

Квантовые эффекты в наноперфорированных плёнках TiN



Татьяна И. Батурина
Алексей Ю. Миронов

Дмитрий А. Насимов
Александр В. Латышев

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова,
Новосибирск. Россия



Николай М. Щелкачёв

Институт теоретической физики
им. Л.Д. Ландау,
Черноголовка, Россия

Валерий М. Винокур

A. Glatz

Argonne National Laboratory, USA



XI конференция молодых учёных
«Проблемы физики твердого тела и высоких давлений»
14 сентября, 2010

TiN films

Изображение в просвечивающем электронном микроскопе поперечного среза плёнок нитрида титана, выращенных методом атомарно-слоевого осаждения из газовой фазы.

D15

$$D = 0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$$

$$k_F l \sim 1.5$$

$$\xi_d = 9.3 \text{ nm}$$

толщина 5 нм

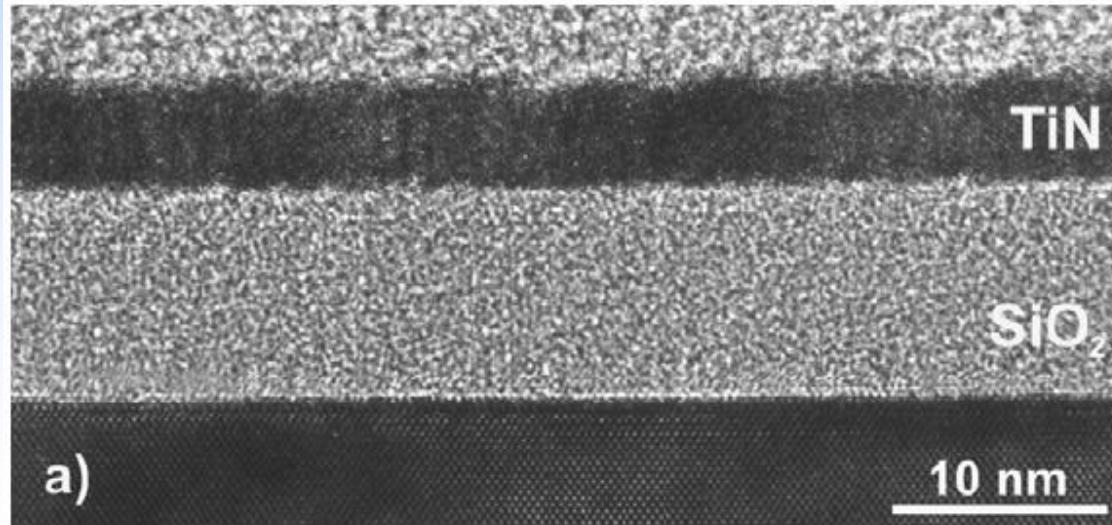
D03

$$D = 0.6 \text{ cm}^2/\text{s}$$

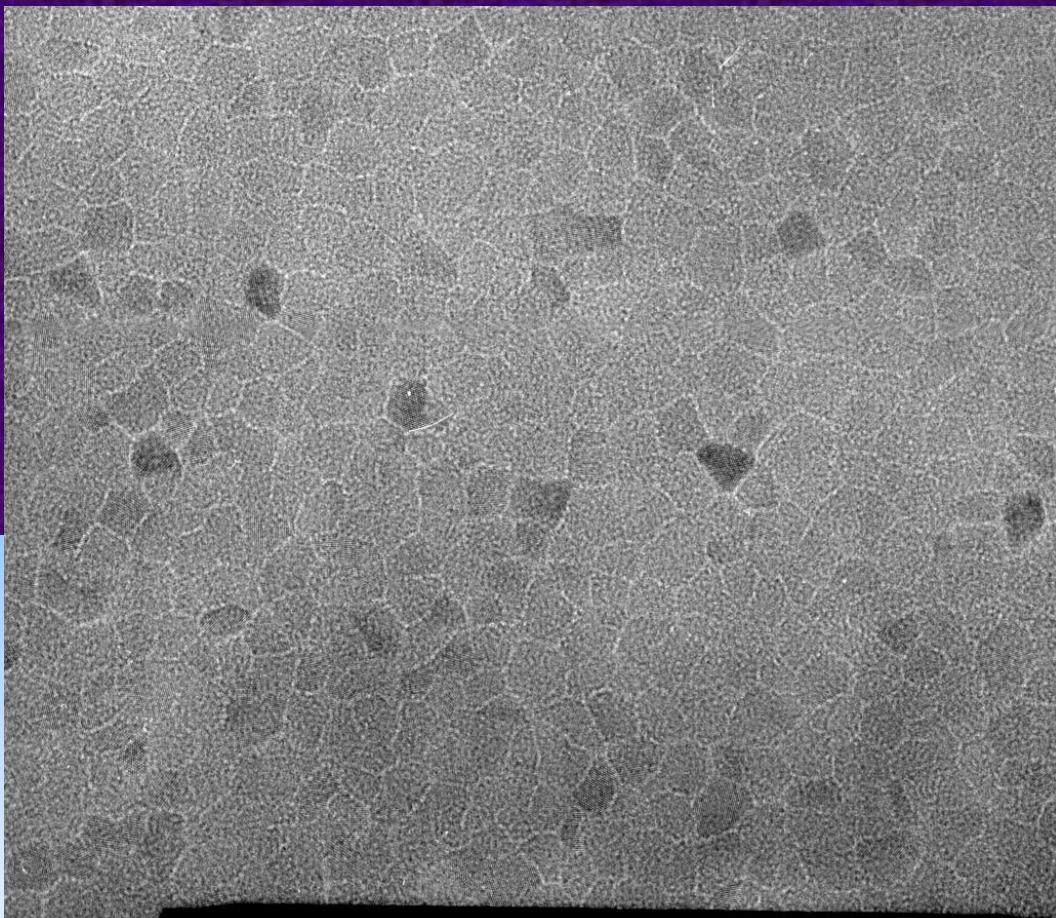
$$k_F l \sim 3$$

$$\xi_d = 8.3 \text{ nm}$$

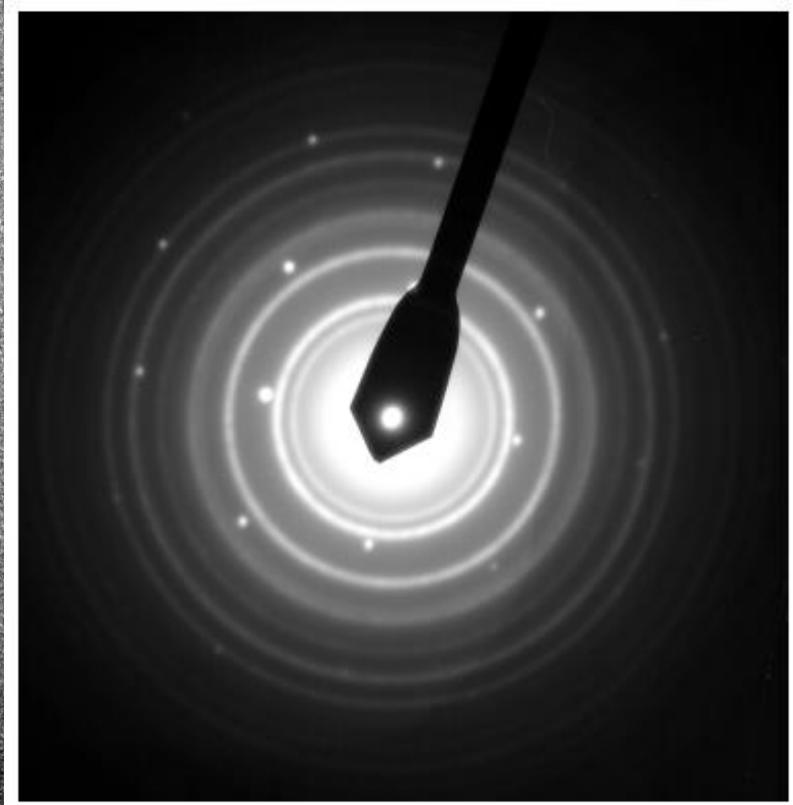
D15



TiN films



015-05, Baturina
№7115 300.0KV X400K 2nm



Изображения в просвечивающем электронном микроскопе и дифракционные картины показывают поликристаллическую структуру наших плёнок.

Размеры кристаллитов ~ 5 нм.

Границы между поликристаллами составляют 1-2 атомарных слоя.

TiN films

Raith150 Electron Beam Lithography System

Gun type – Thermal FE

Beam spot diameter – 2nm (20kV)

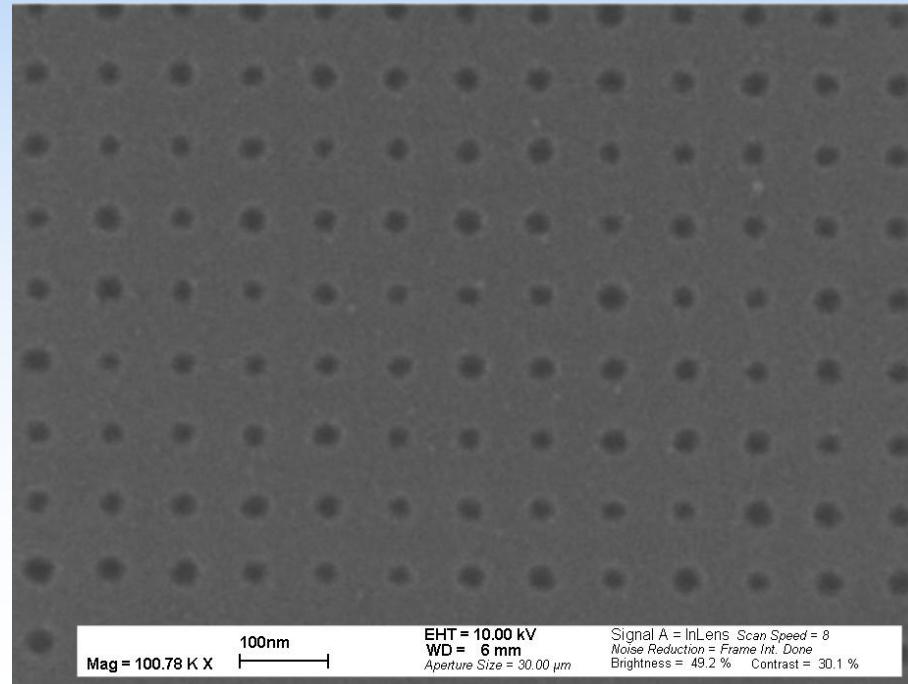
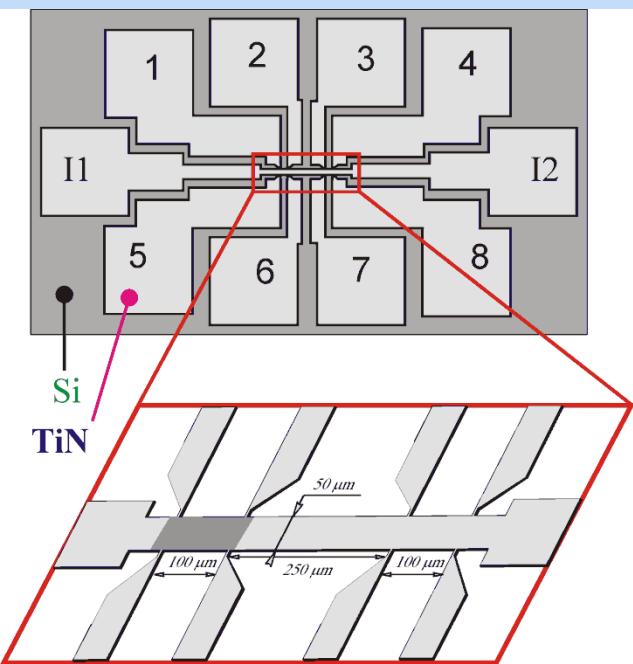
Current density (A/cm^2) > 3200

