

# 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

RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

L.D Landau  
INSTITUTE FOR  
THEORETICAL  
PHYSICS



Николай М. Щелкачёв  
Институт теоретической физики  
им. Л.Д. Ландау,  
Черноголовка, Россия

Валерий М. Винокур  
А. Glatz

Argonne National Laboratory, USA



XI конференция молодых учёных  
«Проблемы физики твёрдого 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

толщина 5 nm

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

$$k_F l \sim 1.5$$

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

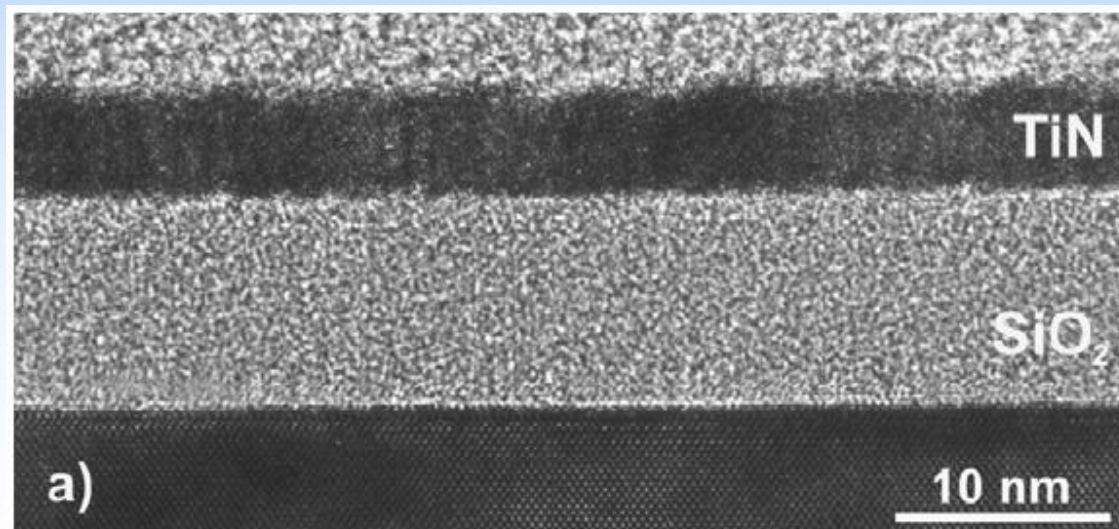
D03

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

$$k_F l \sim 3$$

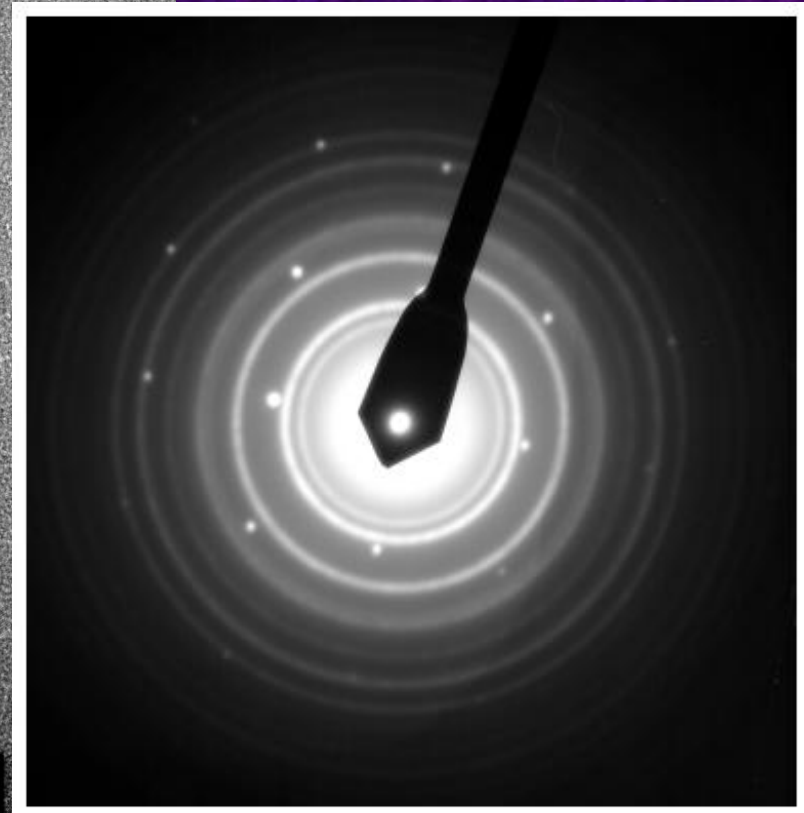
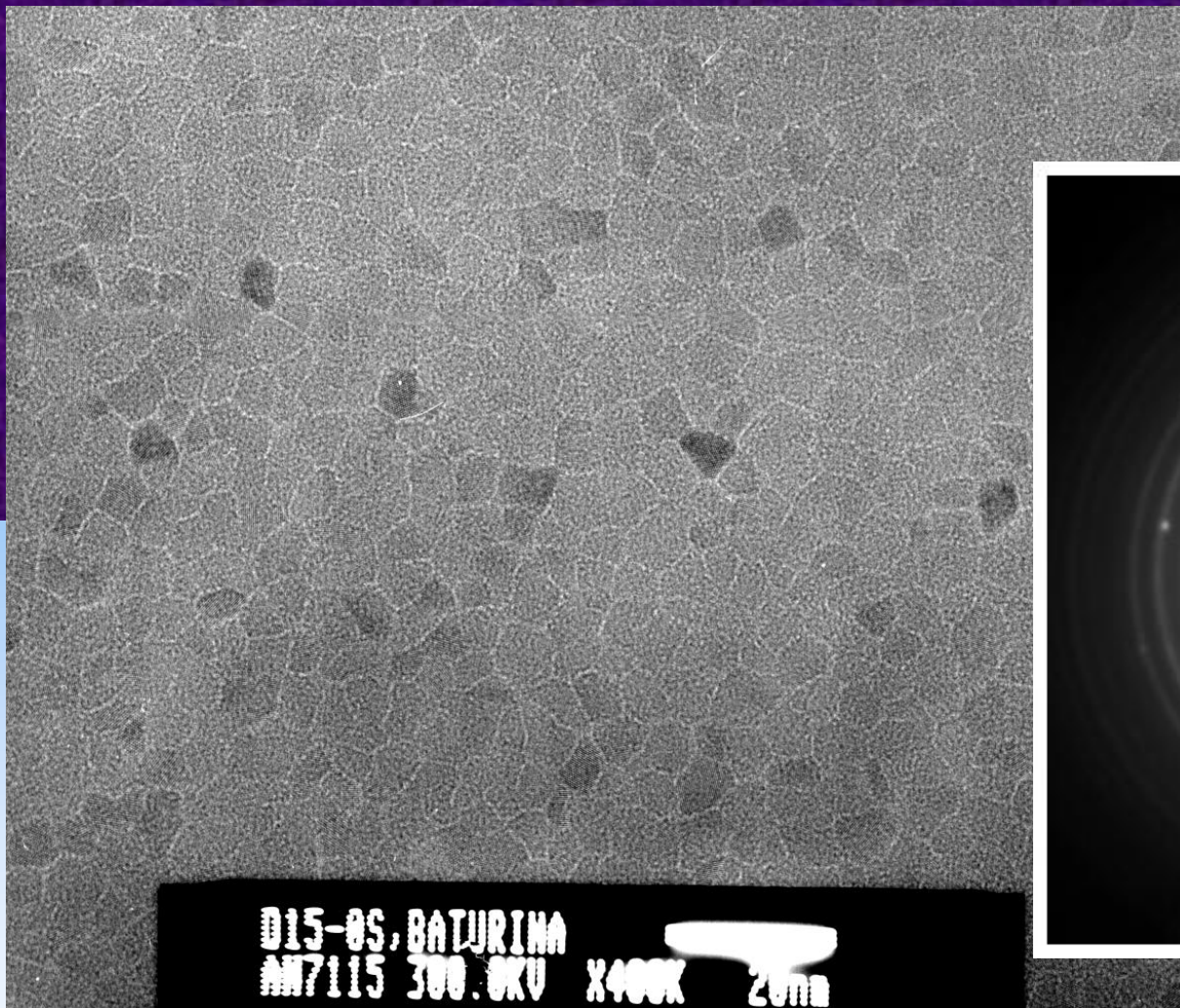
$$\xi_d = 8.3 \text{ nm}$$

D15





# TiN films



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

Размеры кристаллитов  $\sim 5$  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)*

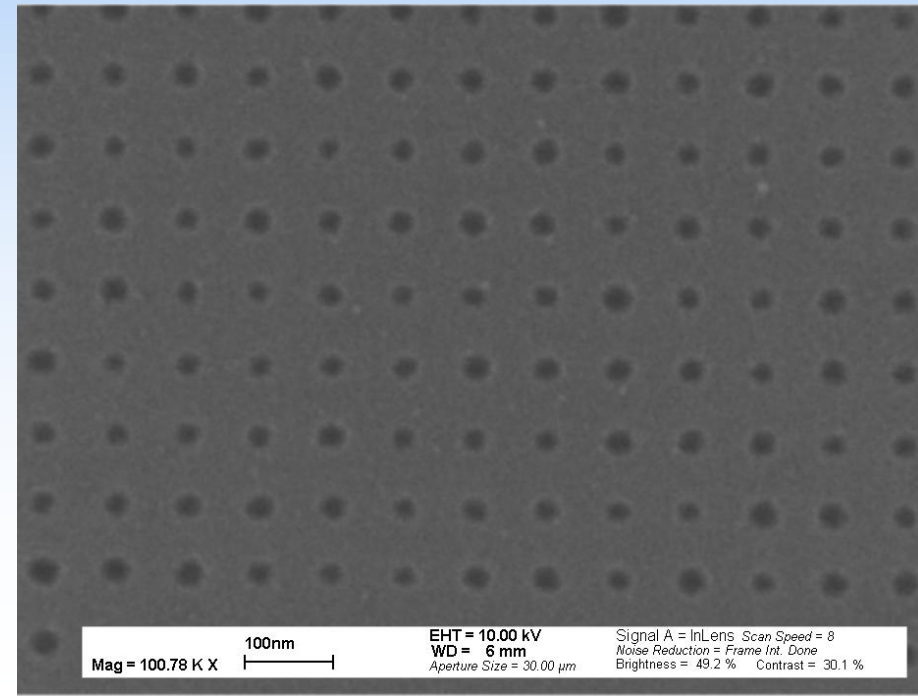
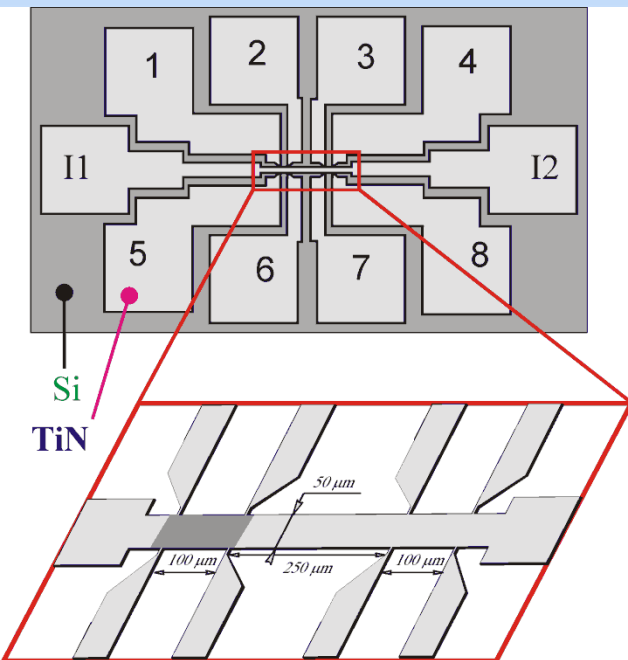
*Current density ( $A/cm^2$ ) > 3200*

