

***Магнетосопротивление
в массиве квантовых точек
с разной степенью локализации
носителей заряда***

N.P. Stepina, E.S. Koptev, A.G. Pogosov, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov

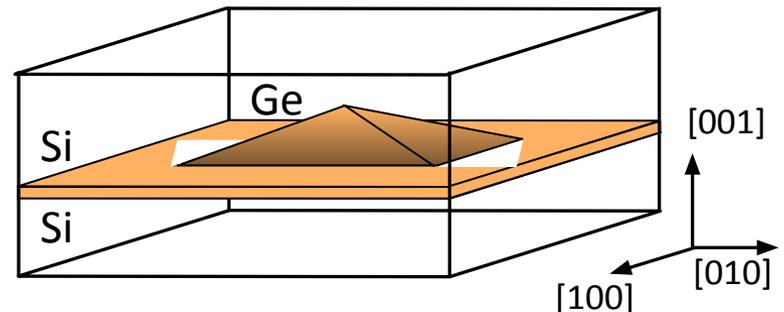


**INSTITUTE OF SEMICONDUCTOR PHYSICS, SIBERIAN BRANCH
OF THE RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCE**



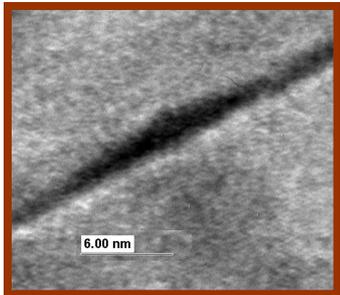
Содержание

- **Мотивация**
- **Образцы с разной степенью локализации**
- **Температурная зависимость проводимости**
- **Экспериментальные результаты по МС**
 - Отрицательное МС: VRH модель**
 - Отрицательное МС: WL модель**
- **Заключение**



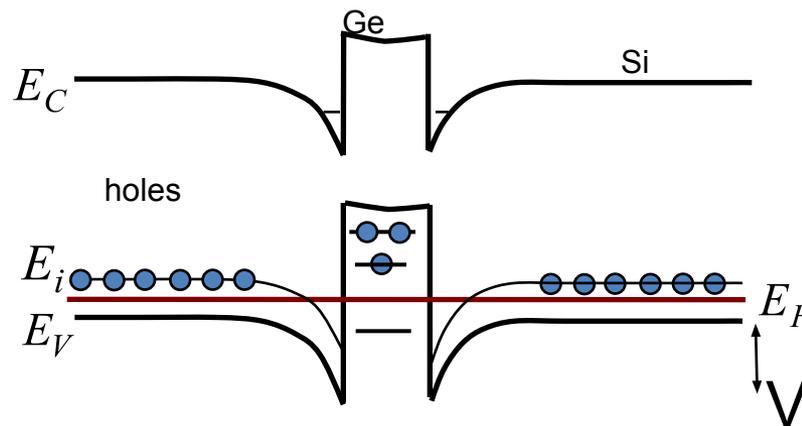
Ge нанокластеры в Si

Поперечный срез ПЭМ

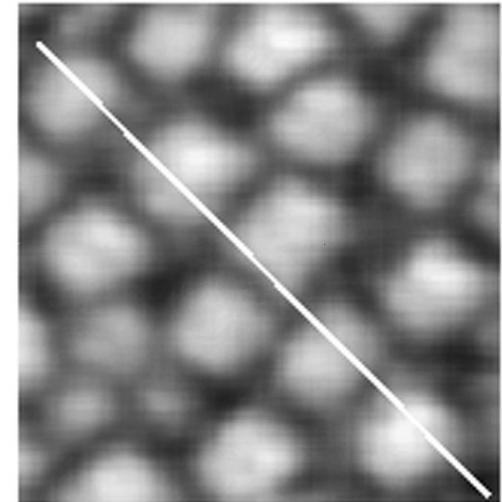


10 MC Ge 300°C

Зонная структура



СТМ изображение
Ge нанокластеров



40 нм

Плотность $3-4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$

Латеральный размер 10 -15 нм

Высота 1-1.5 нм

Большая плотность КТ позволяет наблюдать прыжковую проводимость вдоль 2D массива КТ