Laserinterferometer Controlled Stage with encoder
resolution 2nm

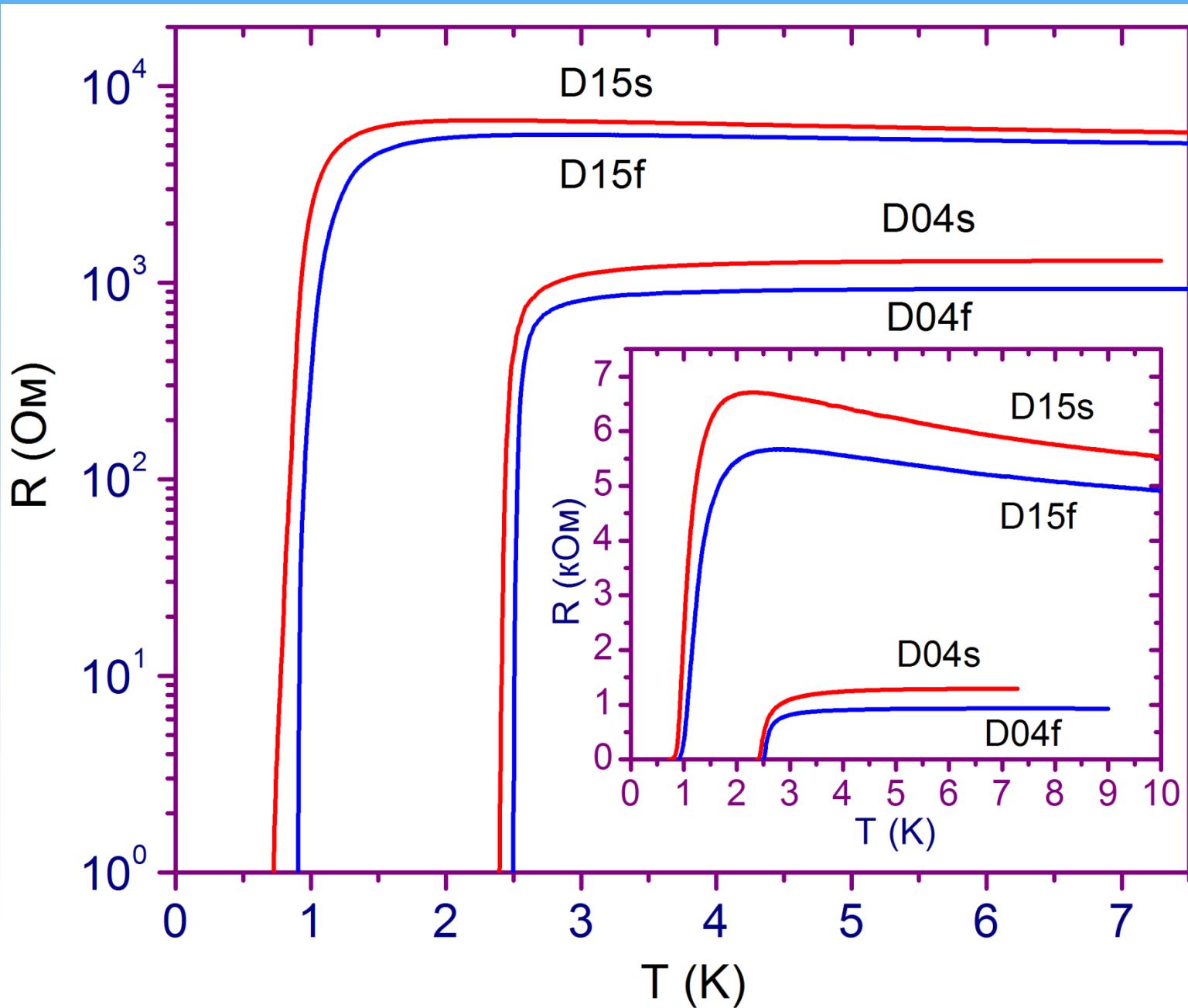


The samples were patterned into
the bridges
via conventional UV lithography

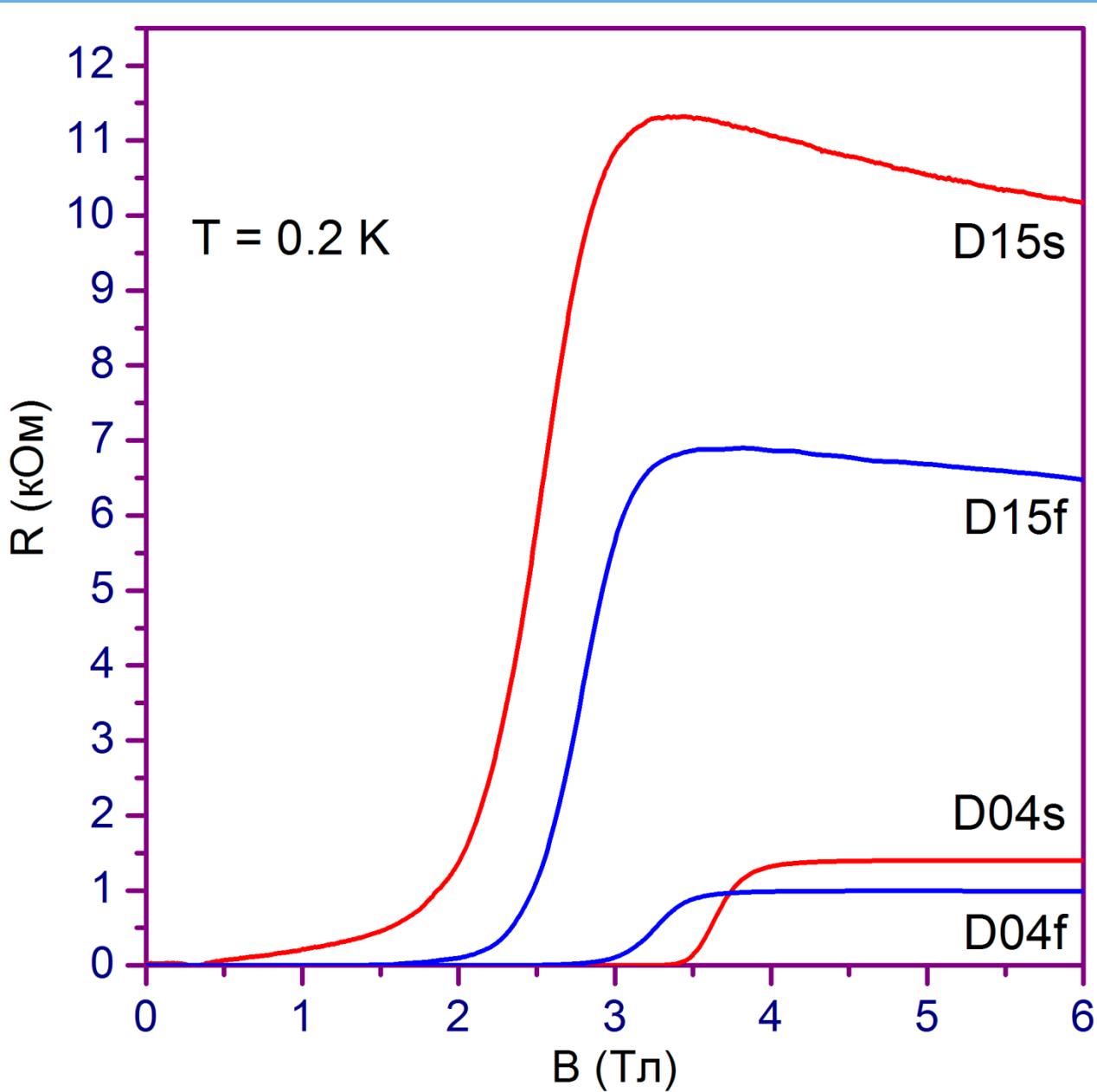
Then, making use of the electron lithography
and the subsequent plasma etching
we patterned a square lattice of holes
with period 80 nm



Experiment



Experiment



$$B_{c2}^{D15s} < B_{c2}^{D15f}$$

$$R_n^{D15f} \sim 5 \text{ k}\Omega\text{M}$$

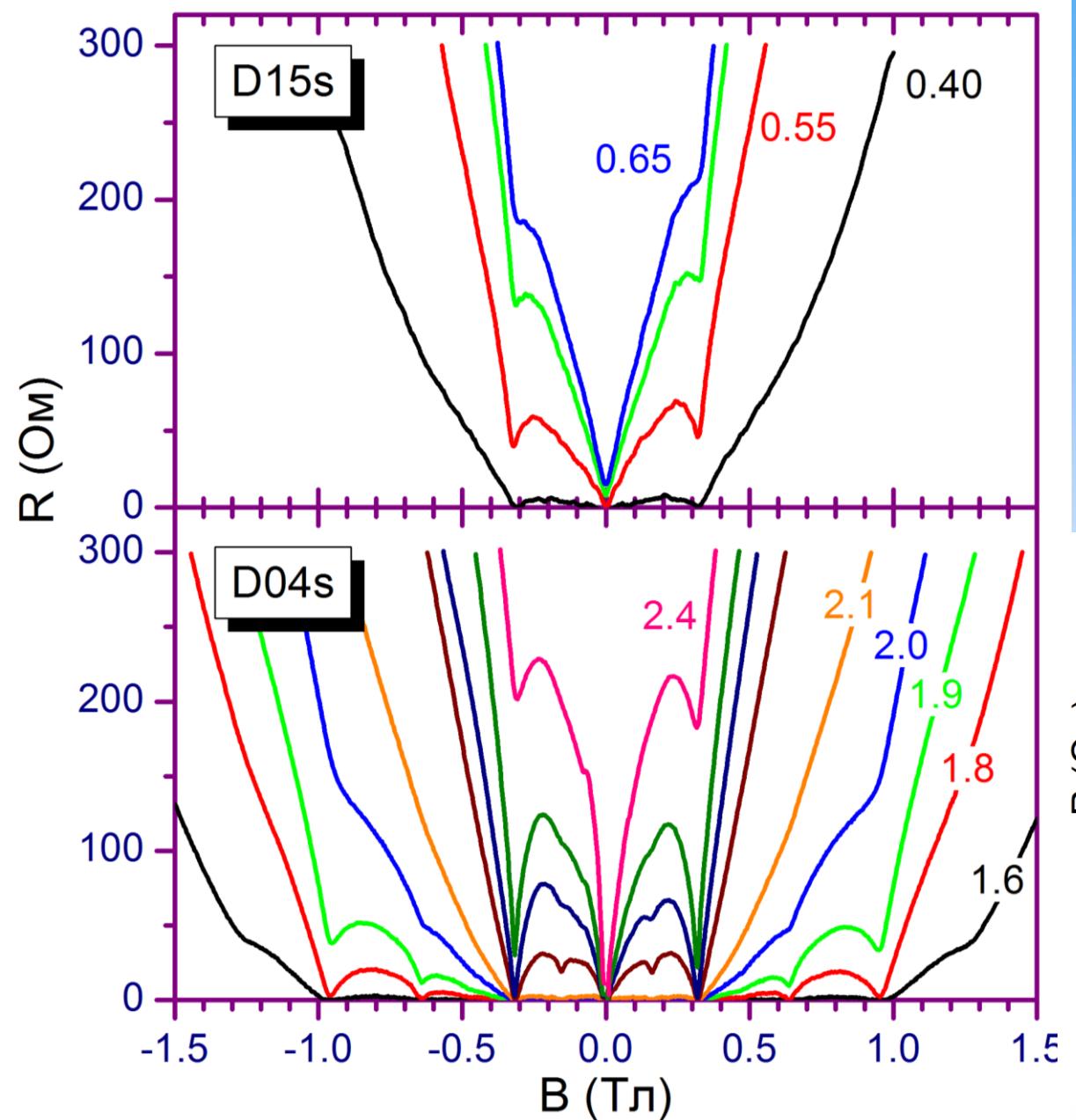
$$k_F l \sim 1.5$$

$$B_{c2}^{D04s} > B_{c2}^{D04f}$$

$$R_n^{D15f} \sim 920 \text{ }\Omega\text{M}$$

$$k_F l \sim 3$$

Experiment

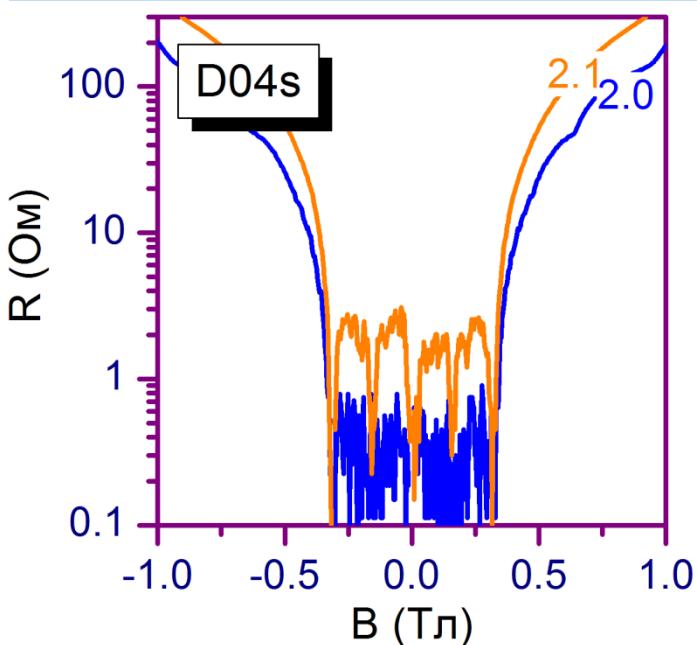


Сопротивление является осциллирующей функцией магнитного поля с периодом B_0 , соответствующим кванту магнитного потока

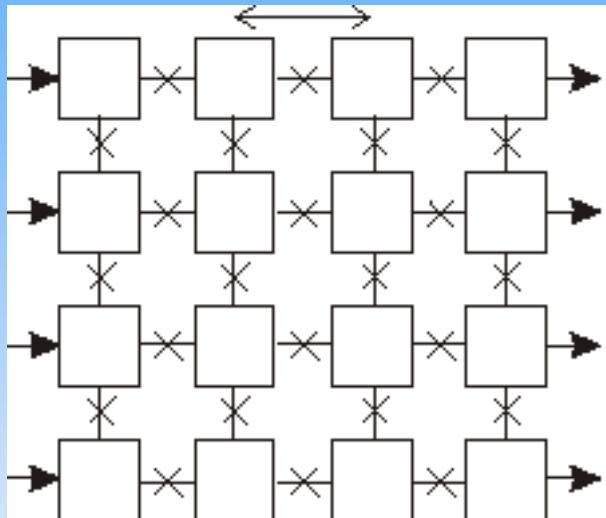
$$\Phi_0 = \pi \hbar / e$$

на площадь ячейки.

$$B_0 = \Phi_0 / a^2 = 0.32 \text{ Тл}$$



M. Tinkham, David W. Abraham, and C.J. Lobb, Periodic flux dependence of the resistive transition in two-dimensional superconducting arrays.
 Phys. Rev. B 25, 6578 (1983).