*Laserinterferometer Controlled Stage with encoder resolution 2nm*

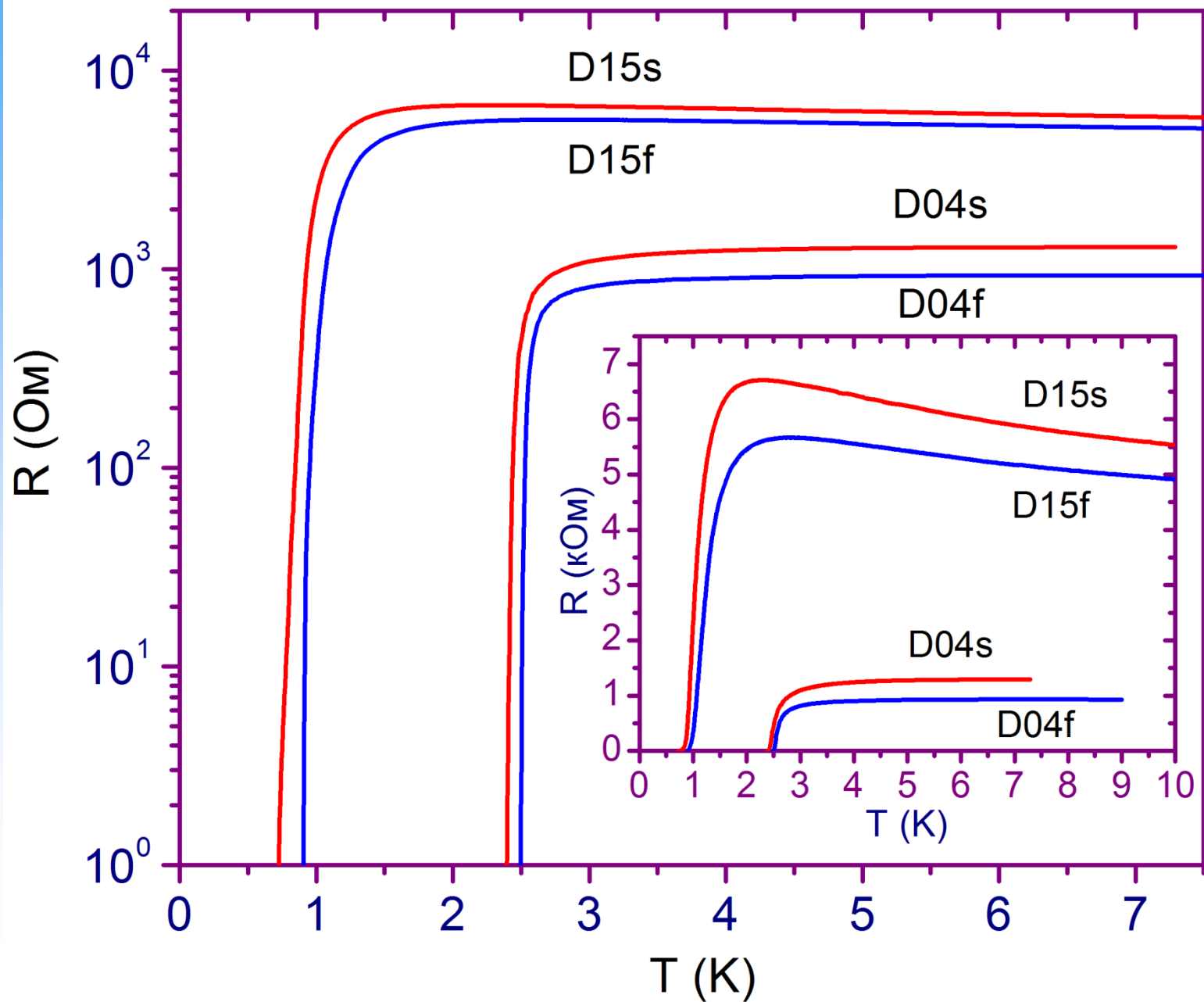


**The samples were patterned into the bridges via conventional UV lithography**

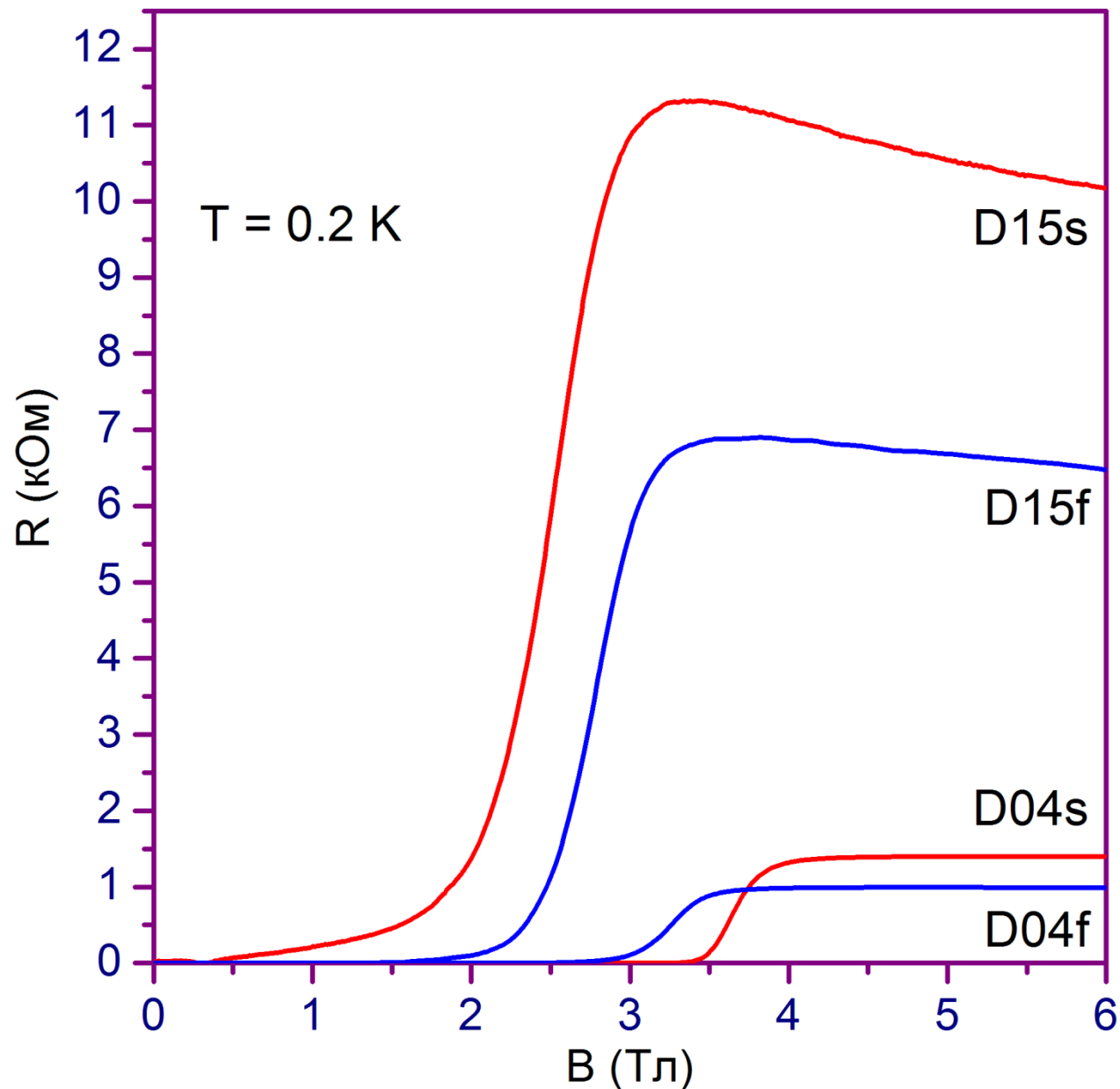
**Then, making use of the electron lithography and the subsequent plasma etching we patterned a square lattice of holes with period 80 nm**



# Experiment



# Experiment



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

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

$$k_F l \sim 1.5$$

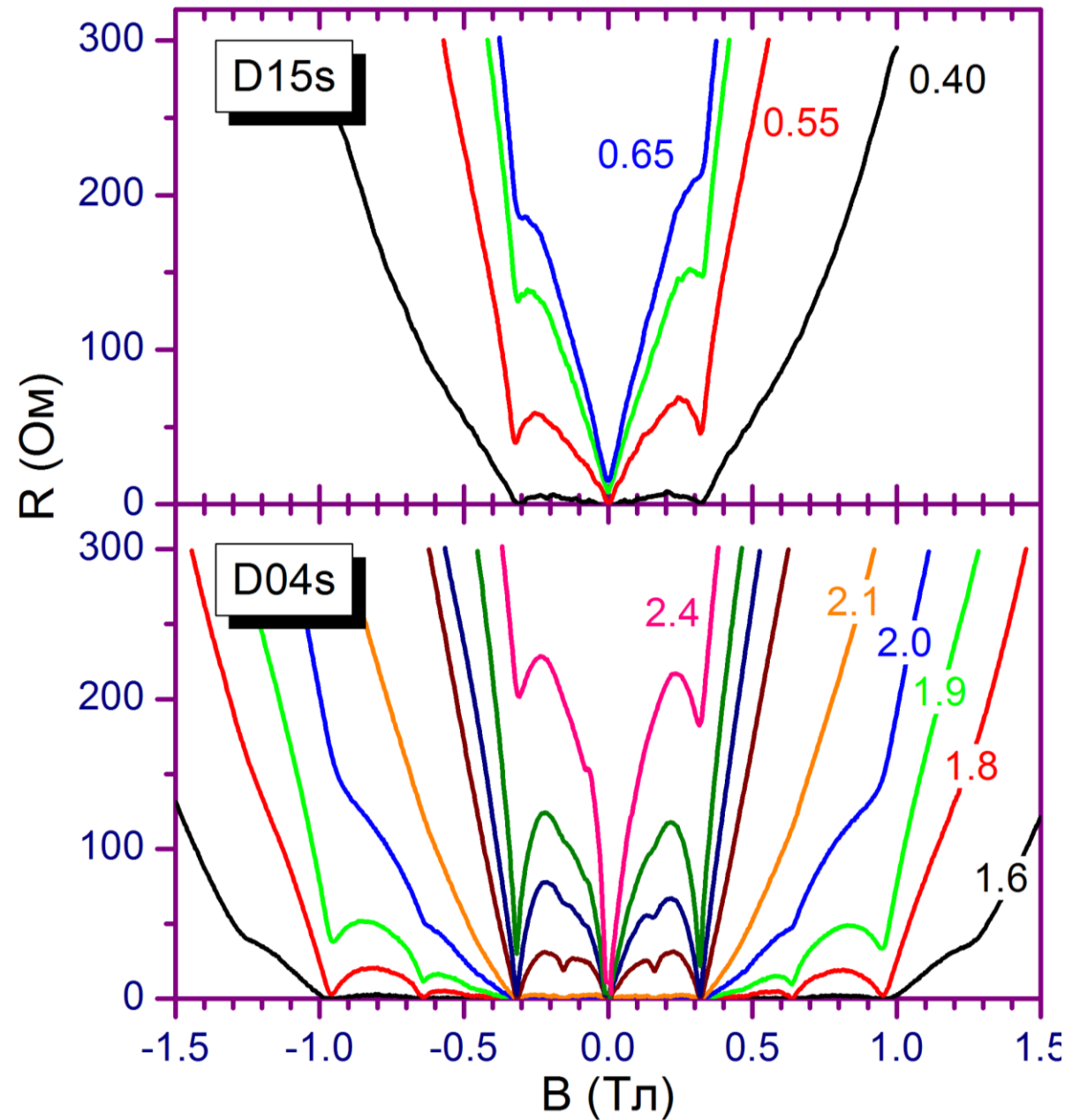
$$B_{c2}^{\text{D04s}} > B_{c2}^{\text{D04f}}$$

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

$$k_F l \sim 3$$



# Experiment

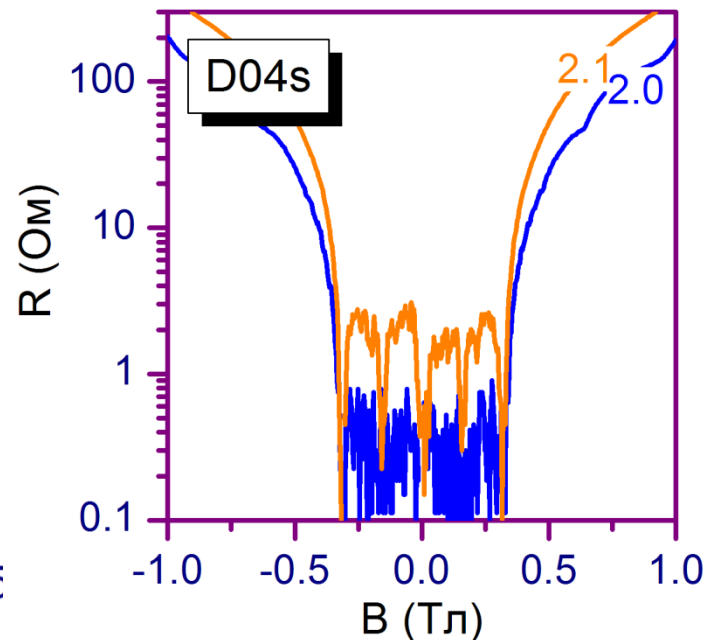


Сопротивление является осциллирующей функцией магнитного поля с периодом  $B_0$ , соответствующим кванту магнитного потока

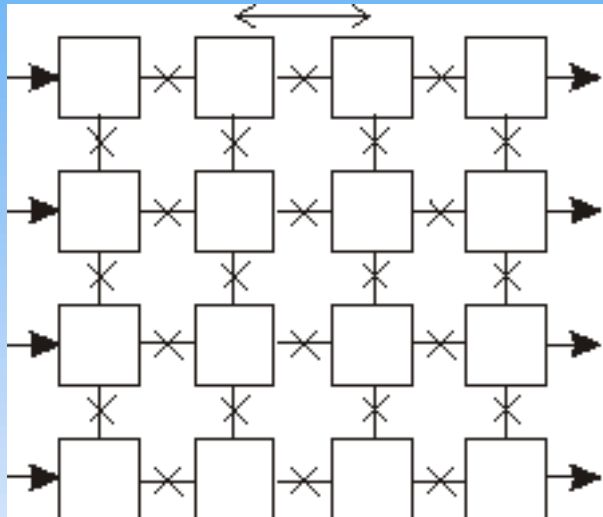
$$\Phi_0 = \pi \hbar / e$$

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.