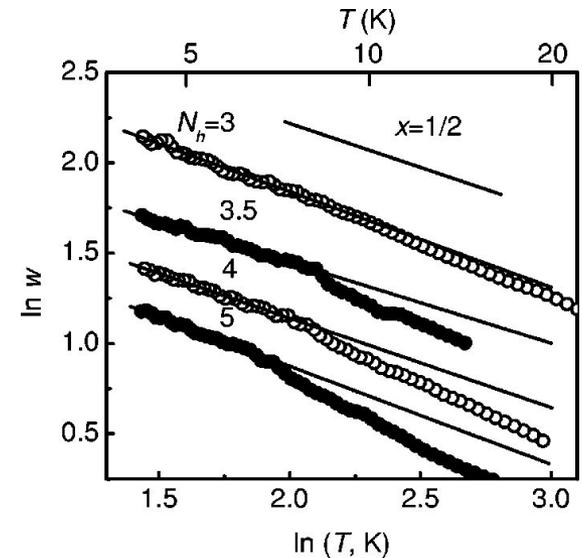
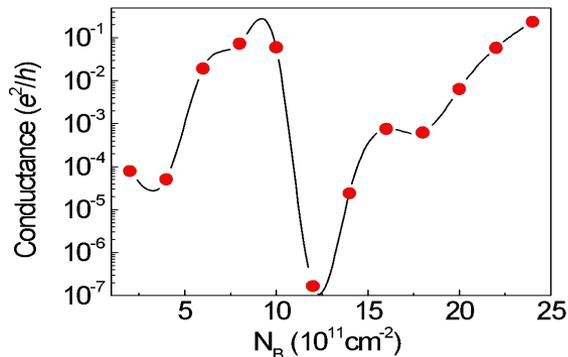
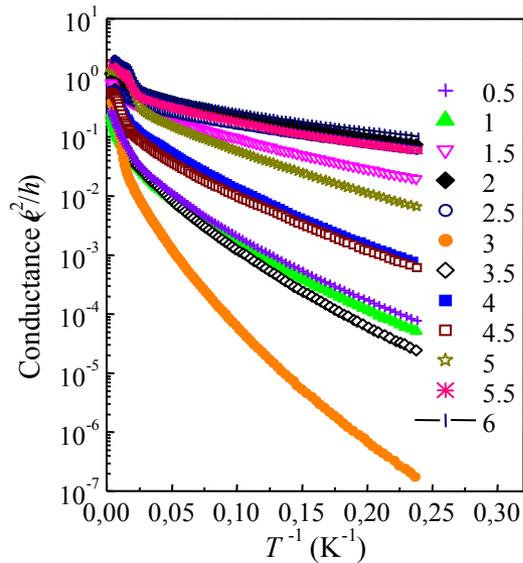
Прыжковая проводимость дырок

Анализ безразмерной энергии активации

$$G(T) = \gamma T^m \exp\left[-(T_0/T)^x\right]$$

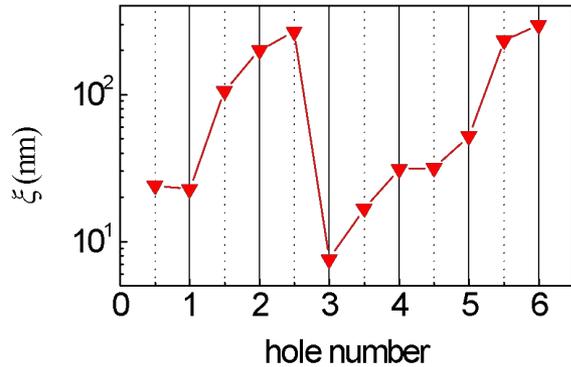
$$w(T) = d \ln G / \ln T \quad w(T) = m + x(T_0/T)^x \quad m \ll x(T_0/T)^x$$

$$\ln w(t) = A - x \ln T$$



Немонотонная зависимость проводимости от заполнения- характерная особенность КТ.