Внешнее магнитное поле приводит к возникновению токовых вихрей в решётке дзожефсоновских переходов. В результате энергия квадратной решётки с периодом a принимает следующий вид:

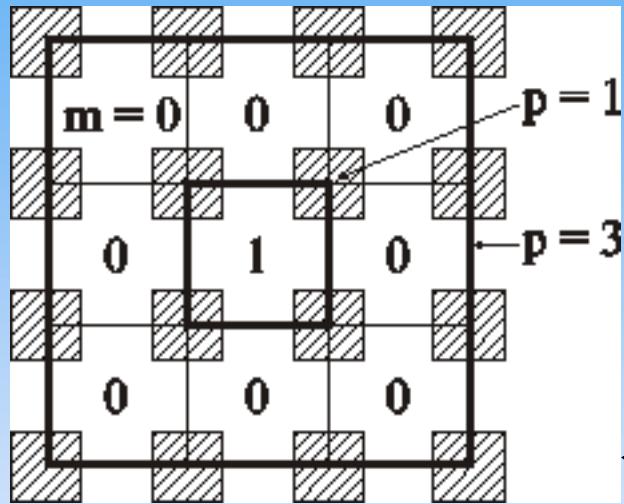
$$H = - \sum_{(j-i)=\pm 1} E_J \cos(\chi_j - \chi_i) - \sum_{(j-i)=\pm 1} E_J \cos(\chi_j - \chi_i - 2\pi f n(j-i))$$

где n - целое число, f - параметр фрустрации, который определяется как среднее число квантов потока на одну элементарную ячейку.

$$f = \frac{Ba^2}{\Phi_0}$$

Изменение f на целое число не приводит к изменению гамильтониана, таким образом свойства решетки слабых связей оказываются периодичны по f с периодом равным 1.

M. Tinkham, David W. Abraham, and C.J. Lobb, Periodic flux dependence of the resistive transition in two-dimensional superconducting arrays.
Phys. Rev. B 25, 6578 (1983).



При обходе вокруг одной ячейки фаза параметра порядка изменяется на величину:

$$\sum_{i=1}^4 \varphi_i = 2\pi(m - f)$$

m – целое число, определяемое из условия минимальности энергии ячейки при данном f .

$$\sum_i \varphi_i = 2\pi(1 - fp^2)$$

$$\Delta E = 8E_J \sum_{p=1,3}^{p_{\max}} p \sin^2 [\pi(1 - fp^2)/4p]$$

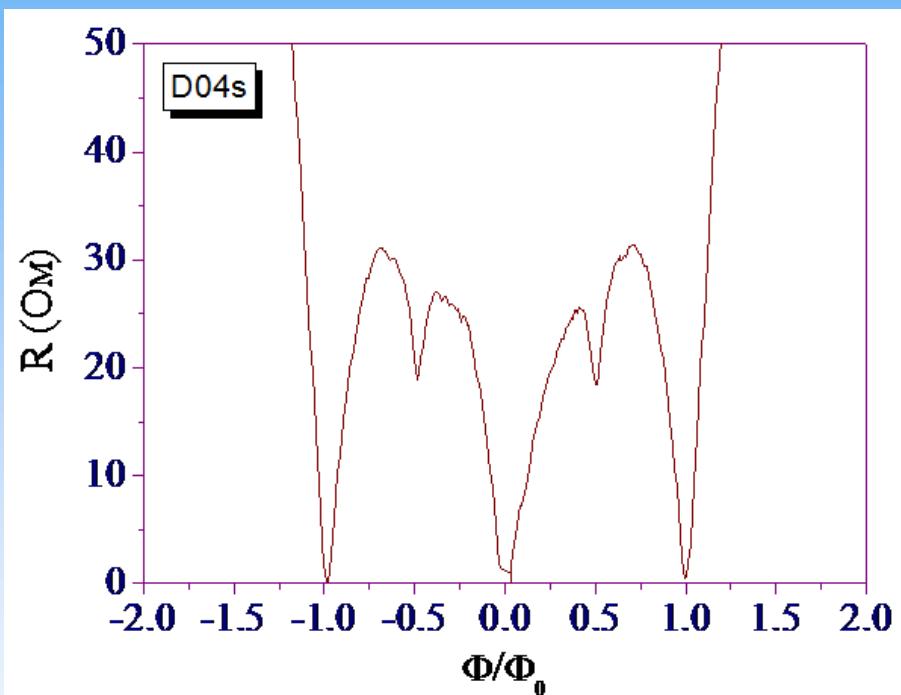
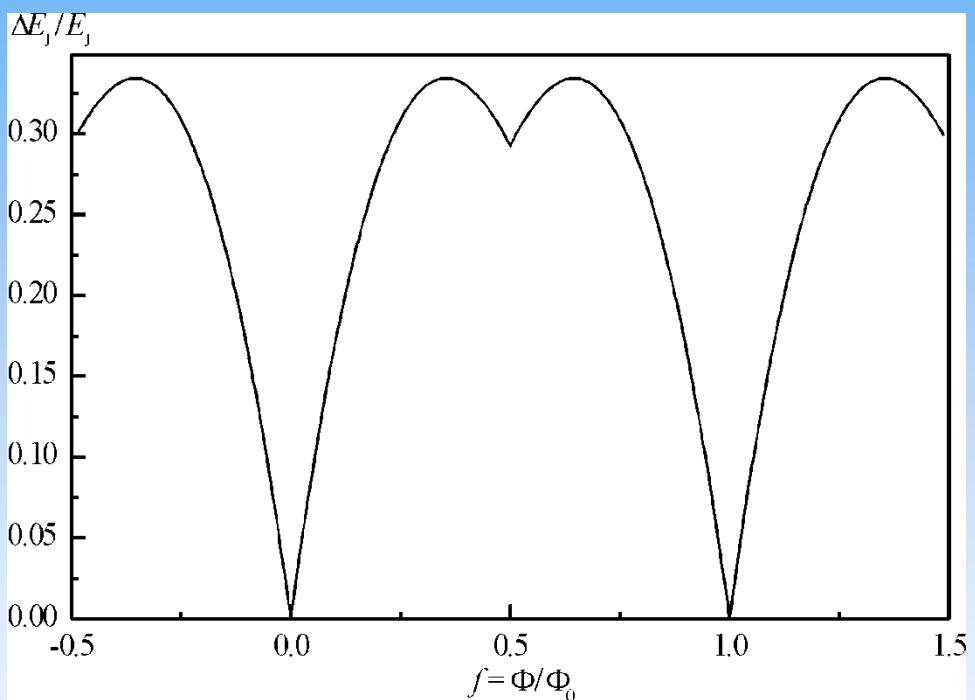
Вклад от контура $p=1$ при $f > 0.05$ доминирует, поэтому можно пренебречь суммированием по остальным контурам

$$\frac{\Delta E_J}{E_J} = 4f \sin^2 \left(\pi \frac{1-f}{4} \right)$$

$$\Delta R_j(T) = \frac{dR}{d\tilde{T}} \Delta \tilde{T}_c = \frac{dR}{d\tilde{T}} \tilde{T}_c(f=0) \frac{\Delta E_J}{E_J}$$

$$\tilde{T} = \frac{2\pi k_B T}{\Phi_0 i_c(T)}$$

Experiment



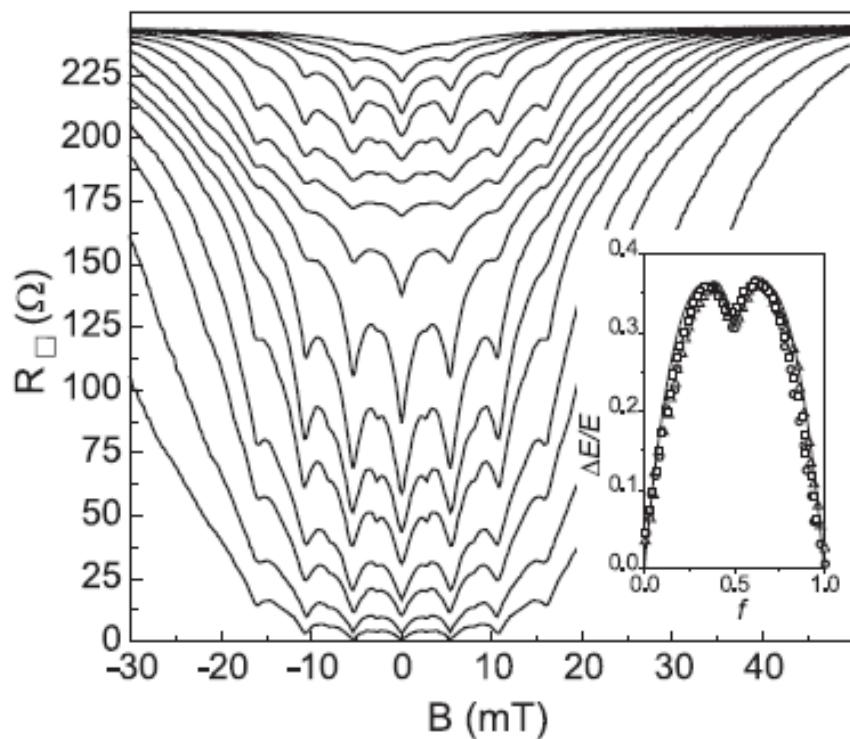


Fig. 2. Magnetic field dependence of the resistance at different temperatures within the range $0.273 < T < 0.494$ K. The inset shows the theoretical periodic dependence (solid line) on the magnetic flux per unit cell of the fractional reduction in average coupling energy, as given by Eq. (3) in Ref. [4], and the experimental data of magnetoresistance (symbols) at temperatures 0.38, 0.39, and 0.40 K.