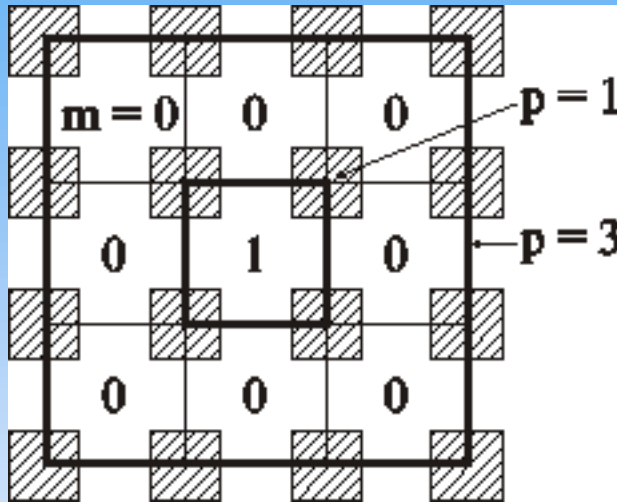


M. Tinkham, David W. Abraham, and C.J. Lobb, Periodic flux dependence of the resistive transition in two-dimensional superconducting arrays.  
Phys. Rev. B 25, 6578 (1983).

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  $f$ .



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

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

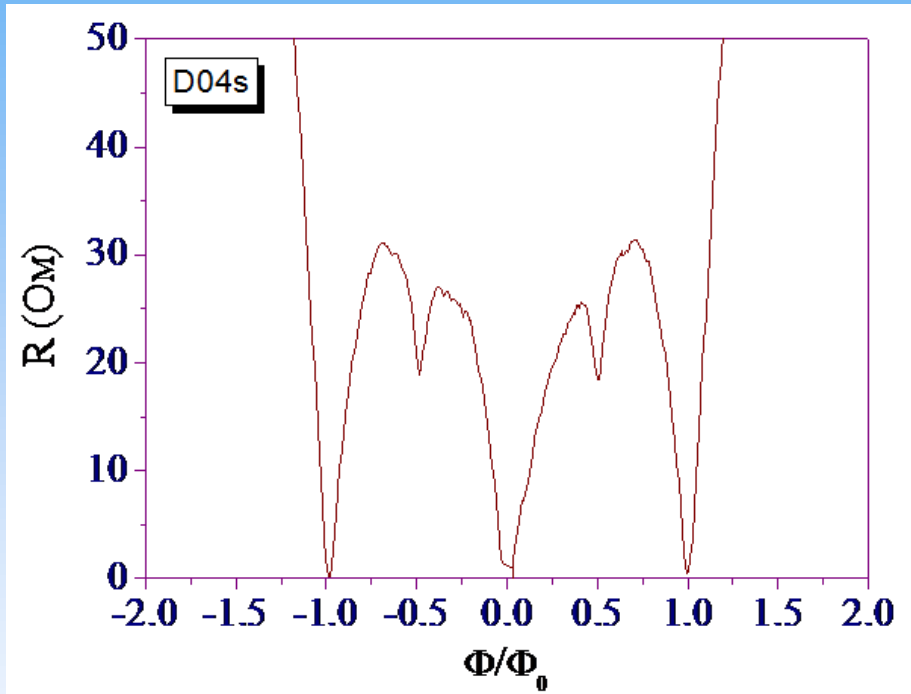
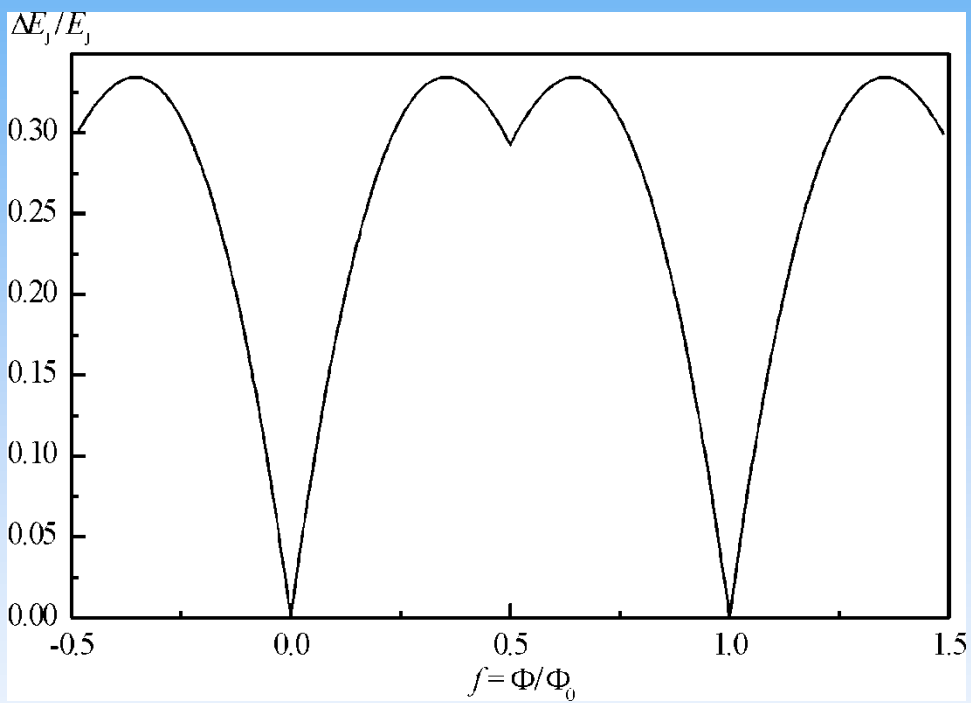
Вклад от контура  $p=1$  при  $f > 0.05$  доминирует, поэтому можно пренебречь суммированием по остальным контурам

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

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

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

# Experiment



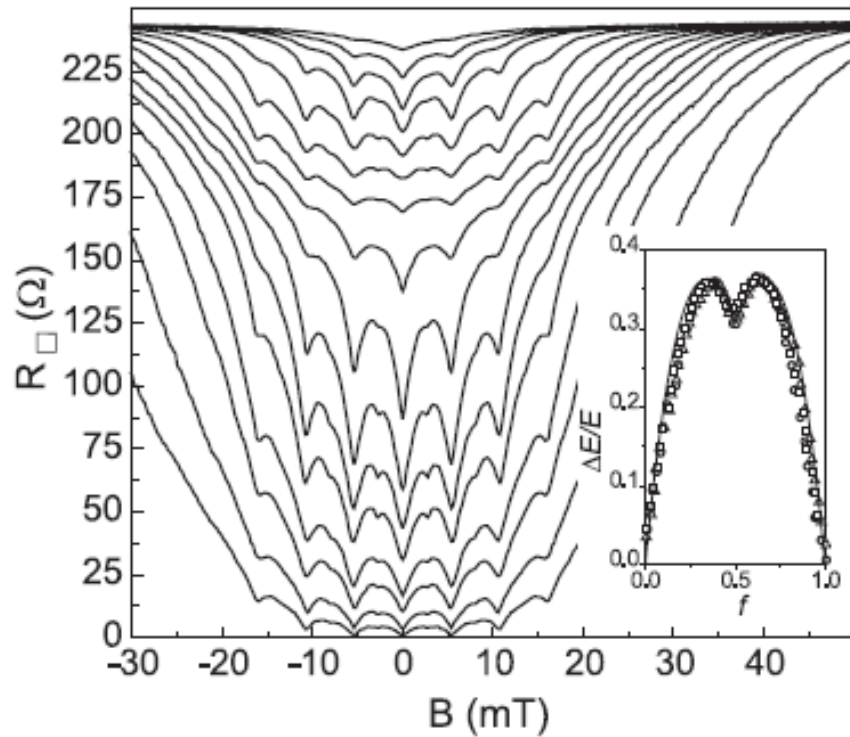


Fig. 2. Magnetic field dependence of the resistance at different temperatures within the range  $0.273 < T < 0.494$  K. The inset shows the theoretical periodic dependence (solid line) on the magnetic flux per unit cell of the fractional reduction in average coupling energy, as given by Eq. (3) in Ref.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