Радиус локализации в неупорядоченной системе



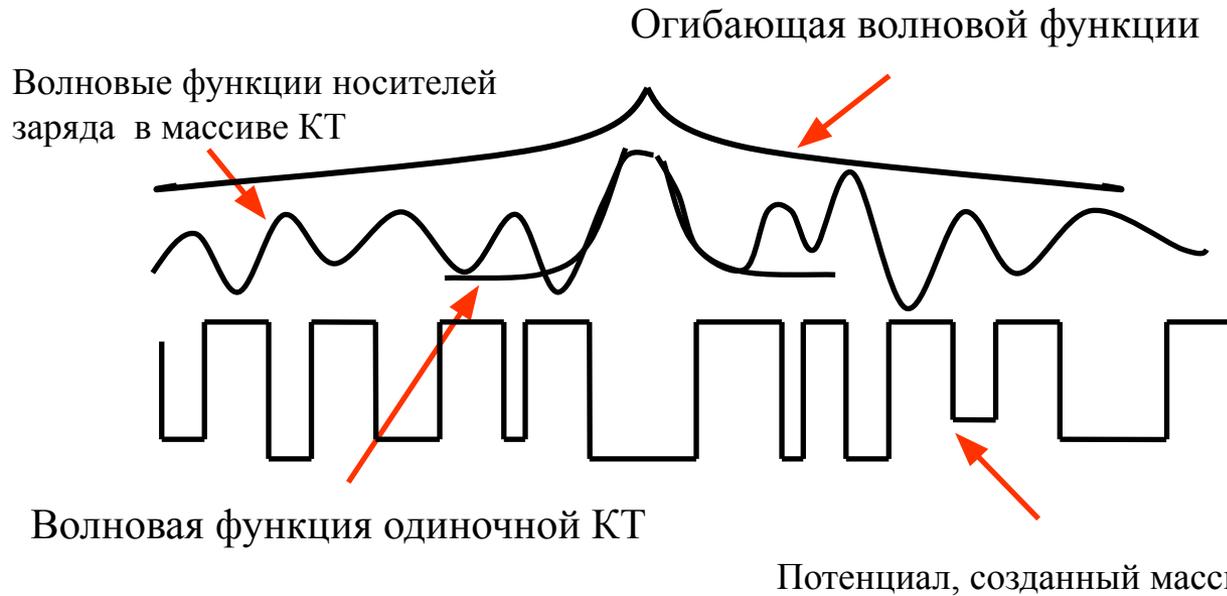
$$G(T) \sim \exp[-(T_0/T)^x]$$

$$x = 1/2 \quad \xi = \frac{6.2e^2}{\epsilon k T_0}$$

$$Z = \frac{I}{W}$$

определяет переход МД

(I – интеграл переноса, W – уровень беспорядка)