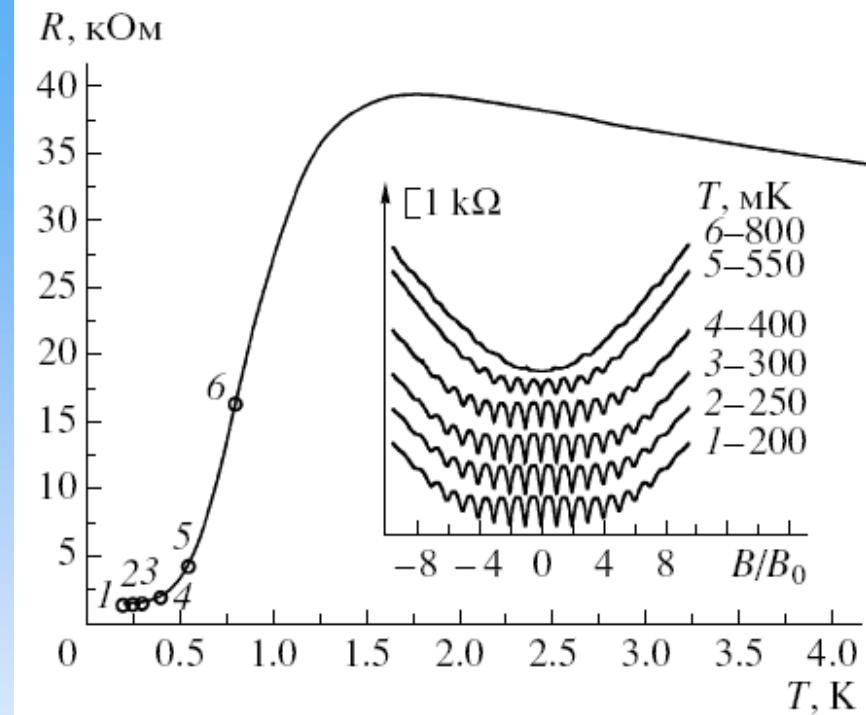
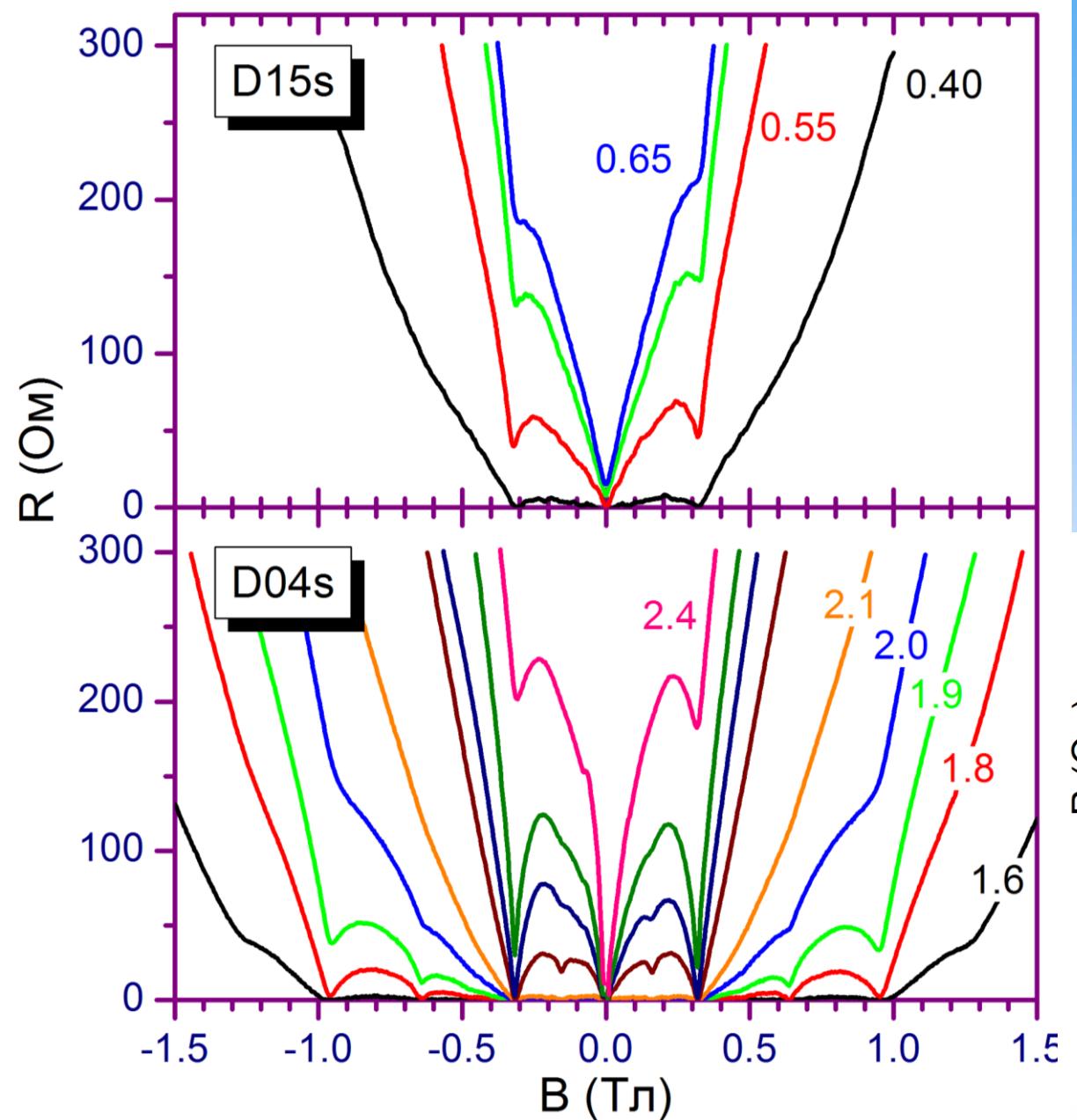


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления перфорированной пленки в нулевом магнитном поле. Пронумерованными символами приведены значения сопротивления в нулевом магнитном поле для магнитополевых зависимостей, показанных на вставке. $B_0 = \pi\hbar/(ea^2) = 53$ мГл.

Experiment

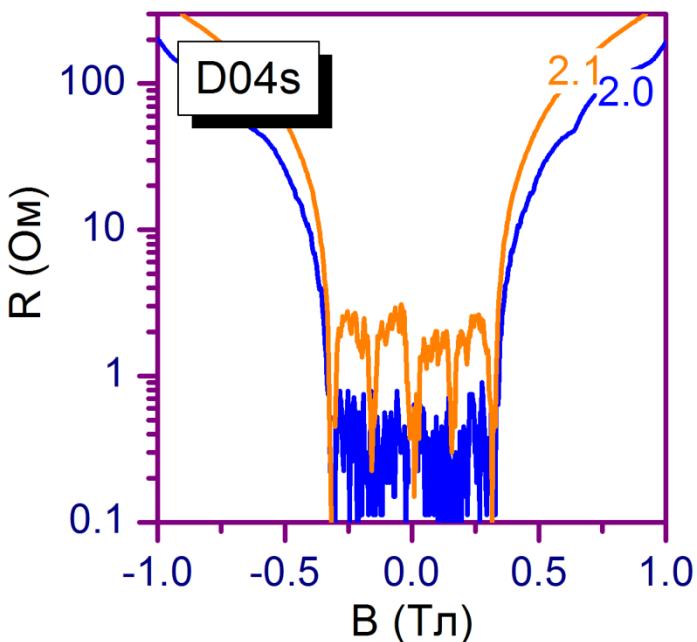


Сопротивление является осциллирующей функцией магнитного поля с периодом B_0 , соответствующим кванту магнитного потока

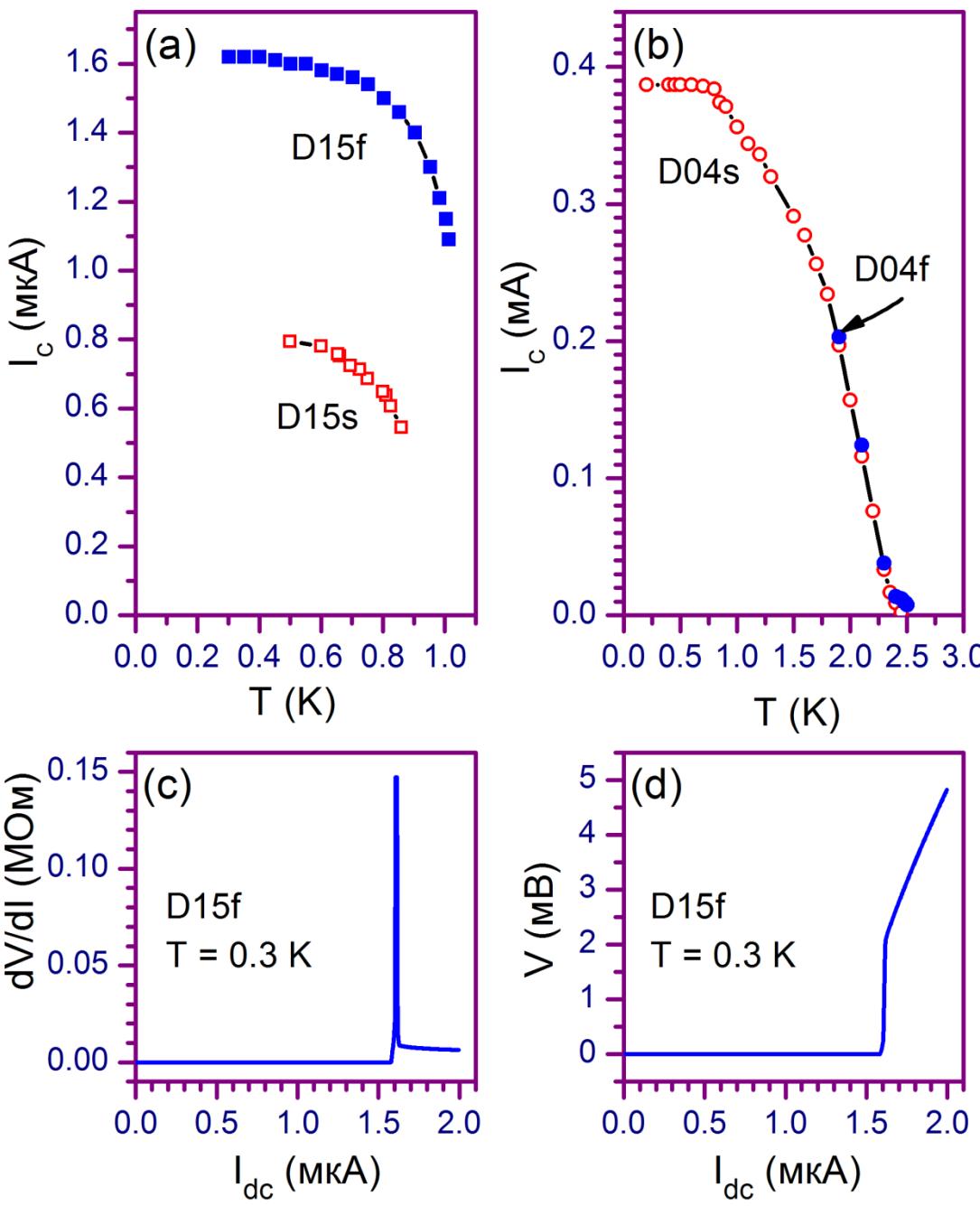
$$\Phi_0 = \pi \hbar / e$$

на площадь ячейки.

$$B_0 = \Phi_0 / a^2 = 0.32 \text{ Тл}$$



Experiment

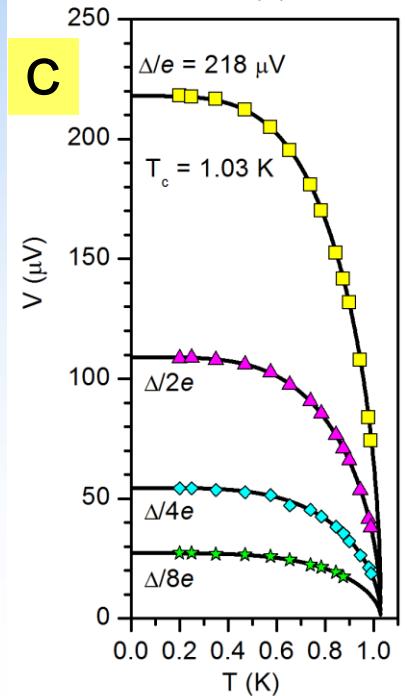
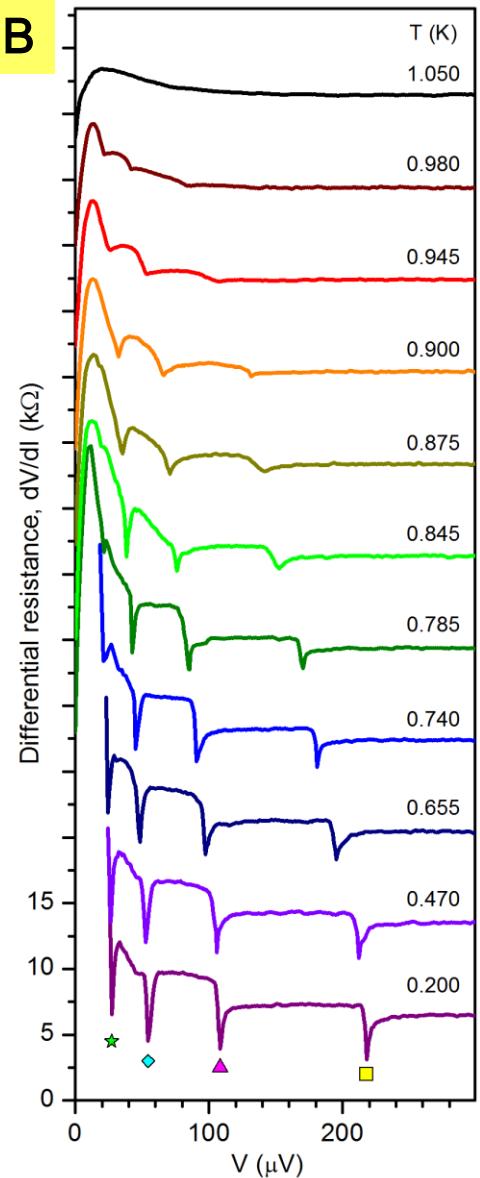
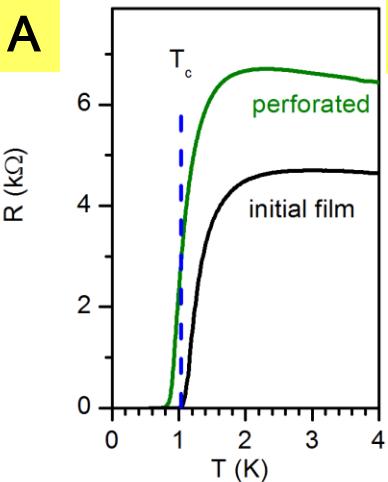


2D - SNS array

sample D15s ($a = 80 \text{ nm}$)

Experiments

T.I. Baturina, A.Yu. Mironov, V.M. Vinokur et al,
Physica C (2009), doi:10.1016/j.physc.2009.11.107