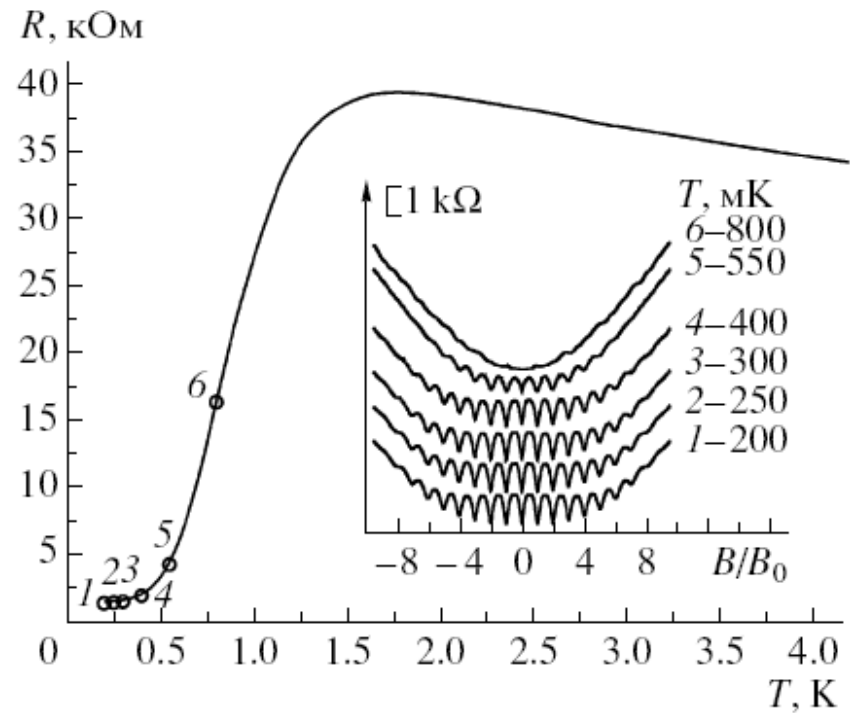
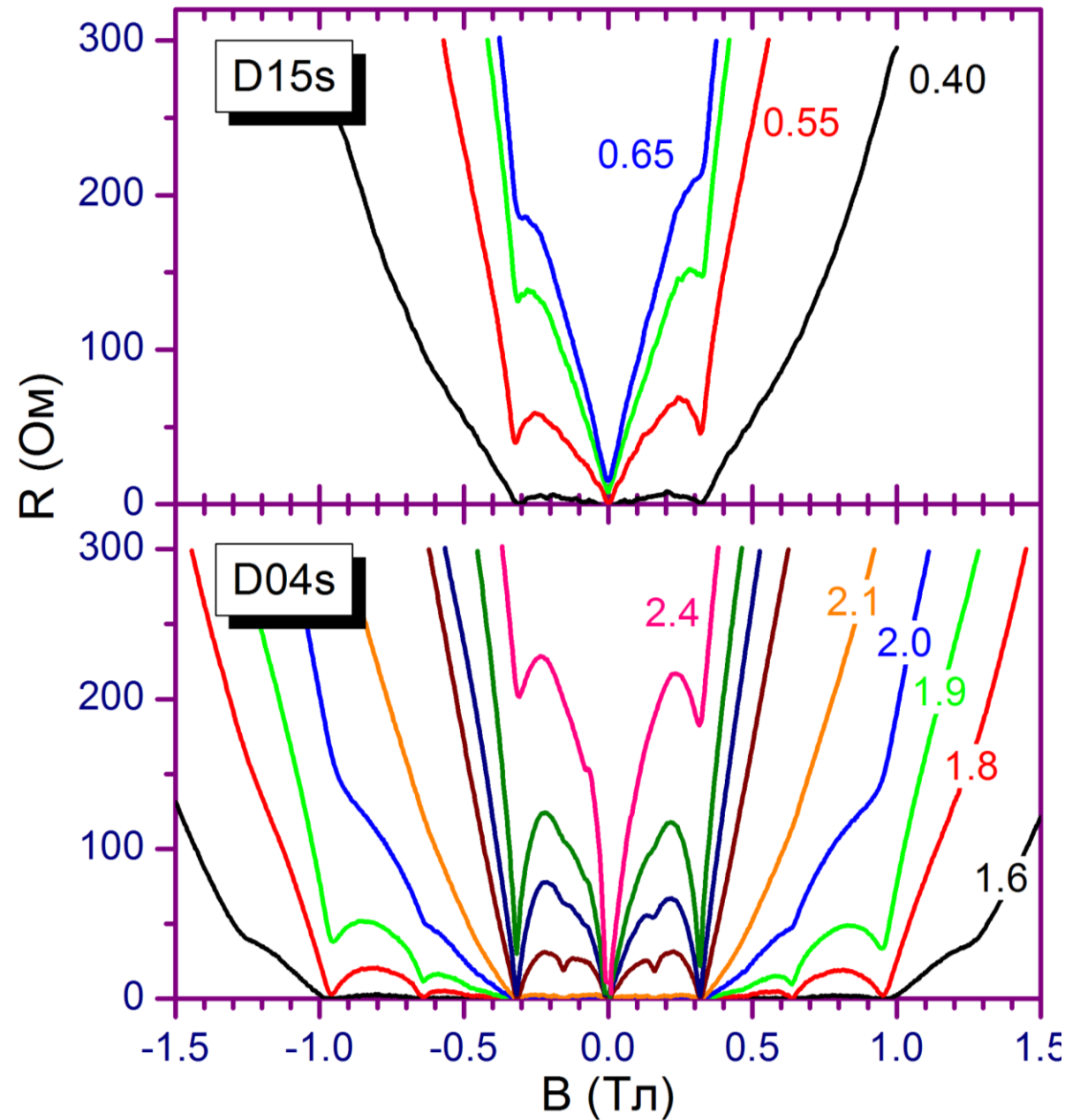


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления перфорированной пленки в нулевом магнитном поле. Пронумерованными символами приведены значения сопротивления в нулевом магнитном поле для магнитотопологических зависимостей, показанных на вставке.  $B_0 = \pi\hbar/(ea^2) = 53$  мТл.

# Experiment

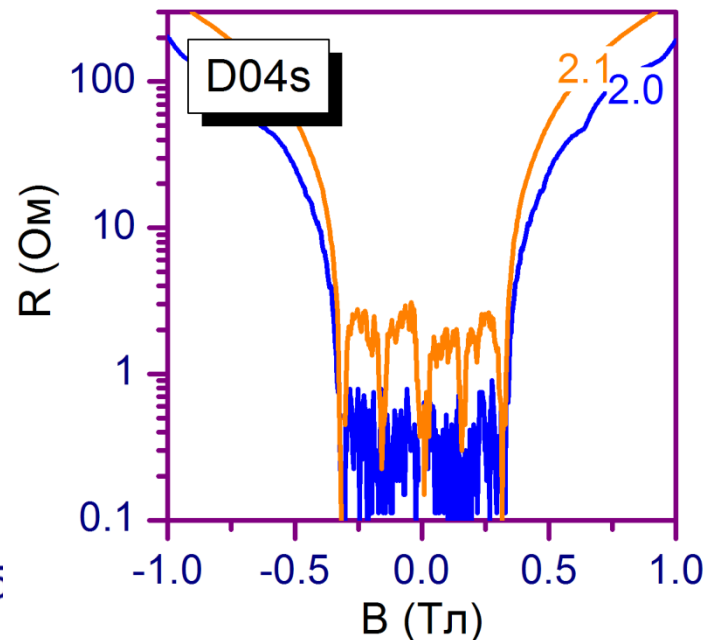


Сопротивление является осциллирующей функцией магнитного поля с периодом  $B_0$ , соответствующим кванту магнитного потока

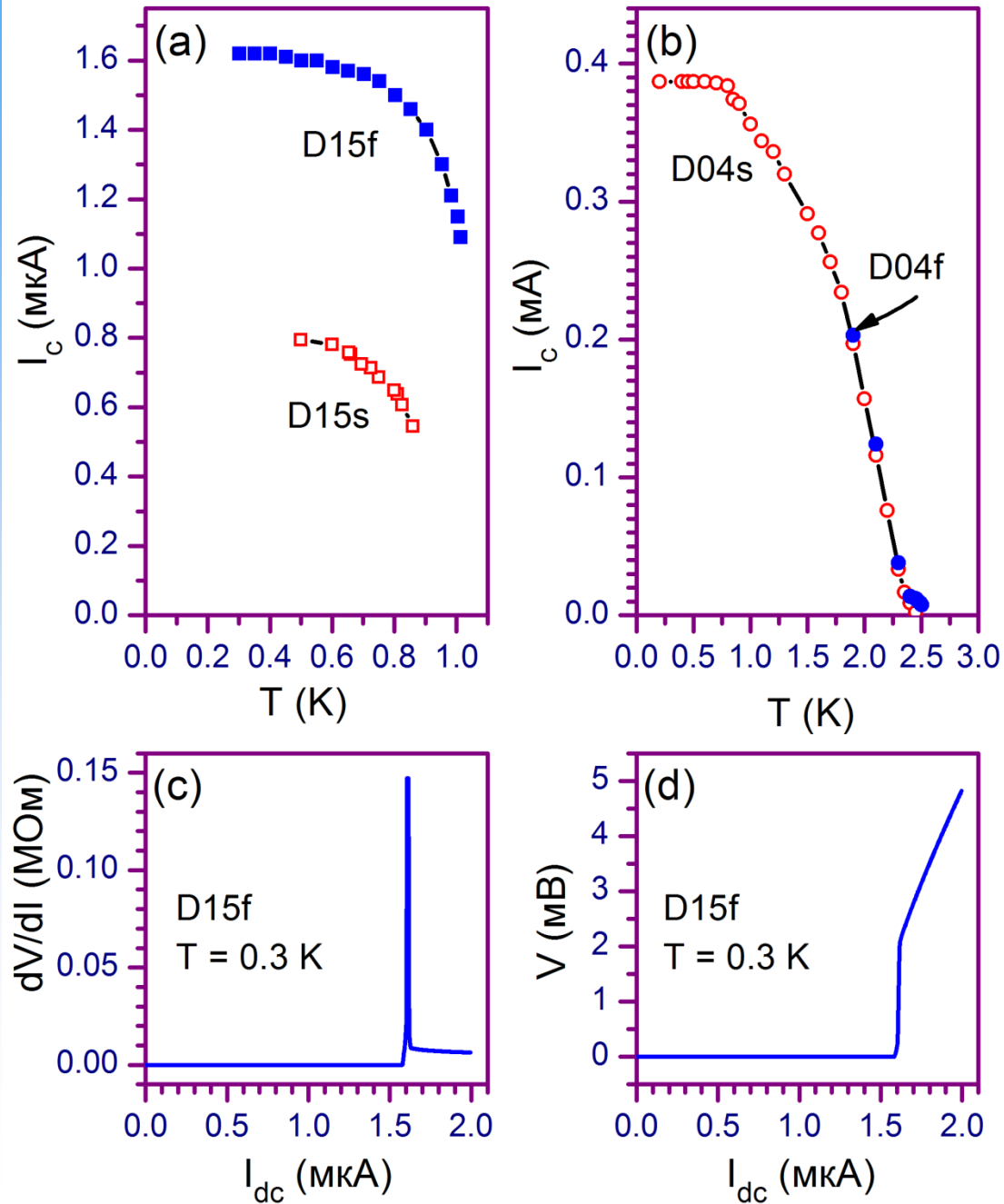
$$\Phi_0 = \pi \hbar / e$$

на площадь ячейки.

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



# Experiment



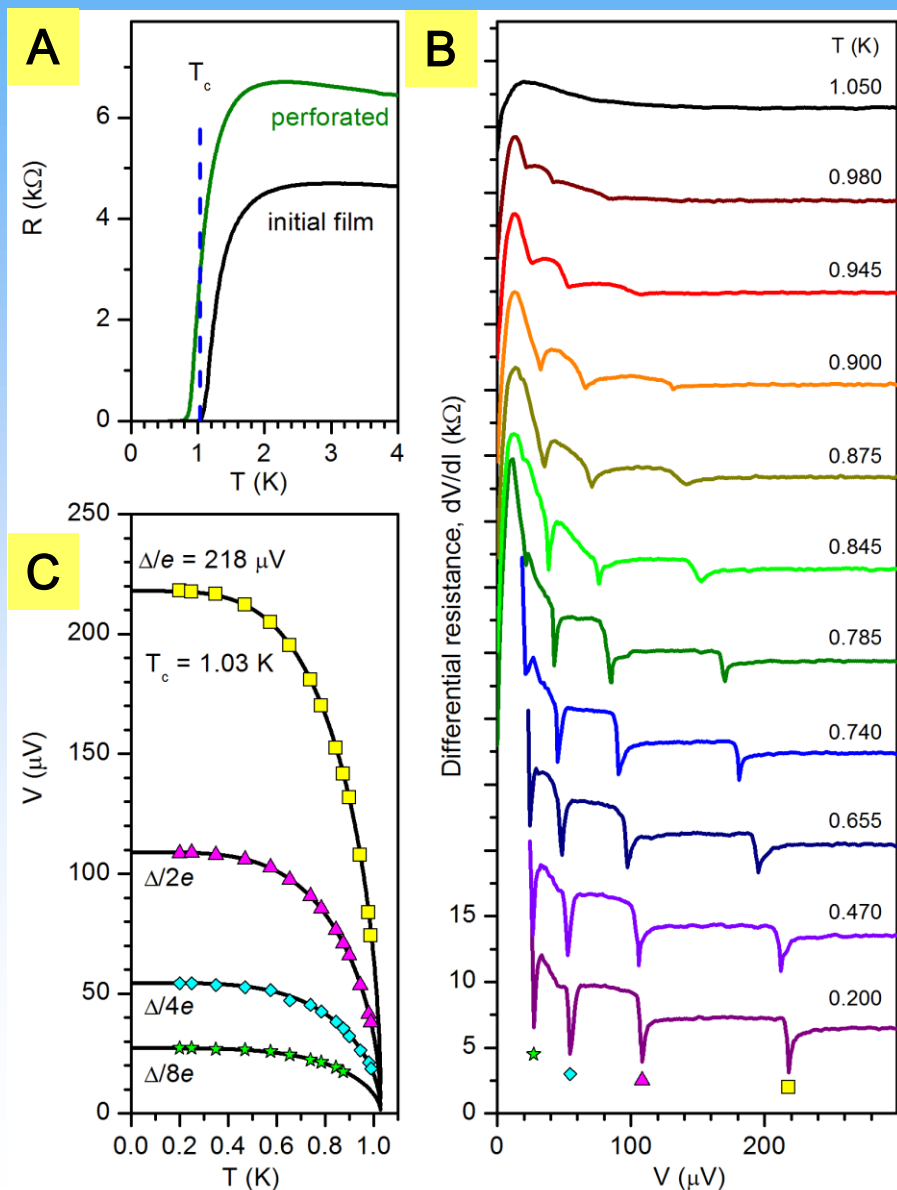


# 2D - SNS array

## Experiments

sample D15s ( $a = 80$  nm)