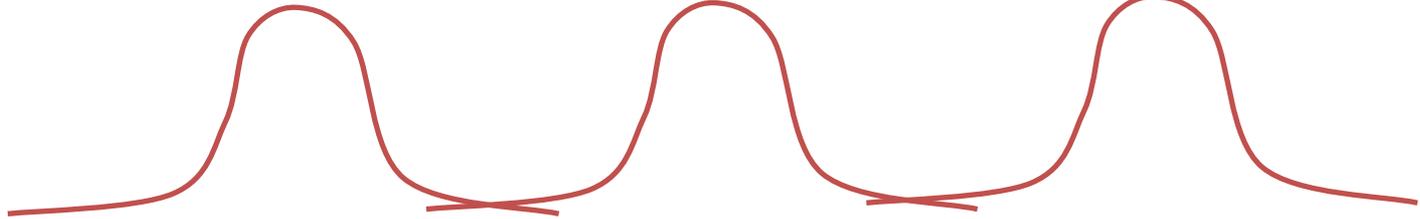


Режимы транспорта

Сильная локализация

$$\xi \ll L_\phi$$

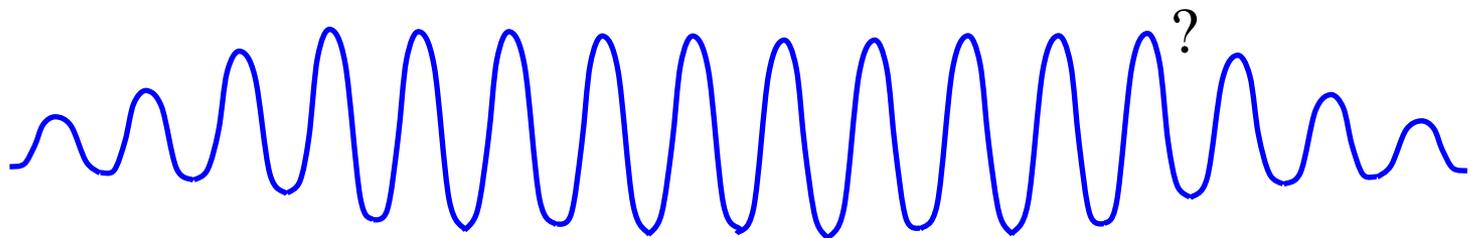
Прыжковый транспорт



Промежуточный режим

$$\xi \sim L_\phi$$

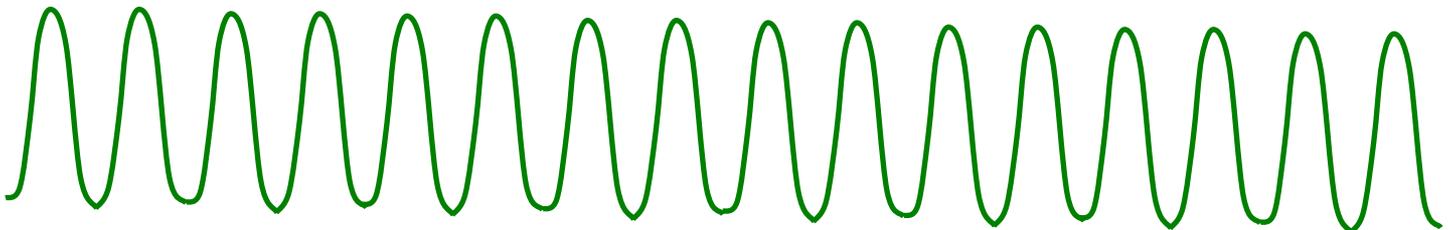
???????????



Слабая локализация

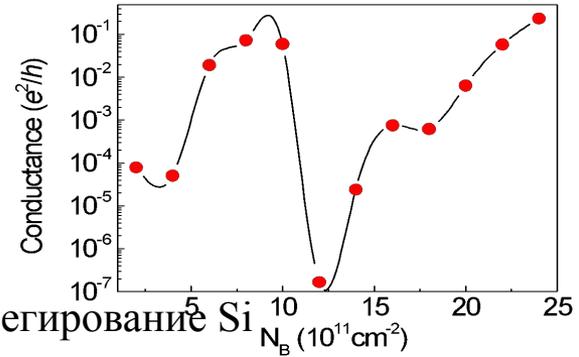
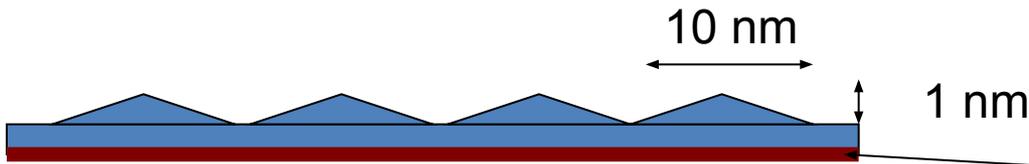
$$\xi \gg L_\phi$$

Диффузионная проводимость
с квантовыми поправками



Пути изменения проводимости

Контроль фактора заполнения

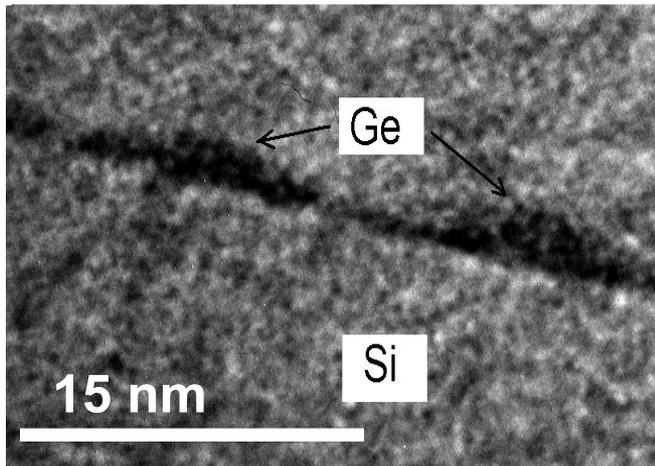


Изменение плотности КТ

Плотность КТ $\sim 4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$

Фактор заполнения $\nu \sim 2, 2.4$

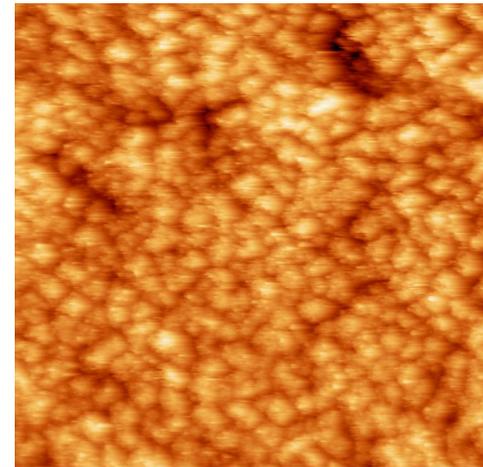
Отжиг 480, 550, 575, 600 и 625 °C



HTREM изображение КТ с плотностью $\sim 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$