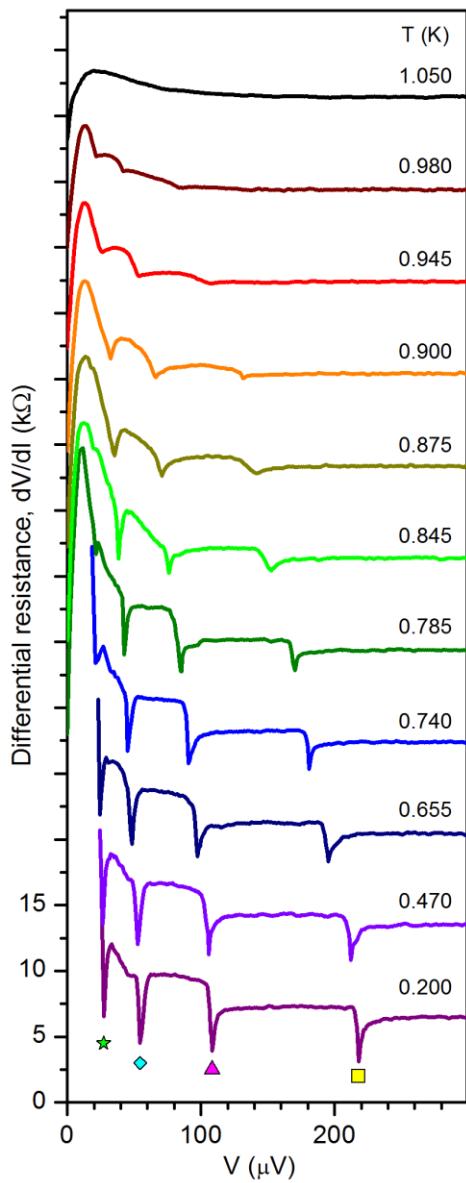
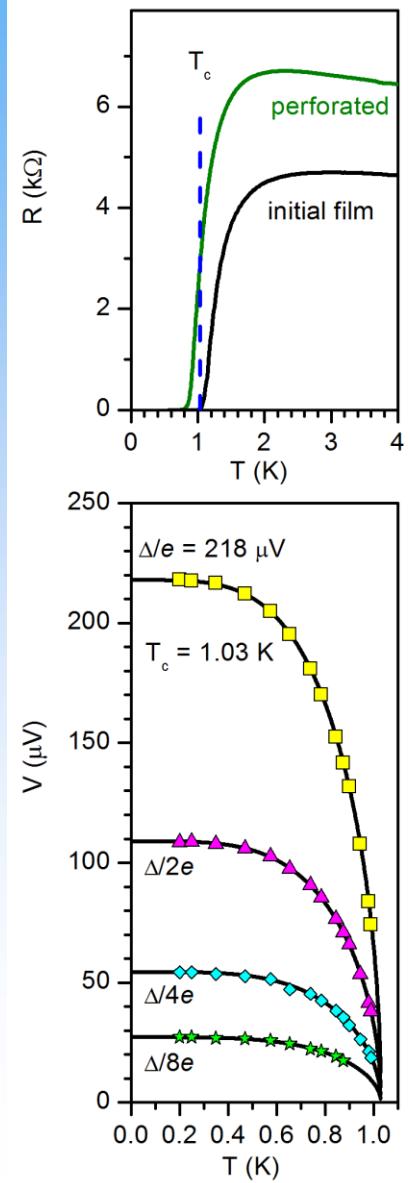
A Температурные зависимости сопротивления на квадрат перфорированной и исходной плёнок

B Дифференциальное сопротивление на квадрат в зависимости от среднего падения напряжения на переходе при различных температурах. [Полное падение напряжения на исследуемом участке разделено на число столбцов в сетке джозефсоновских переходов между контактами.] Все зависимости кроме низшей сдвинуты вверх.

C Символы: Температурная зависимость резонансных напряжений при которых наблюдается резкое уменьшение дифференциального напряжения.
Линии соответствуют температурной зависимости сверхпроводящей щели в модели БКШ.

2D - SNS array

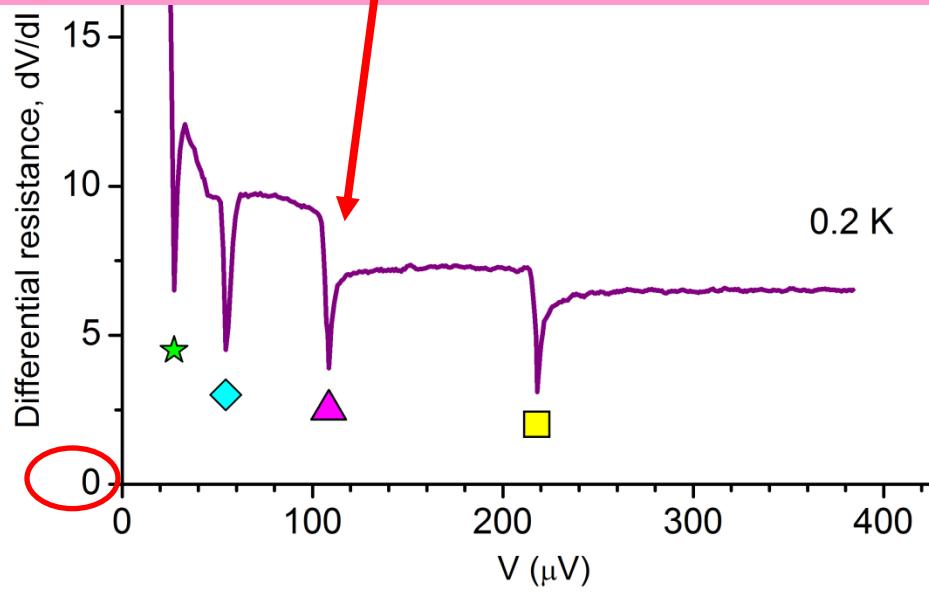
sample D15s ($a = 80 \text{ nm}$)



Experiments
В диапазоне напряжений, соответствующем токам больших критического, т.е. в резистивной области сетки, мы наблюдаем огромные и резкие провалы, при этом напряжения, соответствующие провалам, зависят от температуры.

Относительное изменение величины dV/dI

$$\frac{9050 - 3900}{9050} \approx 0.57 \ (\approx 57\%)$$



2D - SNS array

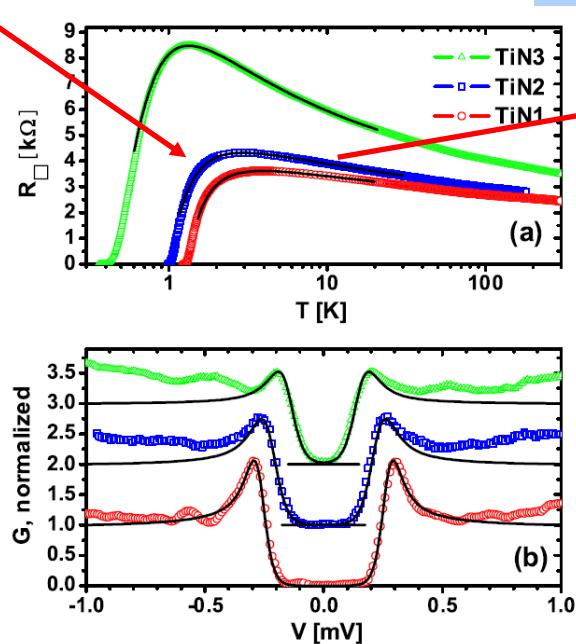
Experiments

sample D15s

✓ Температурная зависимость положения этих особенностей следует температурной зависимости сверхпроводящей щели в модели БКШ.

✓ Более того, определённая таким образом величина сверхпроводящей щели великолепно согласуется с величиной щели, полученной при прямых измерениях с помощью сканирующего туннельного микроскопа (см. результаты STS* измерений образца TiN2)

Scanning tunneling spectroscopy*



B. Sacépé, C. Chapelier, T. Baturina,
V. Vinokur, M.R. Baklanov, M. Sanquer,
PRL 101, 157006 (2008).

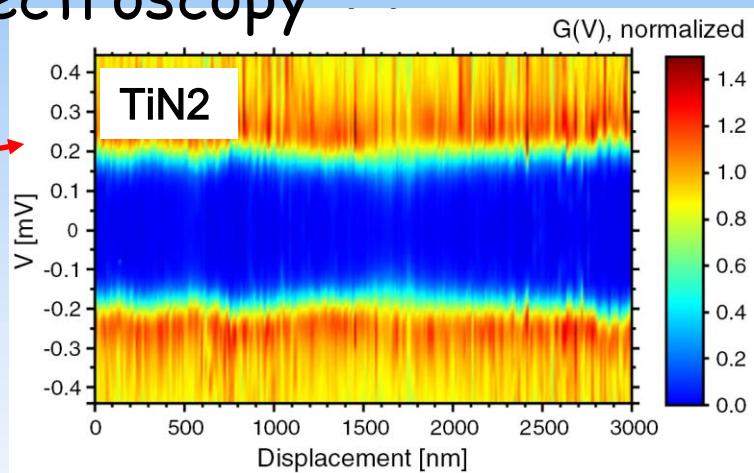


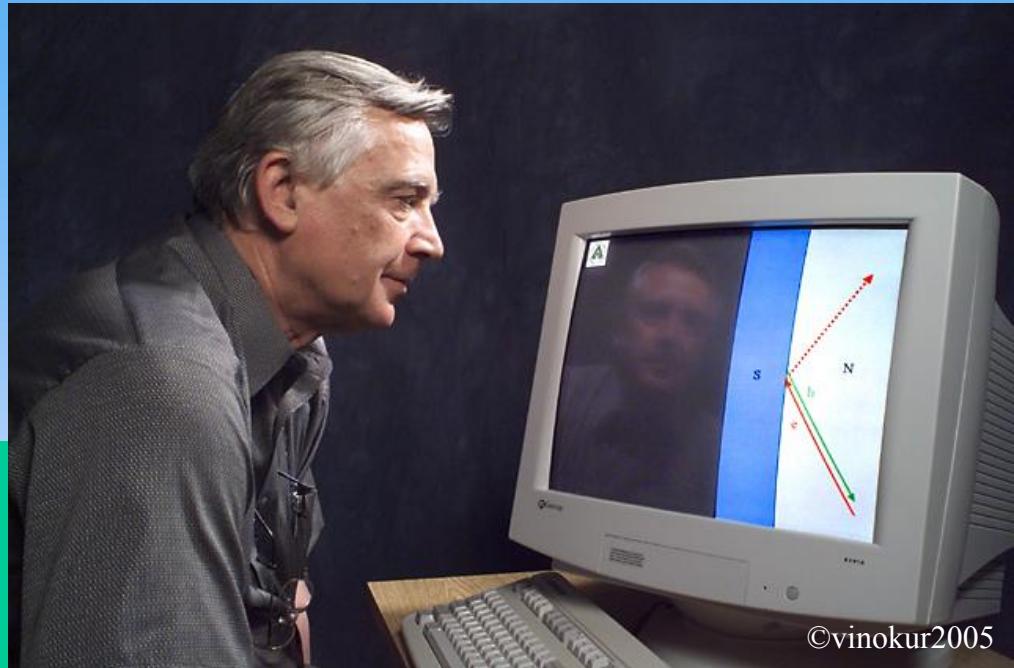
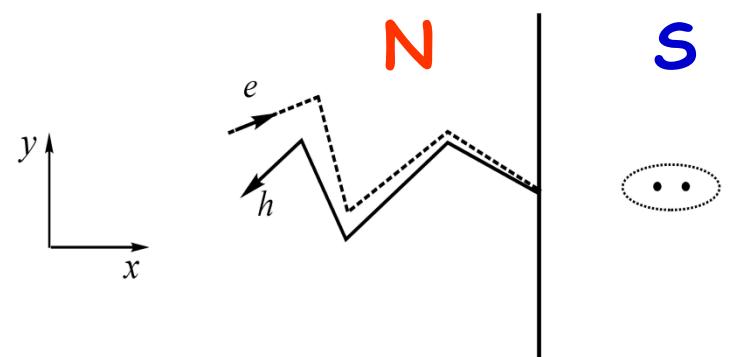
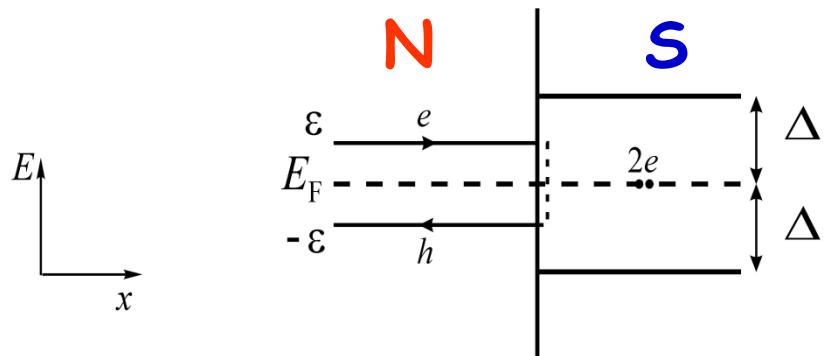
TABLE I. Sample characteristics: R_{300} —resistance per square at 300 K. T_c —critical temperature determined from the quantum correction fits. $\bar{\Delta}$ —average value of the superconducting gap. σ —standard deviation of the superconducting gap.