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 нижней 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

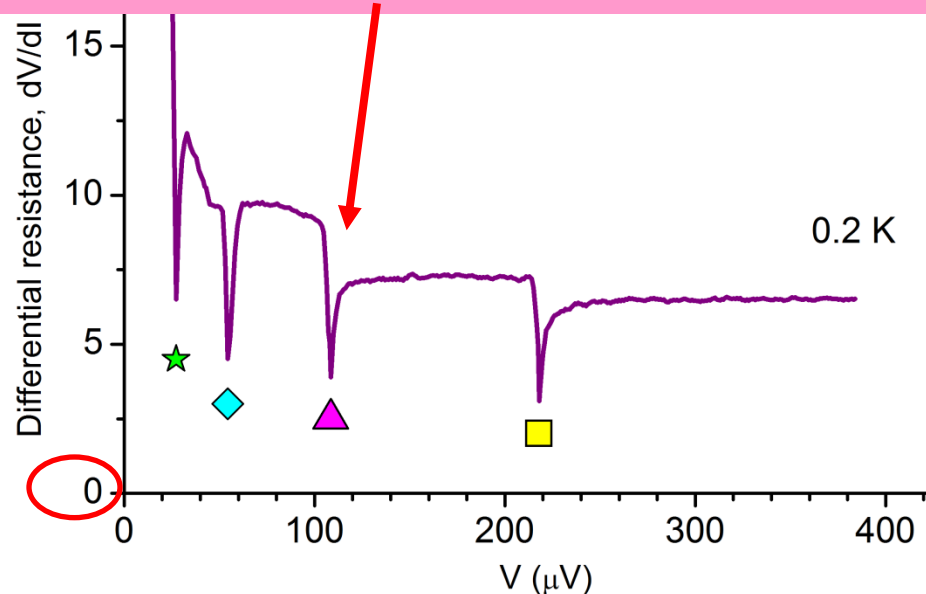
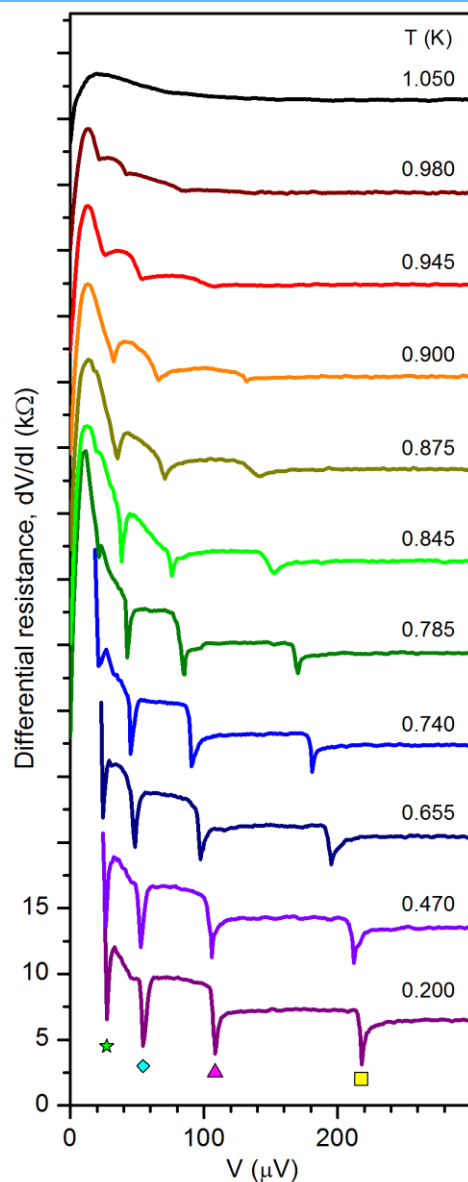
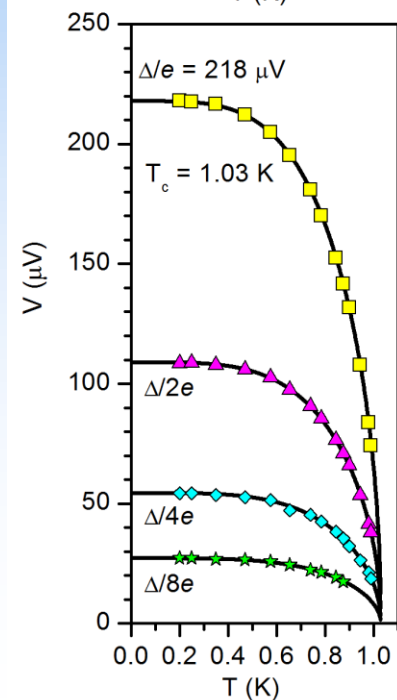
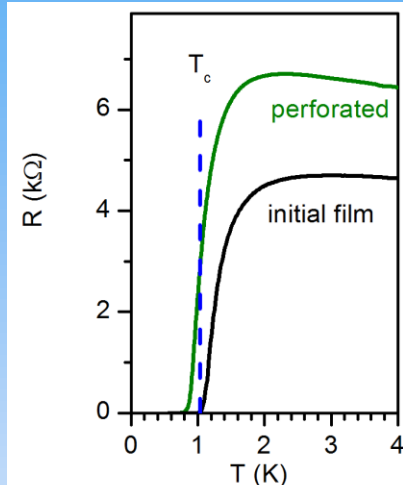
sample D15s ( $a = 80$  nm)

## Experiments

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

Относительное изменение величины  $dV/dI$

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



## 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\*

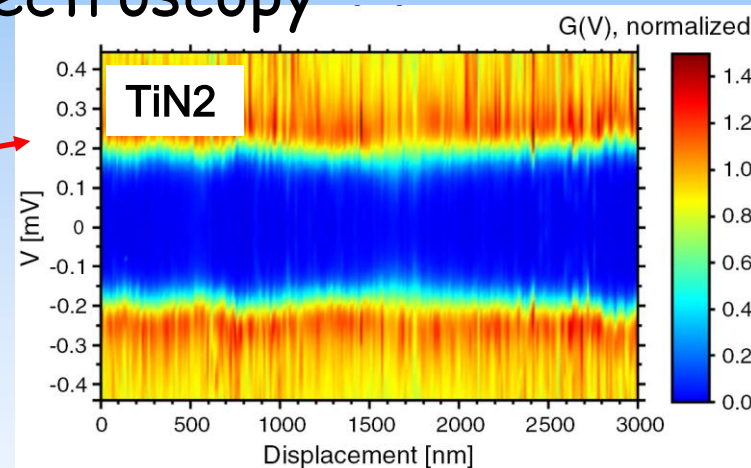
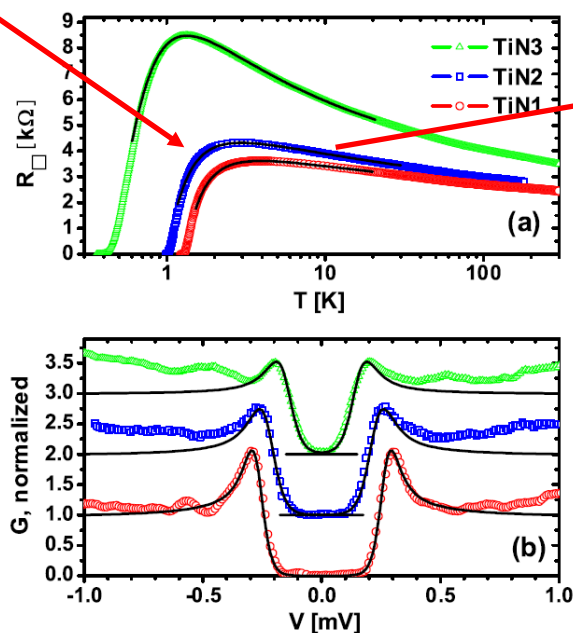
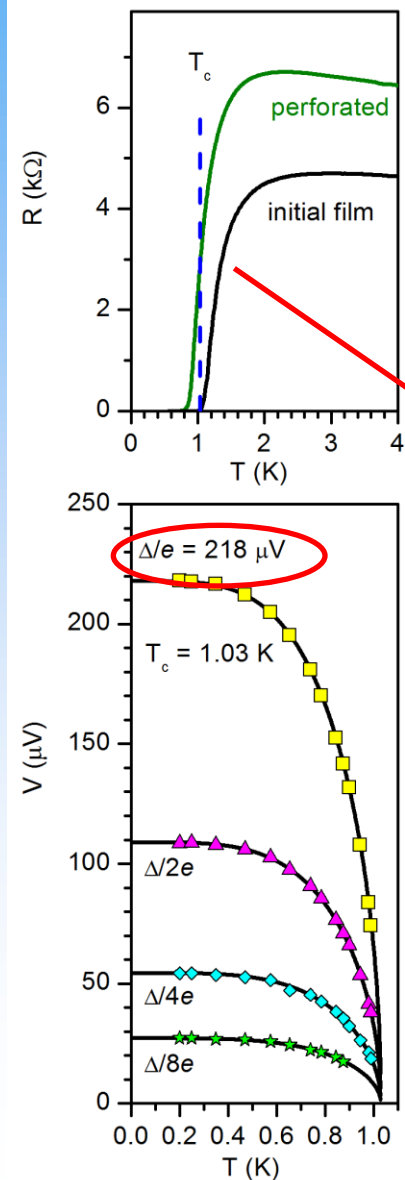


TABLE I. Sample characteristics:  $R_{300}$ —resistance per square at 300 K.  $T_c$ —critical temperature determined from the quantum correction fits.  $\bar{\Delta}$ —average value of the superconducting gap.  $\sigma$ —standard deviation of the superconducting gap.

	$R_{300}$ kΩ	$T_c$ K	$\bar{\Delta}$ μeV	$\sigma$ μeV	$\sigma/\bar{\Delta}$	$\bar{\Delta}/k_B T_c$
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

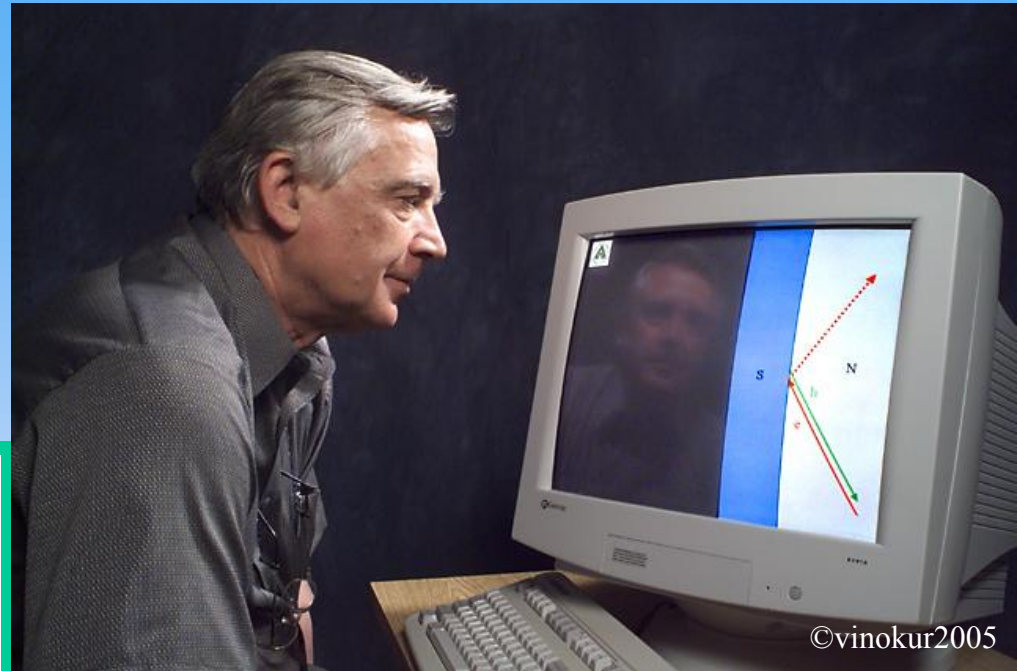
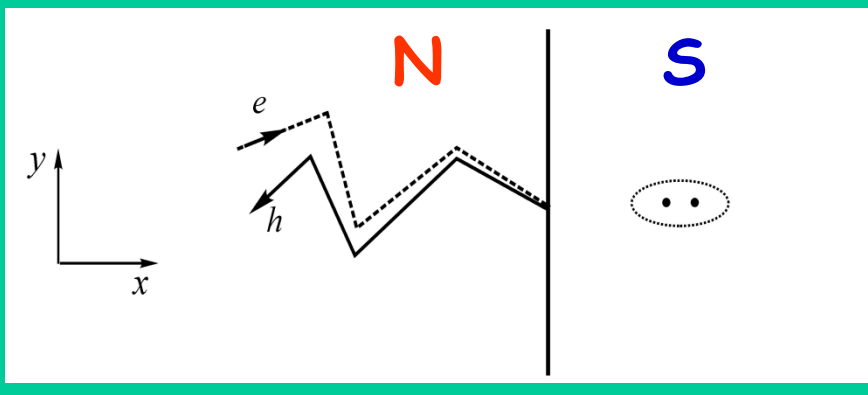
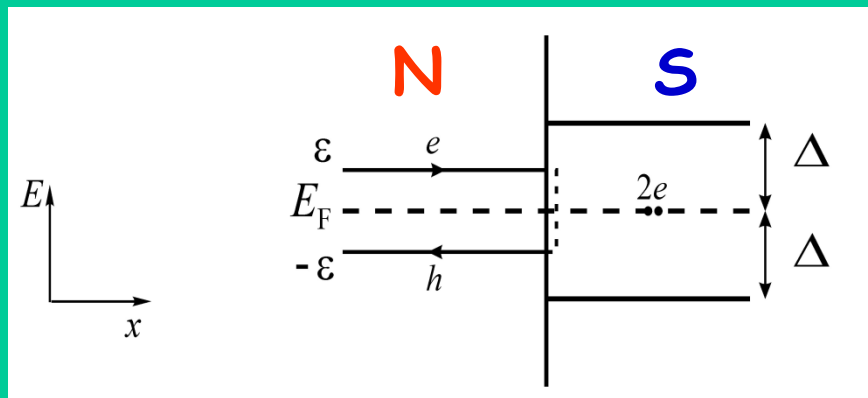
B. Sacépé, C. Chapelier, T. Baturina,  
V. Vinokur, M.R. Baklanov, M. Sanquer,