Плотность КТ $8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$

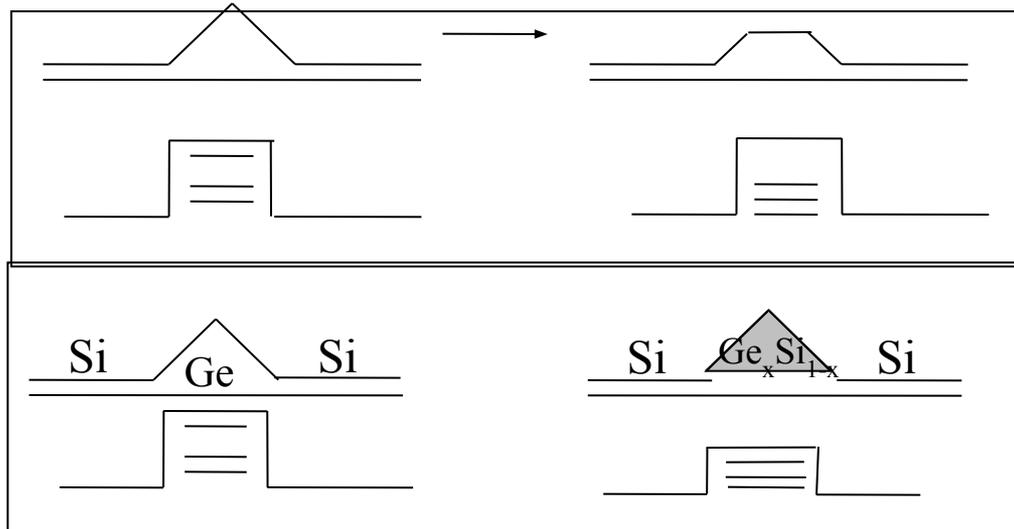
Фактор заполнения $\nu \sim 3$



СТМ изображения массива КТ с плотностью $\sim 8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (200x200 нм)

Пути изменения проводимости

3. Изменение размеров Кт и состава при отжиге



КТ плотность $\sim 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$

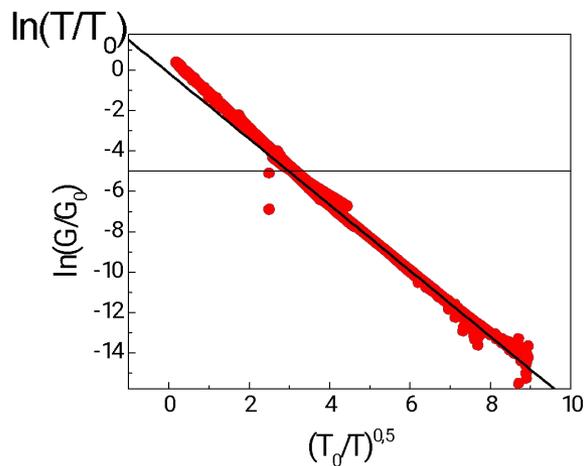
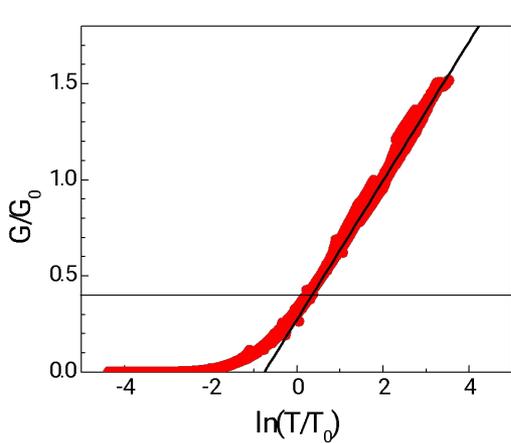
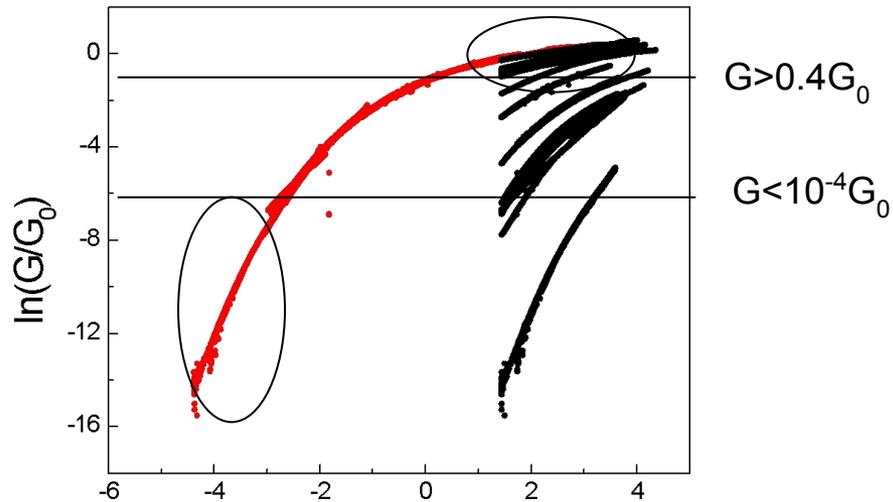
Фактор заполнения $\nu \sim 2, 2.4$