	R_{300} k Ω	T_c K	$\bar{\Delta}$ μ eV	σ μ eV	$\sigma/\bar{\Delta}$	$\bar{\Delta}/k_B T_c$
TiN1	2.45	1.3	265	11	0.04	2.37
TiN2	2.7	1.0	220	13	0.06	2.55
TiN3	3.5	0.45	160	4.13

Благодарю за внимание

This research is supported by
the Program “Quantum macrophysics” of the Russian Academy of Sciences,
the Russian Foundation for Basic Research (Grant No.09-02-01205, 09-02-90494)

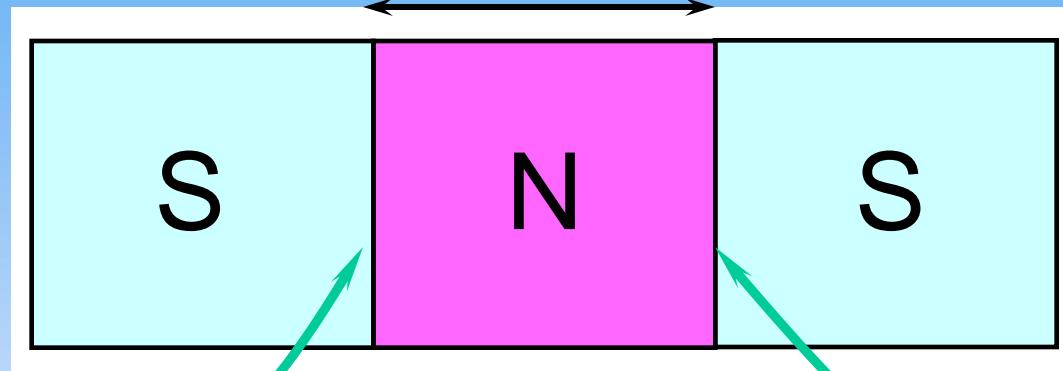
an electron-like excitation is retro-reflected as a hole-like excitation, while a Cooper pair is transmitted into the superconductor.



A. F. Andreev,
 Zh. Éksp. Teor. Fiz. 46, 1823 (1964)
 [Sov. Phys. JETP 19, 1228 (1964)].

$$L \gg L_T$$

$$I_c(T) \propto \exp(-L/L_T)$$

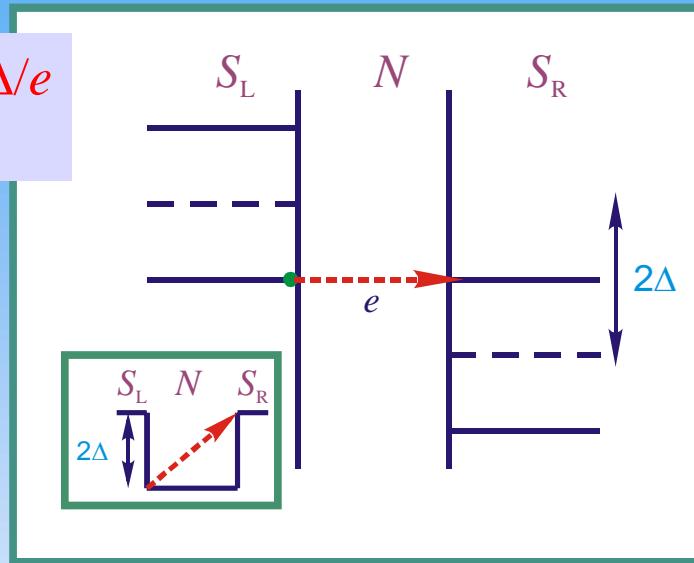


Андреевское
отражение

Андреевское
отражение

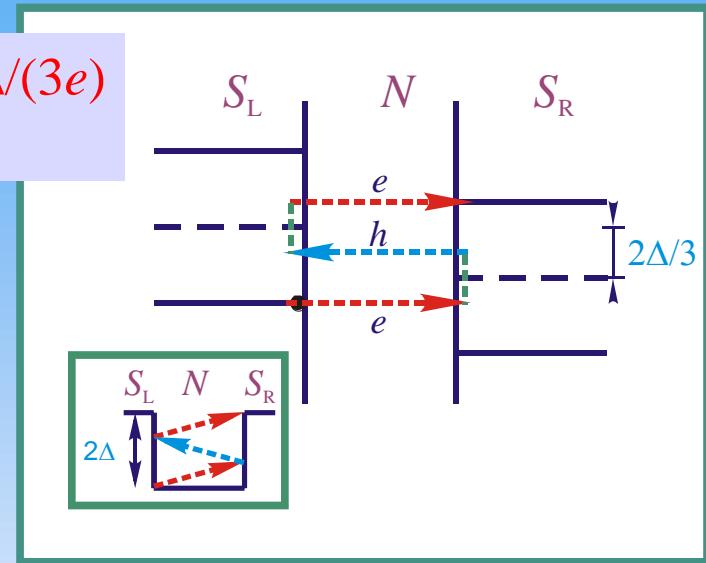
$$V = 2\Delta/e$$

$$n = 1$$



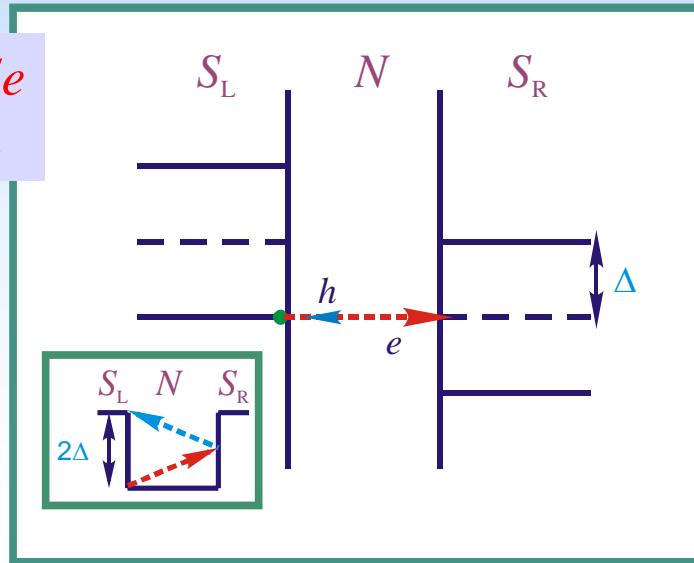
$$V = 2\Delta/(3e)$$

$$n = 3$$



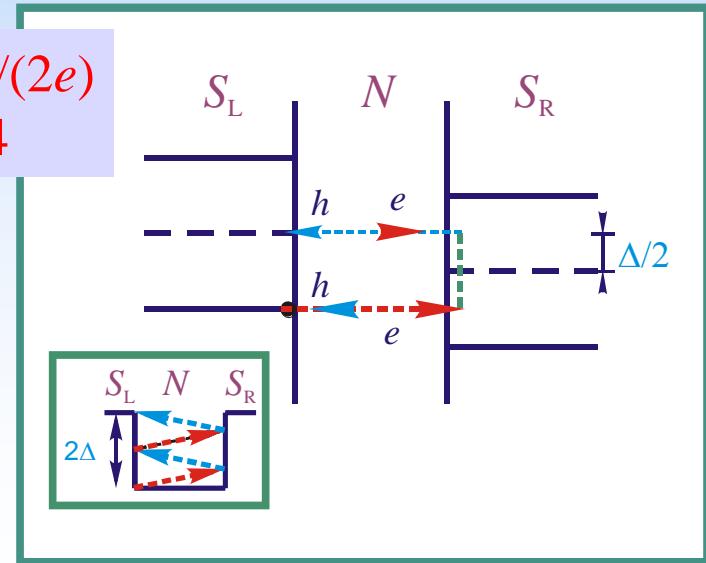
$$V = \Delta/e$$

$$n = 2$$



$$V = \Delta/(2e)$$

$$n = 4$$



T. Hoss, C. Strunk, T. Nussbaumer,
 R. Huber, U. Staufer, and C.
 Schonenberger, PRB 62, 4079 (2000)

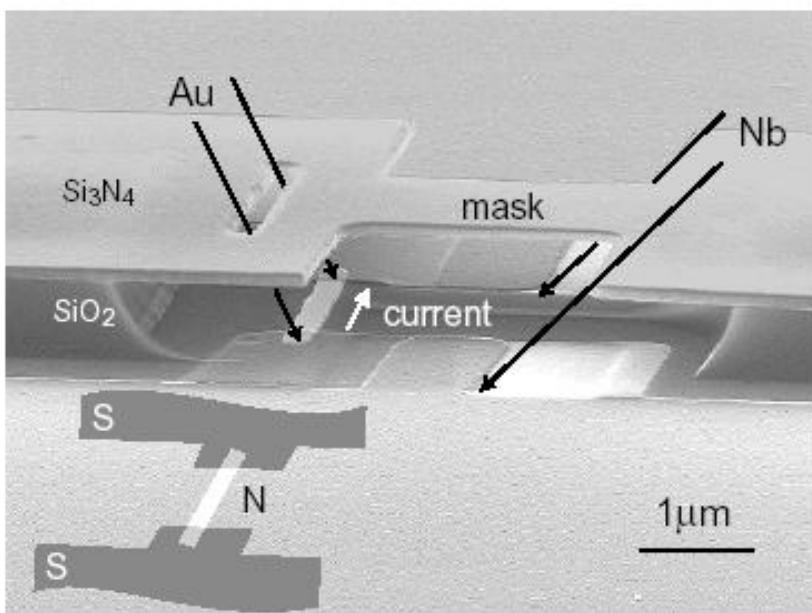


FIG. 1. Scanning electron micrograph of a typical sample viewed under a large tilt angle. The normal wire between the two Nb reservoirs (top and bottom) is defined through the slit in the freely suspended nitride mask. Inset: schematic of the sample layout.

Al/Cu/Al junctions

$L = 1 \mu\text{m}$

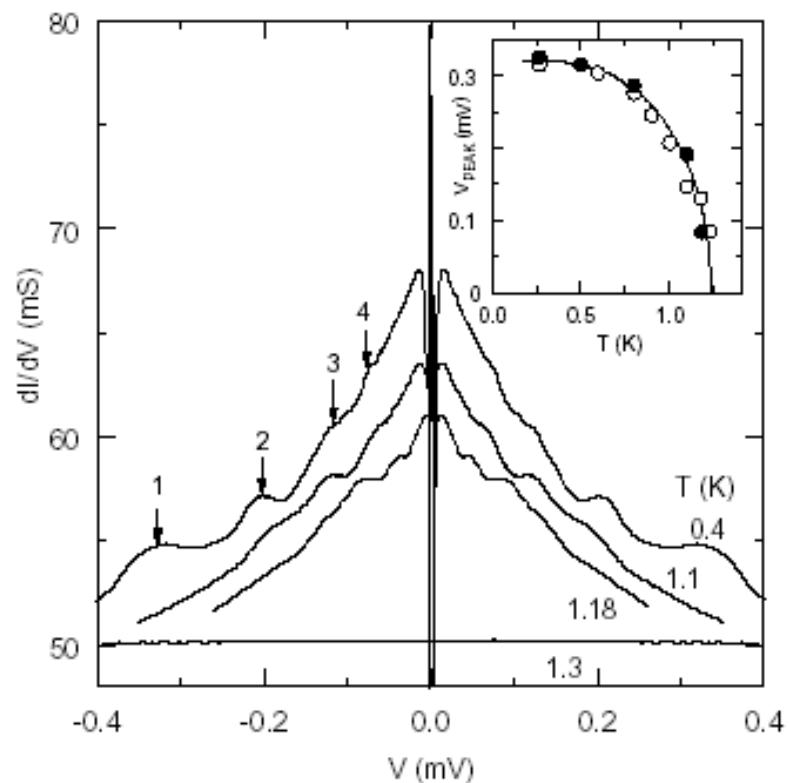
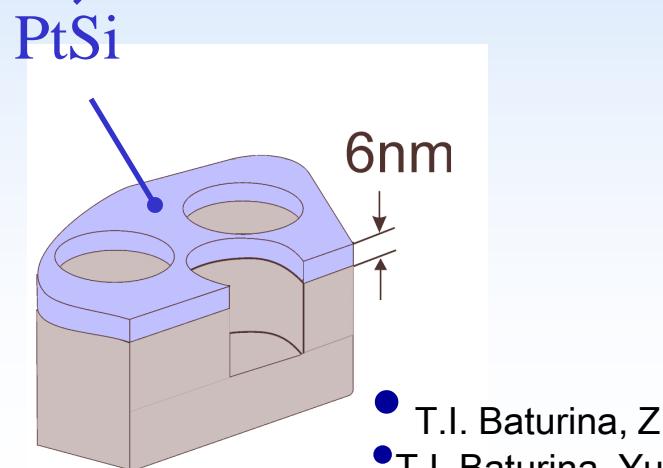
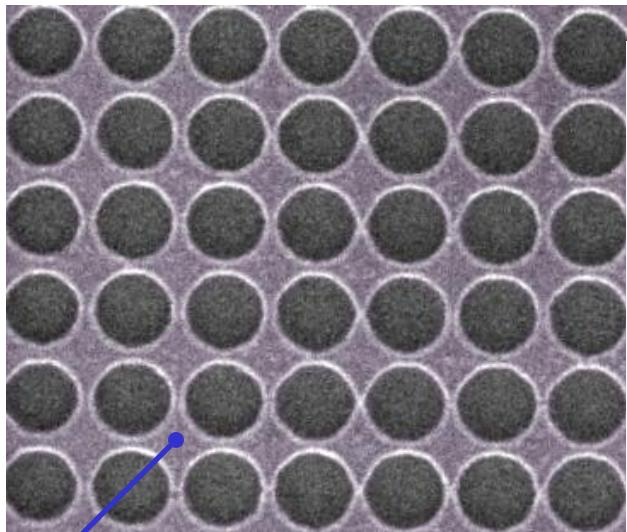
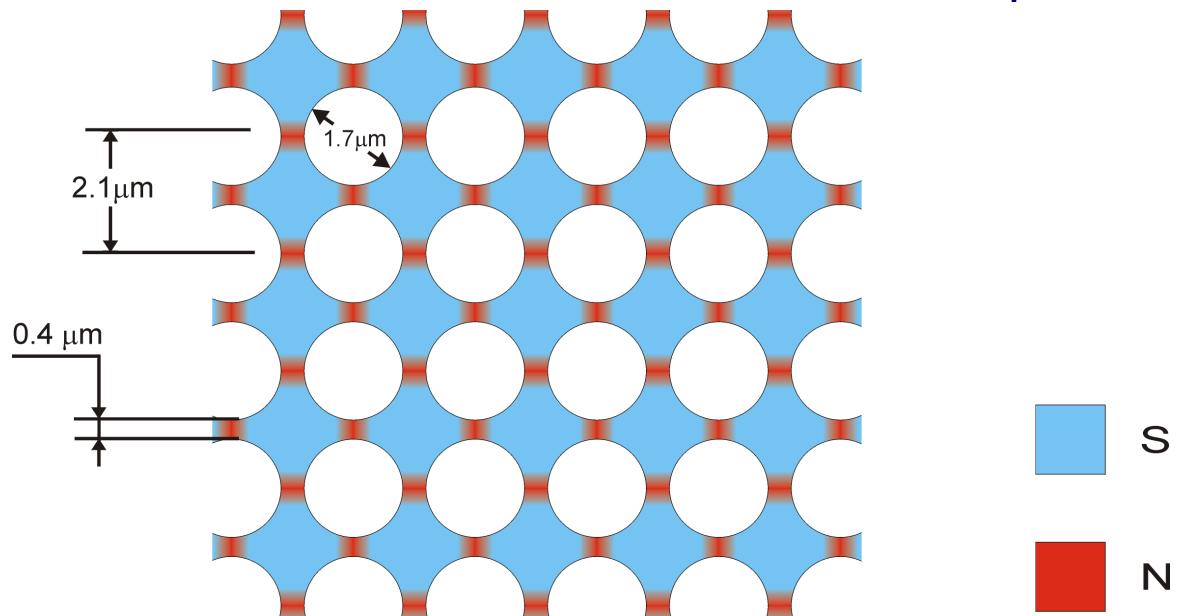


