет приблизительно два раза в пределе низких температур, малых токов и магнитных полей, и уменьшается с ростом этих параметров.
- В окрестности критического магнитного поля состояние одномерной диффузной нанопроволоки может быть описано замкнутым уравнением для параметра порядка типа уравнения Гинзбурга-Ландау, следующим из уравнений микроскопической теории как их предельный случай.

Положения, выносимые на защиту по результатам гл.4

- Уменьшение кинетической индуктивности сверхпроводникового однофотонного детектора до величин менее 5 нГн позволяет достичь длительностей отклика, обусловленных собственной динамикой образованного после поглощения фотона резистивного состояния.

Спасибо за внимание!

Поиски QPS



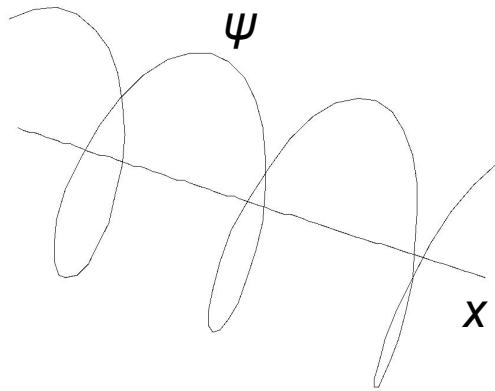
Superconducting transitions of “long” MoGe nanowires on top of an insulating carbon nanotube used as the substrate. The samples’ normal state resistances and lengths are

1: 14.8 k Ω , 135 nm; 2: 10.7 k Ω , 135 nm;
3: 47 k Ω , 745 nm; 4: 17.3 k Ω , 310 nm;
5: 32 k Ω , 730 nm; 6: 40 k Ω , 1050 nm;
7: 10 k Ω , 310 nm; 8: 4.5 k Ω , 165 nm.

Symbols stand for calculations with the single numerical coefficient $A = 0.7$. The critical temperature T_C and the dirty-limit coherence length $\xi(0)$ used as fitting parameters for samples 3–8 are

3: 5.0 K, 8 nm; 4: 6.4 K, 8.5 nm; 5: 4.6 K, 8.9 nm;
6: 4.8 K, 8.9 nm; 7: 5.6 K, 11.9 nm;
8: 4.8 K, 8.5 nm

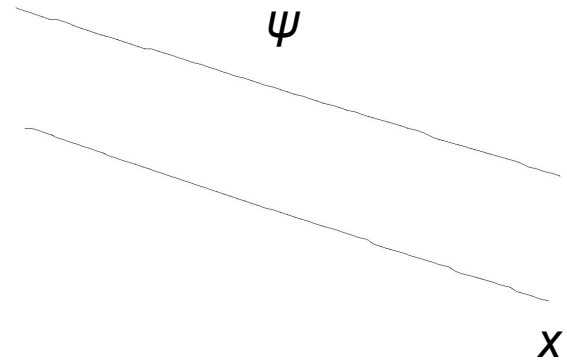
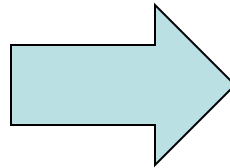
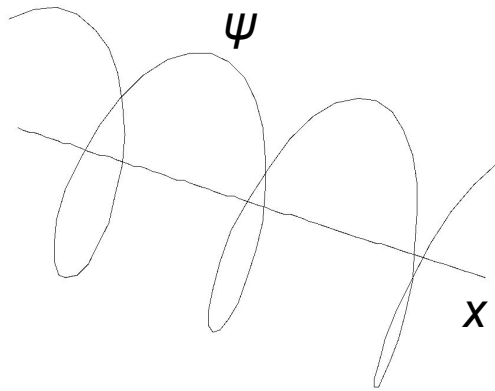
Удобное калибровочное преобразование



$$J_s \propto |\psi|^2 \nabla \phi$$

$$A = 0$$

Удобное калибровочное преобразование



$$J_s \propto |\psi|^2 \nabla \phi$$

$$A = 0$$

$$J_s \propto |\psi|^2 (-2eA)$$

$$\nabla \phi = 0$$

$$p_s = \nabla \phi - 2eA = \text{inv}$$

$$R(T) = b_1 \frac{\Delta_0(T) S_{\text{core}}^2 X}{\xi(T)} \exp(-2S_{\text{core}})$$

$$S_{\text{core}} = \pi A N_0 s \sqrt{D \Delta_0} = A \frac{R_q}{R_N} \frac{X}{\xi}$$