Отжиг 480, 550, 575, 600 и 625°C

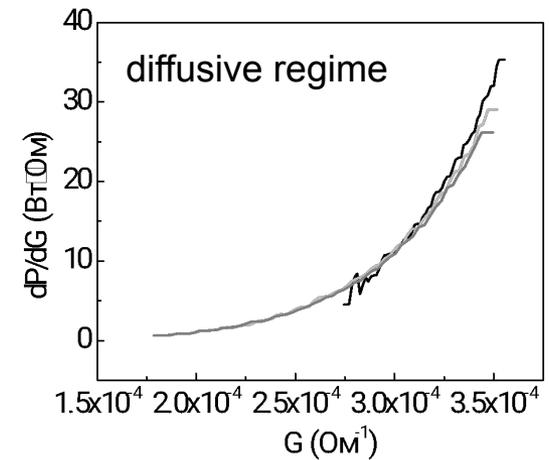
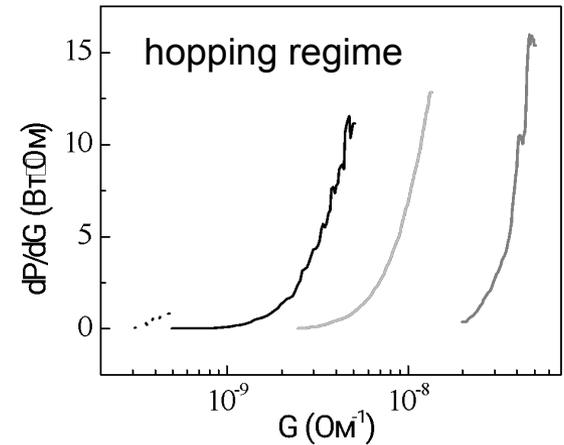
Мотивация

Переход от прыжкового к диффузионному транспорту

Температурная зависимость проводимости

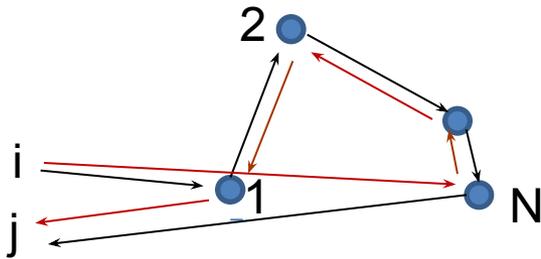


Нелинейная проводимость

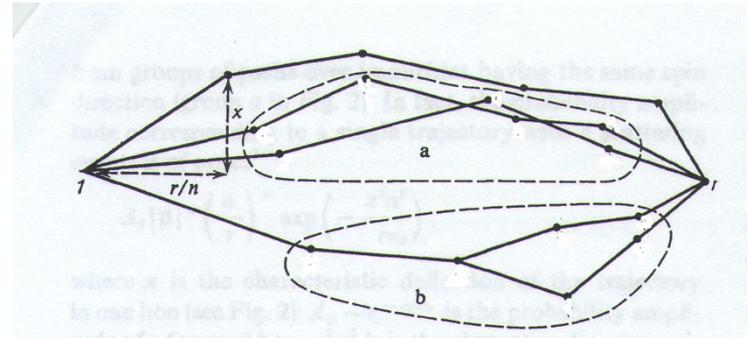


Отрицательное магнетосопротивление

ОМС в режиме слабой локализации



ОМС в VRH режиме



В магнитном поле $\delta\sigma = -G_0 \ln \frac{\tau_\varphi}{\tau}, \quad \frac{\tau_\varphi}{\tau} \gg 1$