FIG. 5. Differential conductance dI/dV vs. voltage V of the same sample as in Fig. 4 for several temperatures. The arrows indicate subharmonic gap structures corresponding approximately to integer fractions of 2Δ . Inset: Position of the 2Δ conductance peak vs. temperature for two samples with different normal state conductance (\bullet : 50 mS, \circ : 29.3 mS). The solid line is a BCS fit for $2\Delta = 325 \mu\text{eV}$ and $T_c = 1.23 \text{ K}$.

Two-dimensional array of SNS junctions



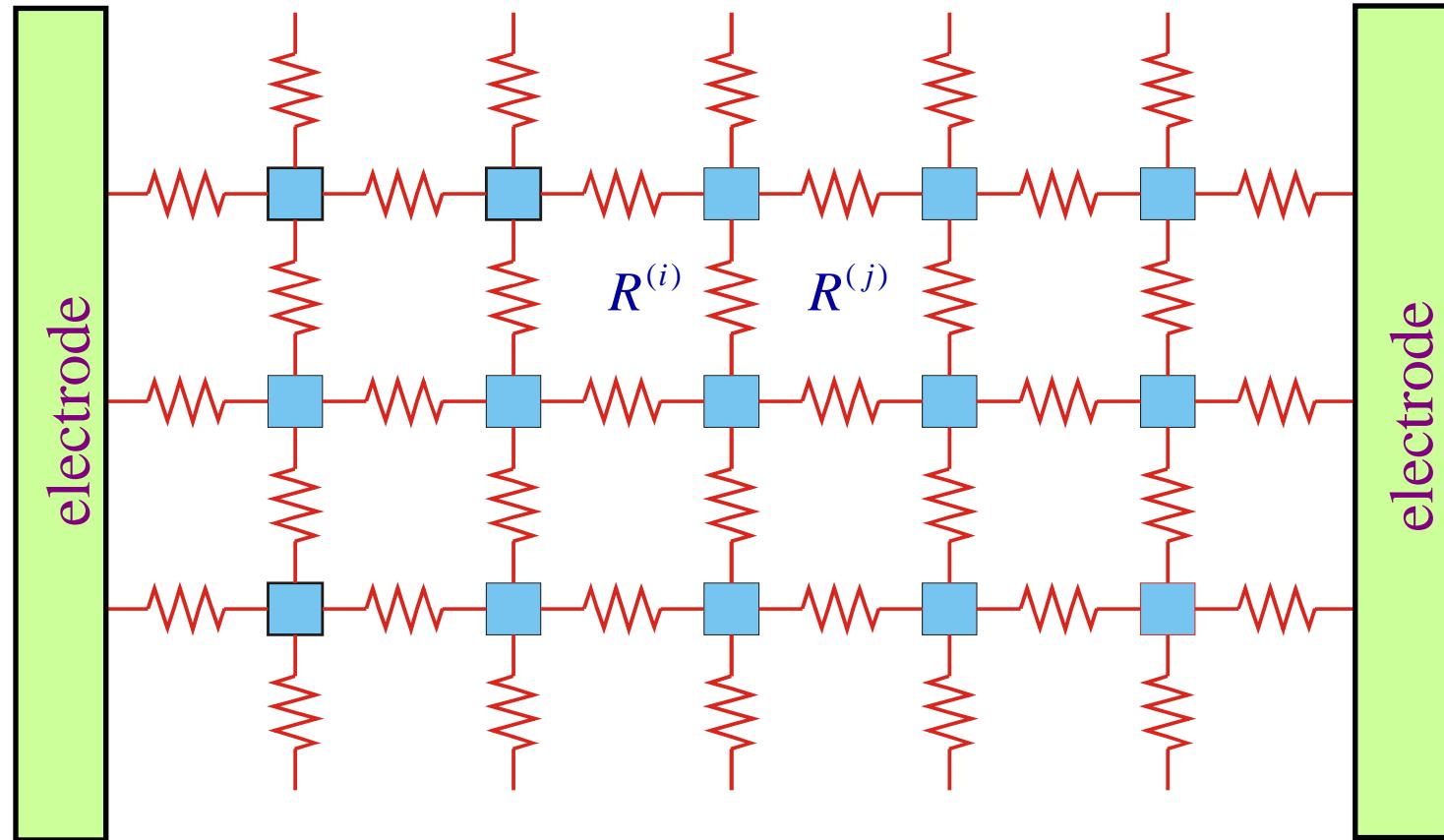
Схематичное изображение двумерной решётки SNS переходов



- T.I. Baturina, Z.D. Kvon, and A.E. Plotnikov. Phys. Rev. B 63, 180503(R) (2001).
- T.I. Baturina, Yu.A. Tsaplin, A.E. Plotnikov, and M.R. Baklanov, JETP Lett. 81, 10 (2005).

Problem:

Возможно ли наблюдение эффектов MAR
если сопротивления нормальных участков
различны?

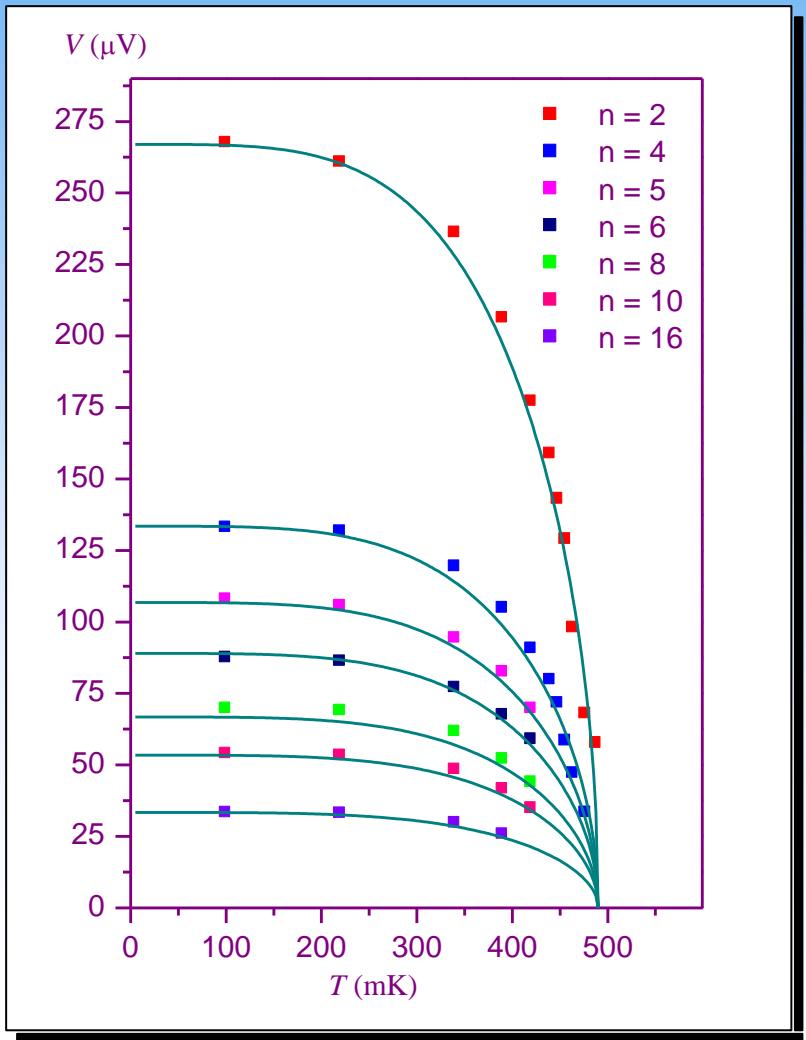


$$R^{(i)} \neq R^{(j)} \Rightarrow V_n^{(i)} = \frac{2\Delta}{en} \neq V^{(j)}$$

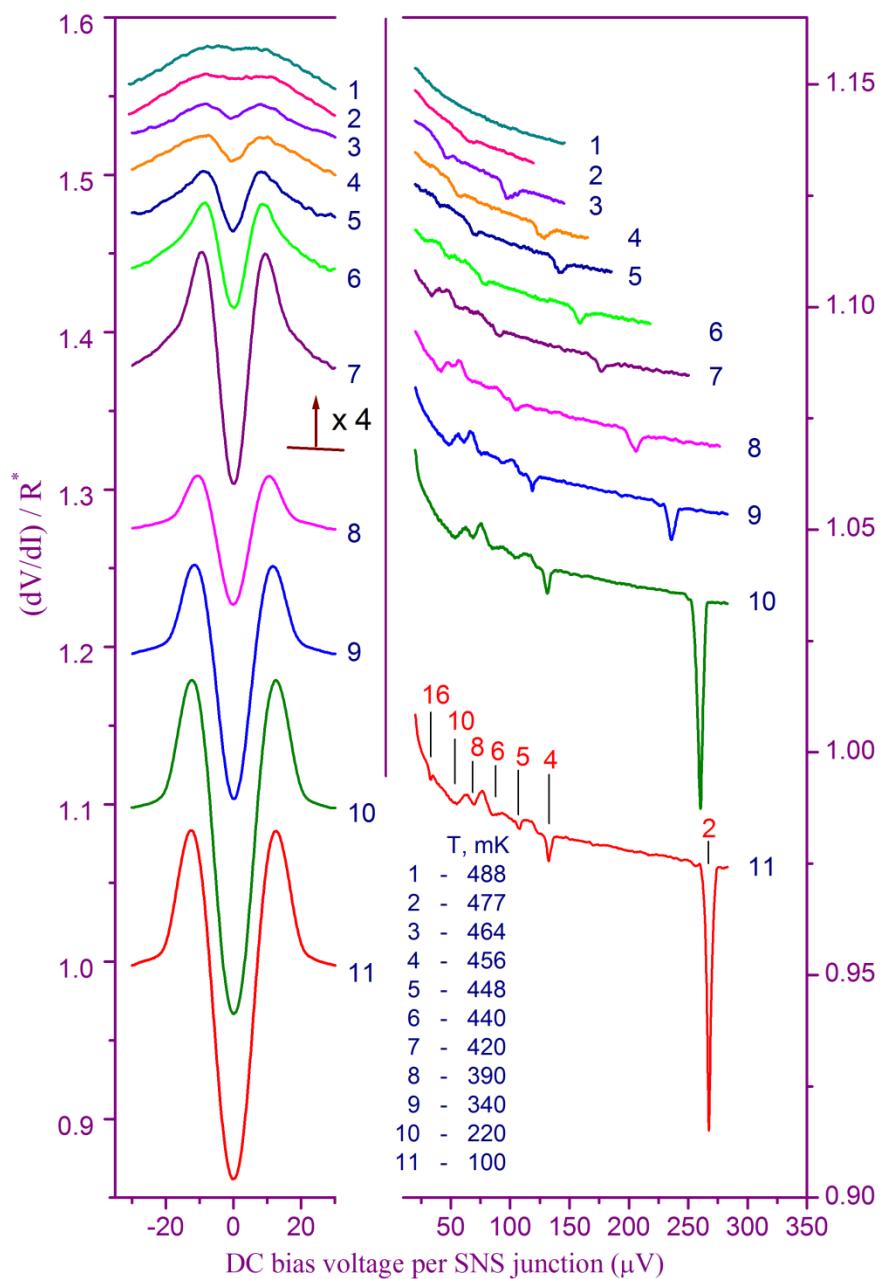
 normal metal
 superconducting islands

2D - SNS array

- T.I. Baturina, Z.D. Kvon, and A.E. Plotnikov. Phys. Rev. B 63, 180503(R) (2001).