PRL 101, 157006 (2008).

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.



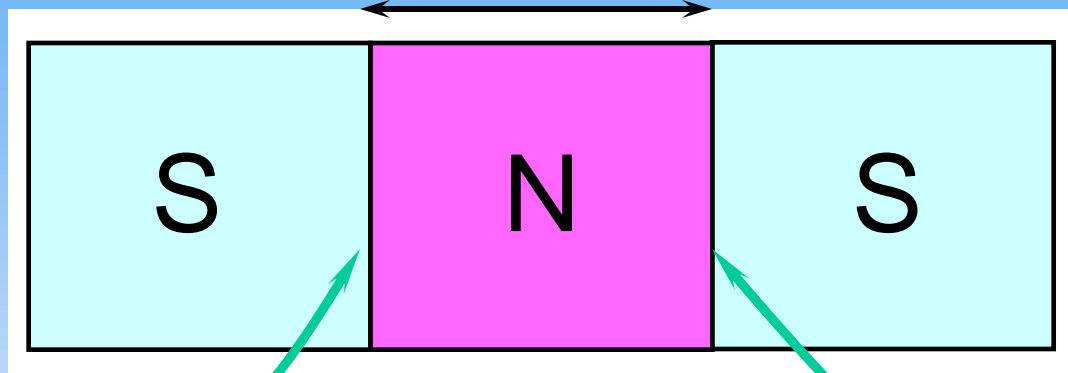
©vinokur2005

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



$$L \gg L_T$$

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

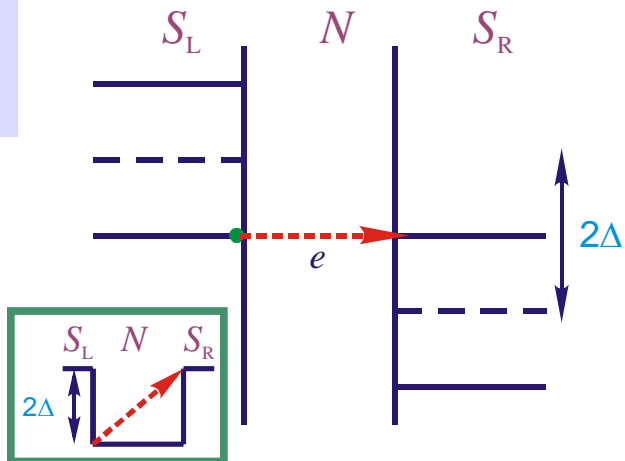


Андреевское  
отражение

Андреевское  
отражение

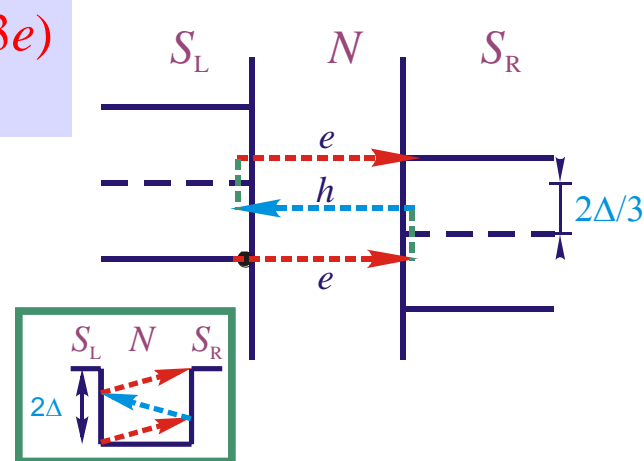
$$V = 2\Delta/e$$

$$n = 1$$



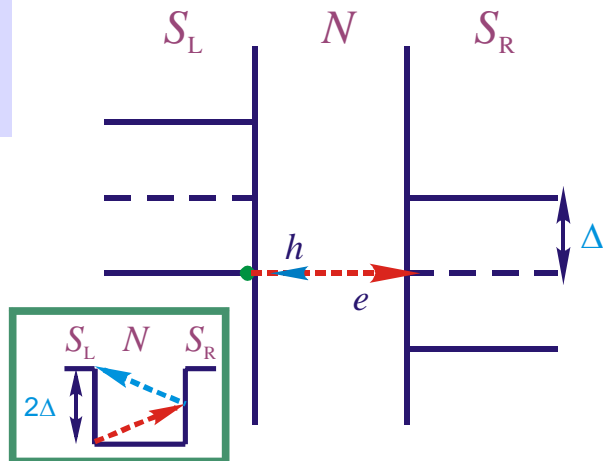
$$V = 2\Delta/(3e)$$

$$n = 3$$



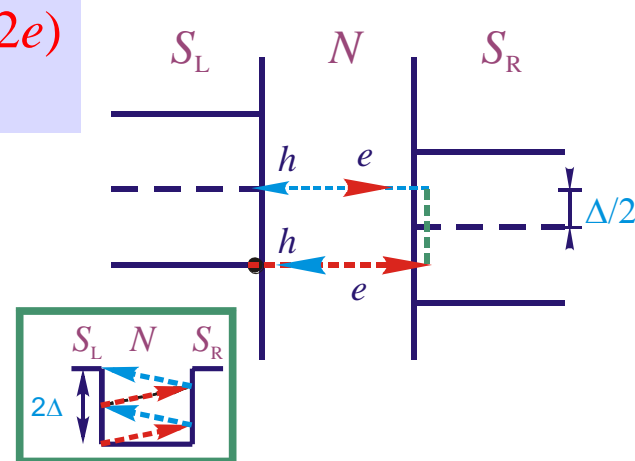
$$V = \Delta/e$$

$$n = 2$$



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

$$n = 4$$



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

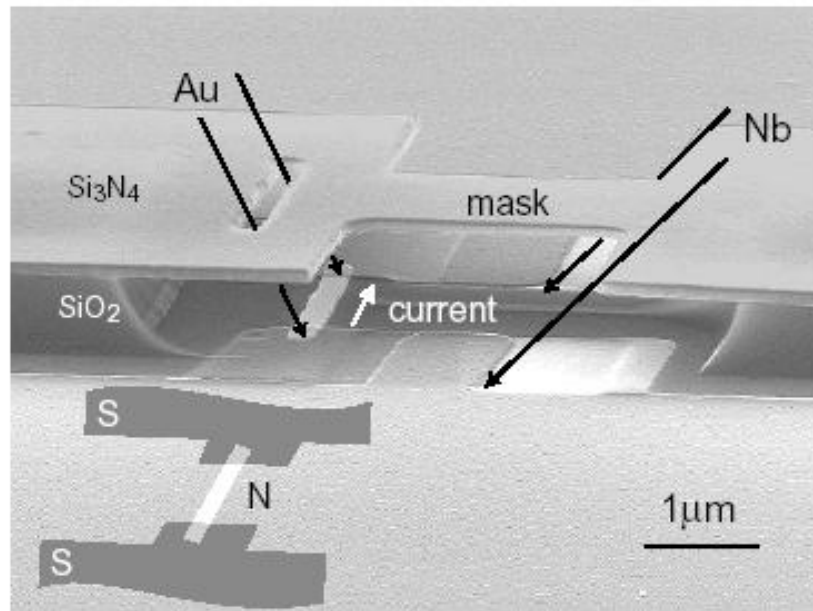


FIG. 1. Scanning electron micrograph of a typical sample viewed under a large tilt angle. The normal wire between the two Nb reservoirs (top and bottom) is defined through the slit in the freely suspended nitride mask. Inset: schematic of the sample layout.

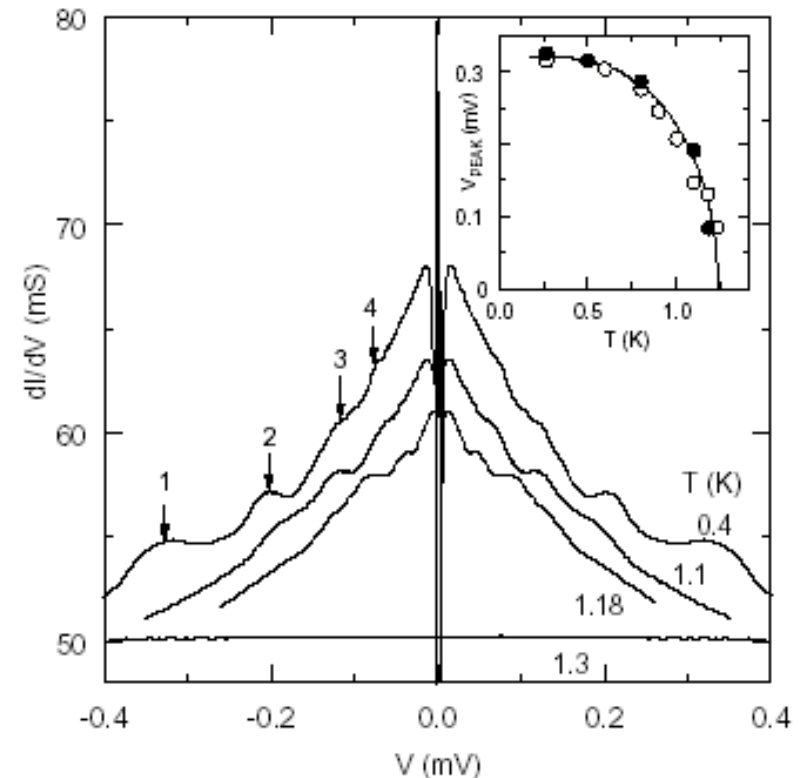
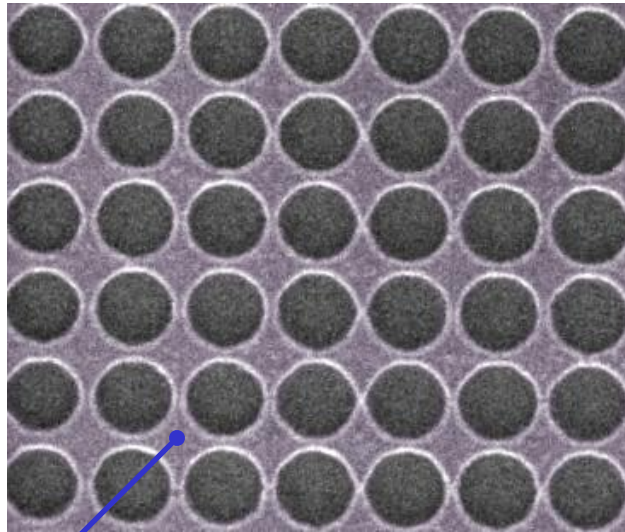
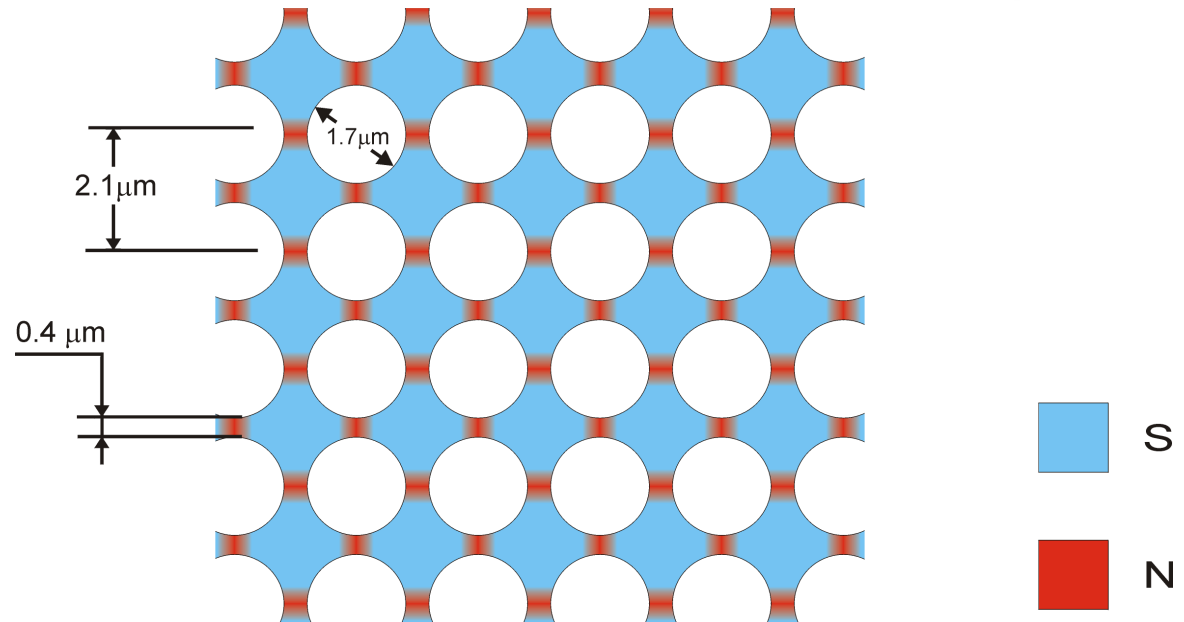