Our previous experiments

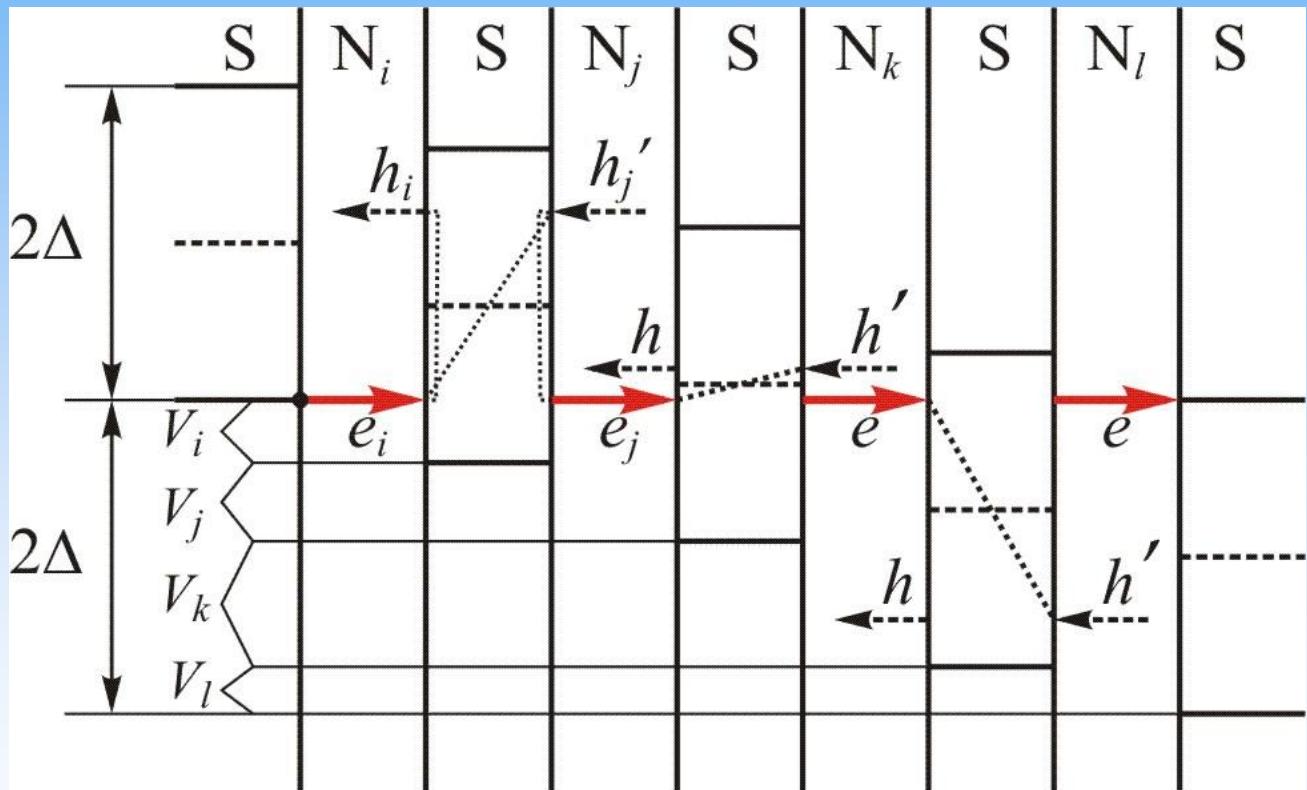


...SNSNSNSNS...

Коррелированный перенос куперовских пар

$$\sum_{s=1}^{i+n-1} V_s = 2\Delta/e$$

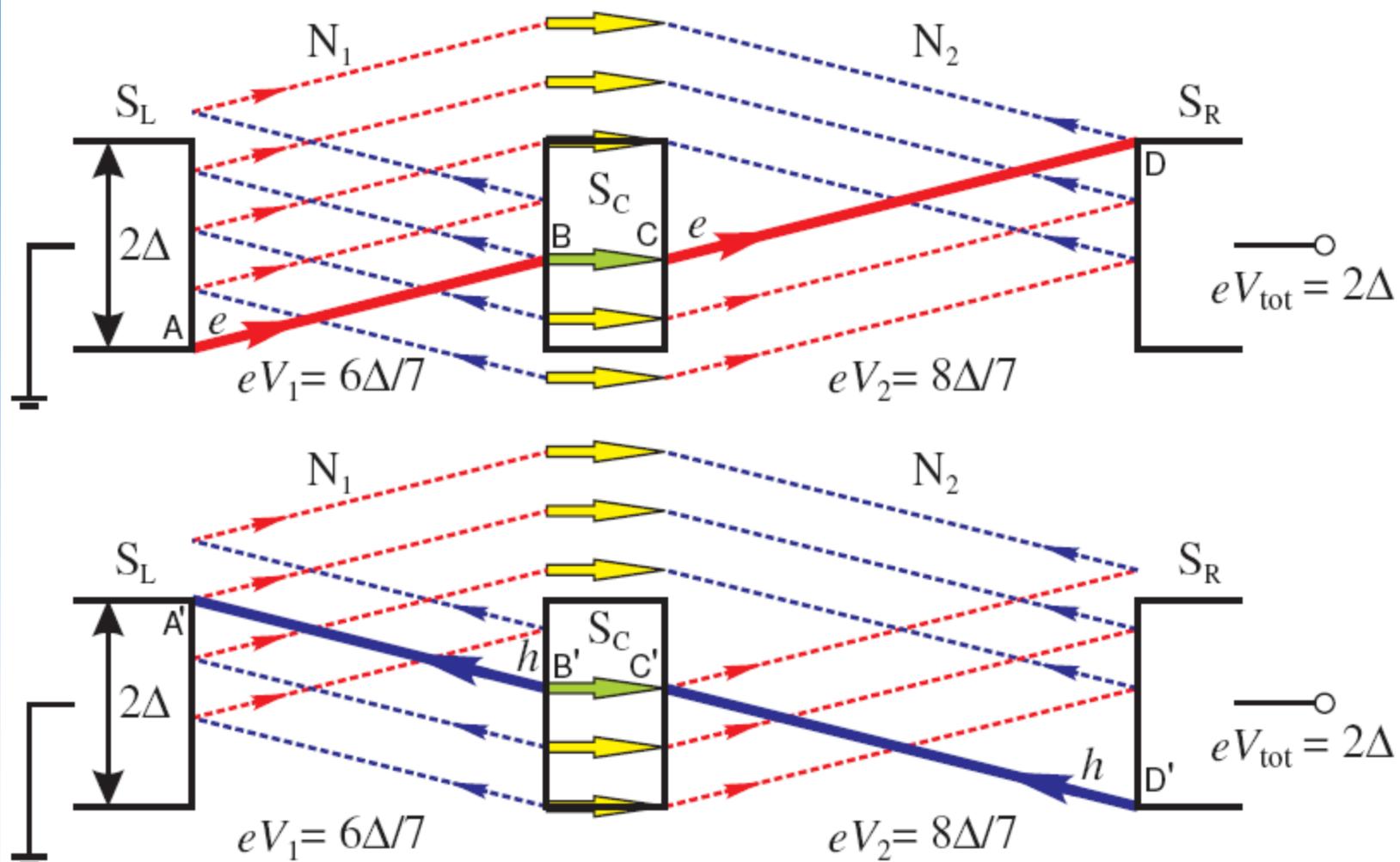
$$V_n = 2\Delta/en$$



- T.I. Baturina, Yu.A. Tsaplin, A.E. Plotnikov, and M.R. Baklanov, JETP Lett. 81, 10 (2005).

Synchronized Andreev transmission in chains of SNS junctions

Theory

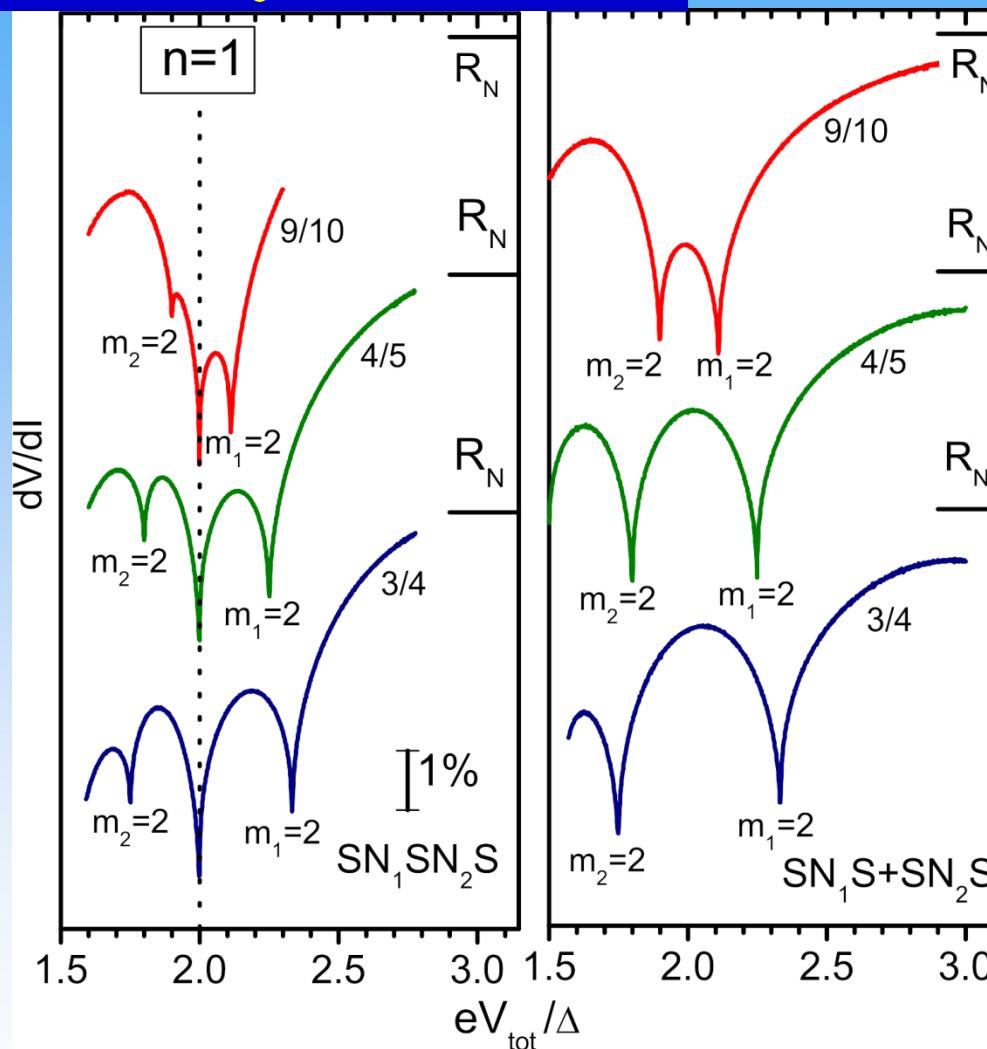


N. M. Chtchelkatchev, JETP Lett. 83 (2005) 250.

N. M. Chtchelkatchev, T. I. Baturina, A. Glatz, V. M. Vinokur,
arXiv:0912.3286 (2009).

Synchronized Andreev transmission in chains of SNS junctions

Theory



N. M. Chtchelkatchev, JETP Lett. 83 (2005) 250.

N. M. Chtchelkatchev, T. I. Baturina, A. Glatz, V. M. Vinokur,
arXiv:0912.3286 (2009).

Resonant Andreev transmission in chains of SNS junctions

Резонансный переход, показанный красными стрелочками, осуществляется когда квазичастицы вылетают с края сверхпроводящей щели и затем попадают в узкое окно вблизи середины щели, где наиболее силен эффект близости.

(1) Смещение $V = 2\Delta/(2e)$ обеспечивает наилучшие условия для резонансного прохождения.

(2) В случае $2\Delta/(3e)$, квазичастица всегда промахивается мимо середины щели и резонансное прохождение отсутствует.

(3) Для $2\Delta/(4e)$ квазичастица проходит через середину щели каждого второго сверхпроводника и резонансное прохождение происходит благодаря синхронизированному Андреевскому отражению в промежуточном сверхпроводнике.