FIG. 5. Differential conductance  $dI/dV$  vs. voltage  $V$  of the same sample as in Fig. 4 for several temperatures. The arrows indicate subharmonic gap structures corresponding approximately to integer fractions of  $2\Delta$ . Inset: Position of the  $2\Delta$  conductance peak vs. temperature for 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  $T_c = 1.23 \text{ K}$ .

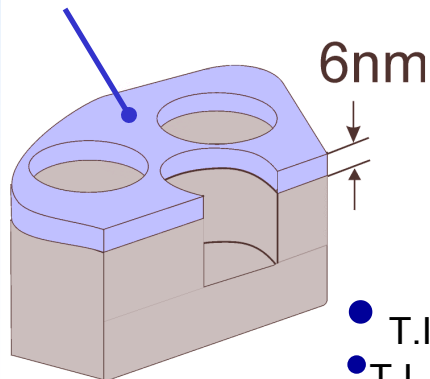
### Two-dimensional array of SNS junctions



Схематичное изображение двумерной решётки SNS переходов



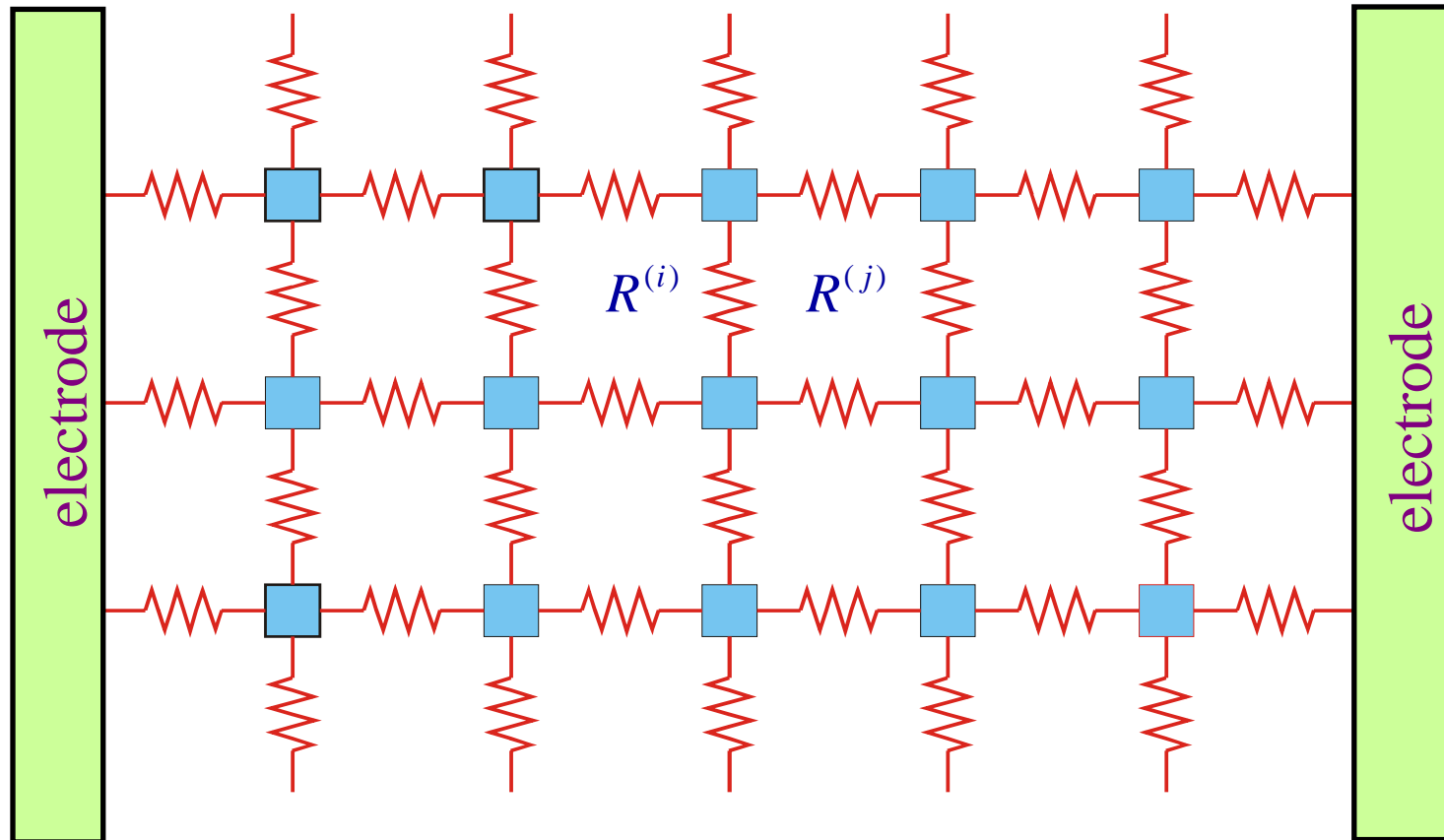
PtSi





- 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?



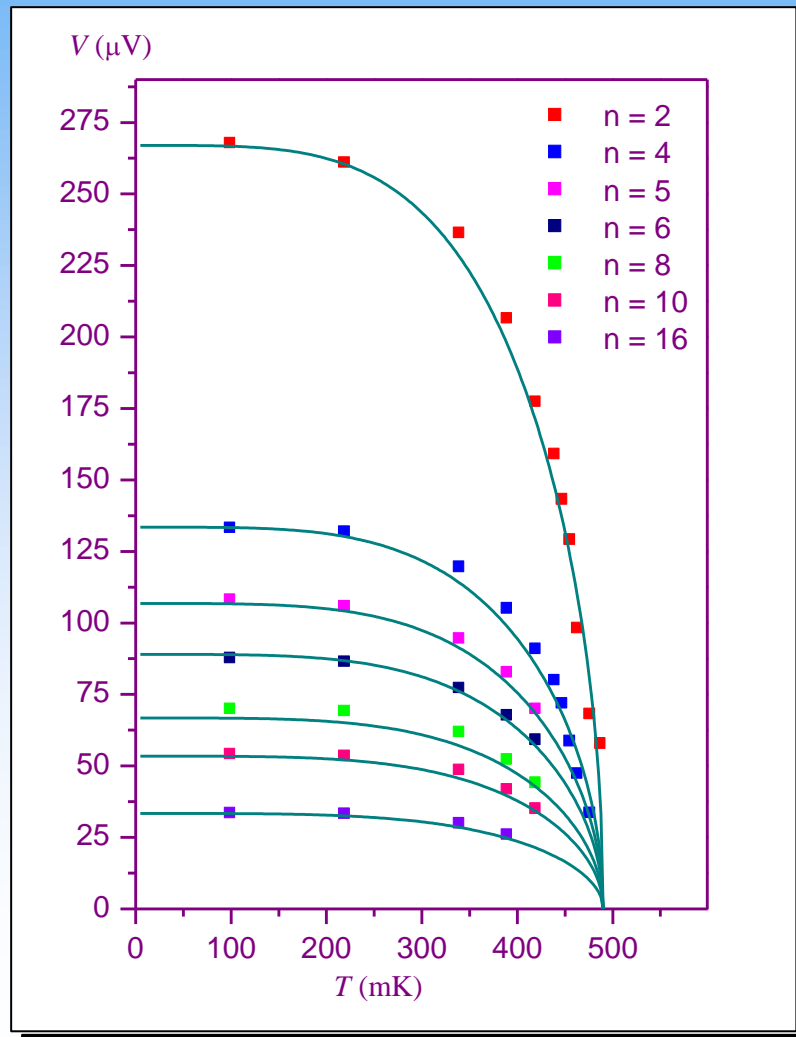
$$R^{(i)} \neq R^{(j)} \Rightarrow V_n^{(i)} = \frac{2\Delta}{en} \neq V^{(j)}$$

 normal metal  
 superconducting islands

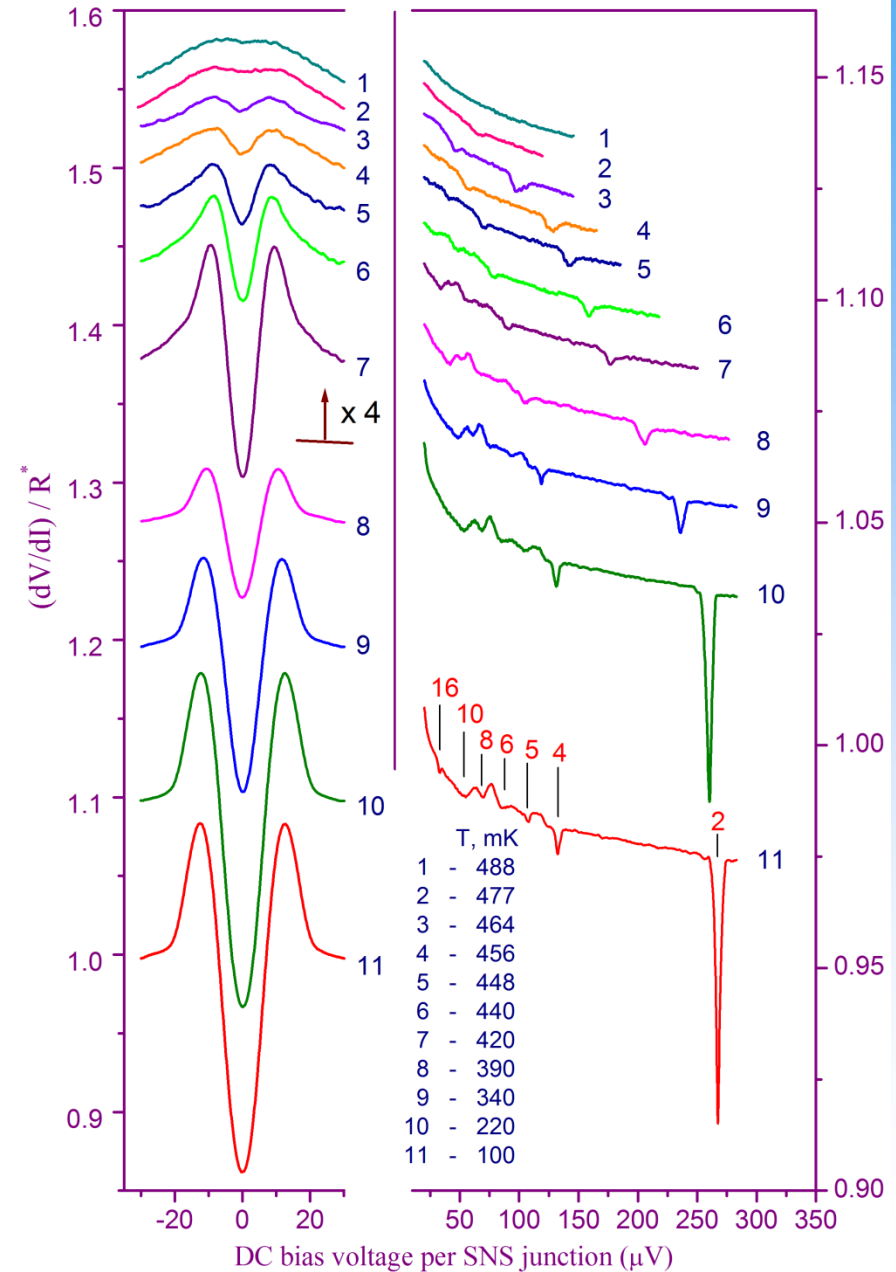


# 2D - SNS array

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



## Our previous experiments

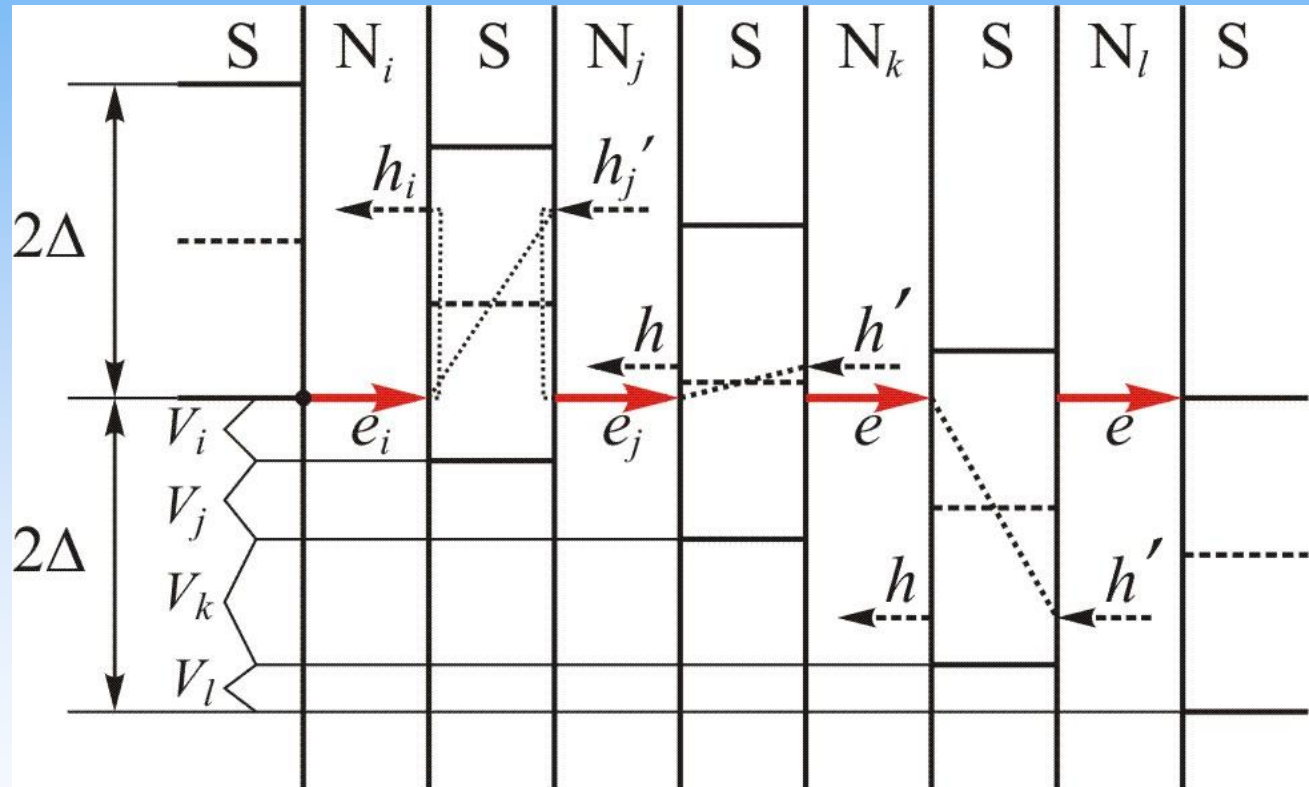


...SNSNSNS...

# Коррелированный перенос куперовских пар

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

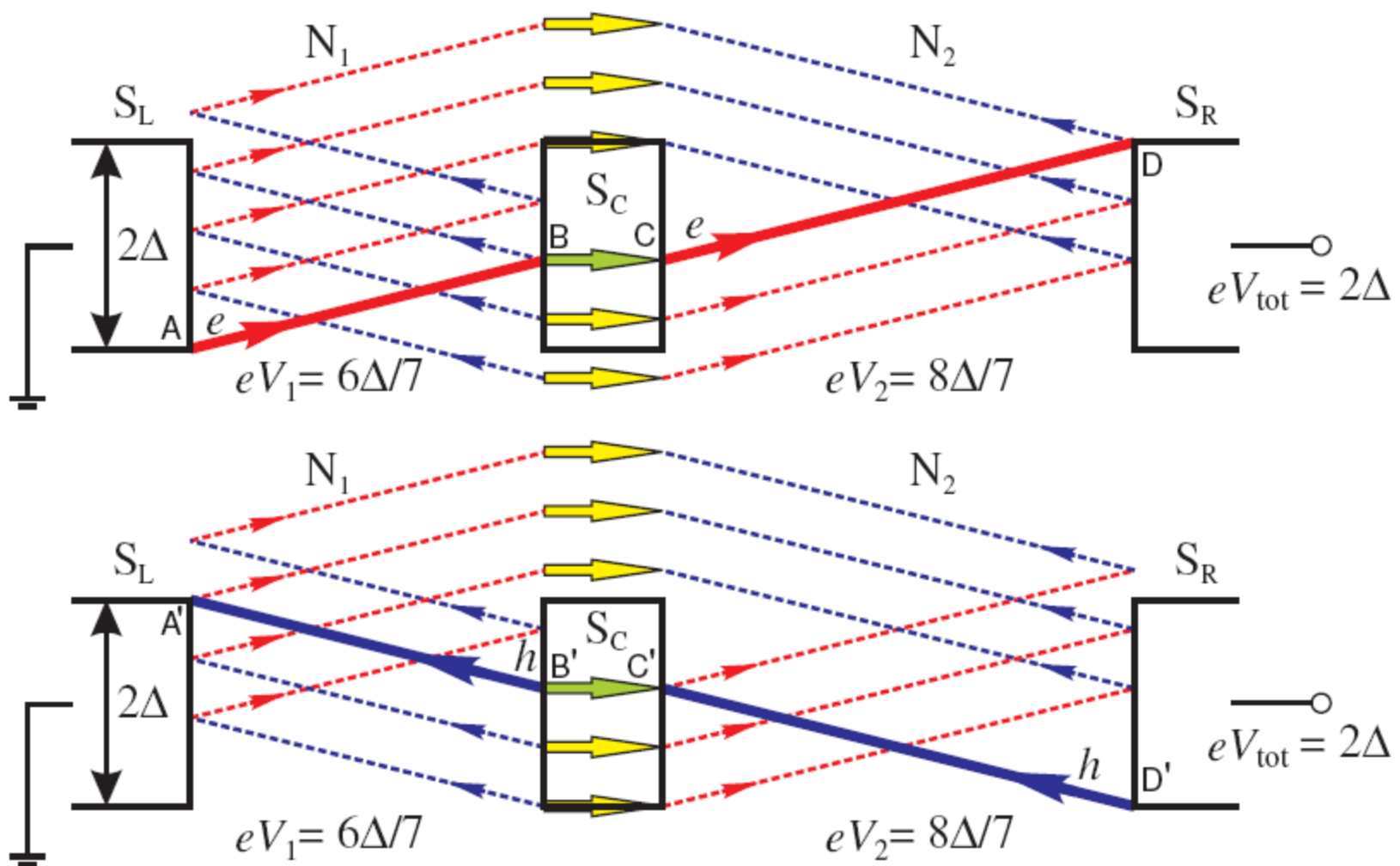
$$V_n = 2\Delta / en$$



- 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

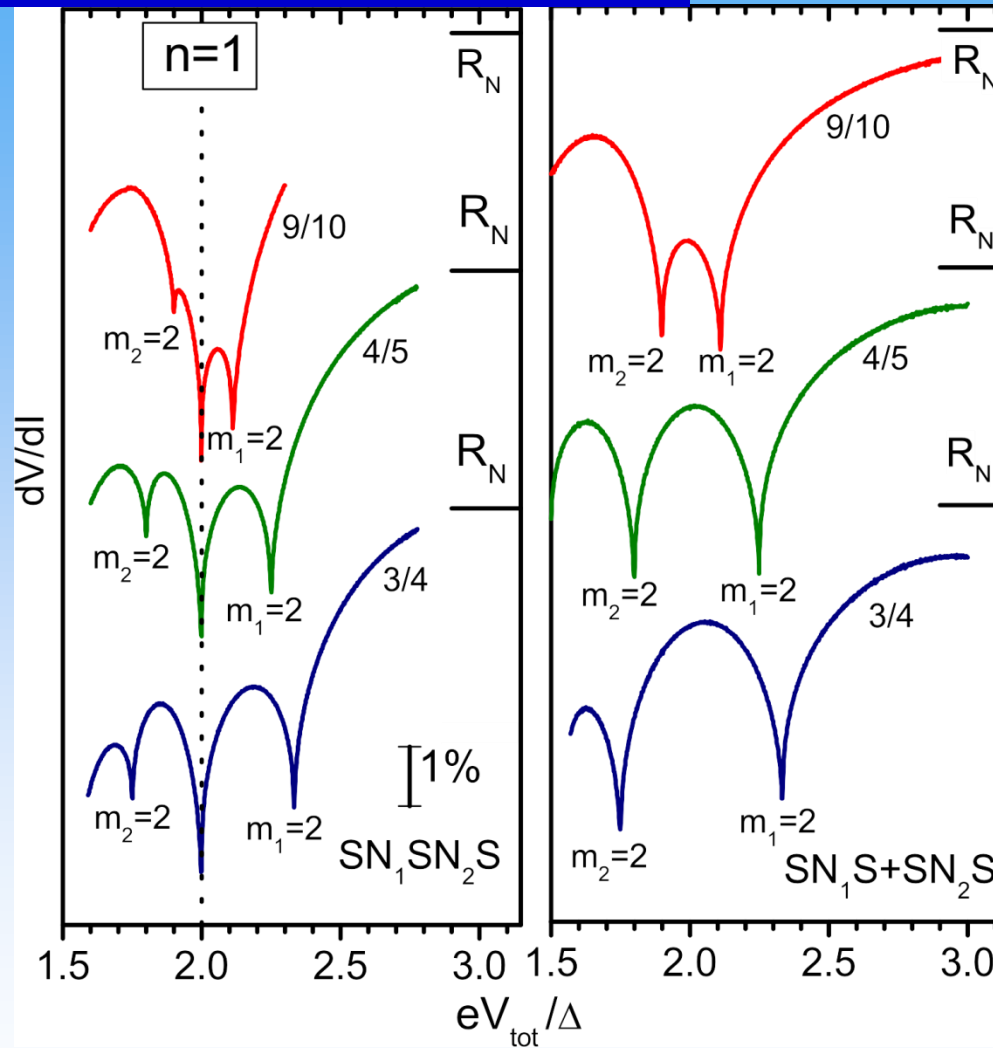


N. M. Chtchelkatchev, JETP Lett. 83 (2005) 250.

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 синхронизованному Андреевскому отражению в промежуточном сверхпроводнике.