$$\frac{\Delta\sigma^{WL}(b)}{G_0} = \alpha \left\{ \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{b} \frac{\tau}{\tau_\varphi} \right) - \ln \left(\frac{1}{b} \frac{\tau}{\tau_\varphi} \right) \right\} = \alpha Y(b, \tau/\tau_\varphi)$$

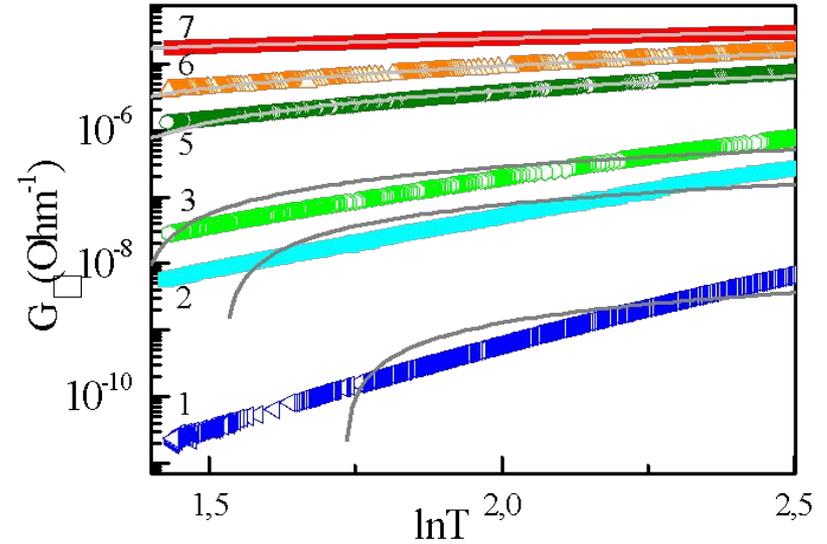
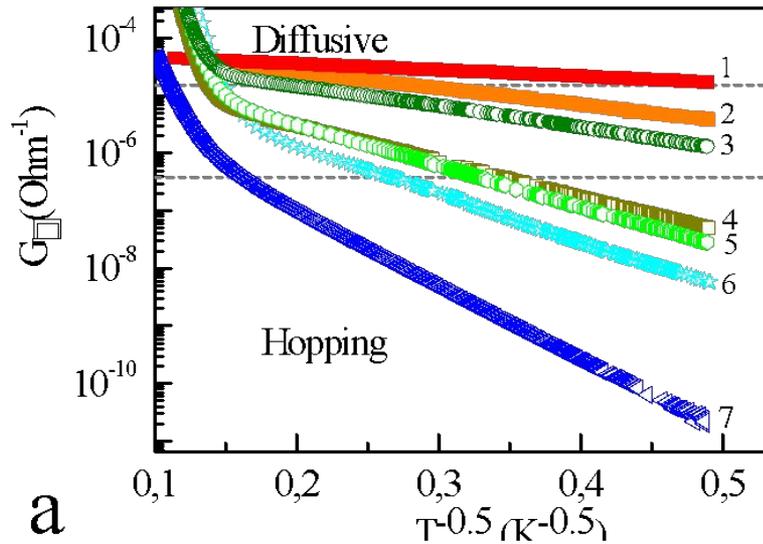
$b = V/B_{tr}, \quad B_{tr} = h/2e l^2, \quad \psi$ - digamma функция

$$\ln \frac{\sigma(H)}{\sigma(0)} = \left\langle \ln \frac{\sigma_{ij}(H)}{\sigma_{ij}(0)} \right\rangle$$

$$\ln \frac{\sigma(H)}{\sigma(0)} \sim N \mu \xi (|\mu| \xi)^{\frac{1}{2}} r B$$

μ - амплитуда рассеяния < 0 , r - длина прыжка

Температурная зависимость проводимости



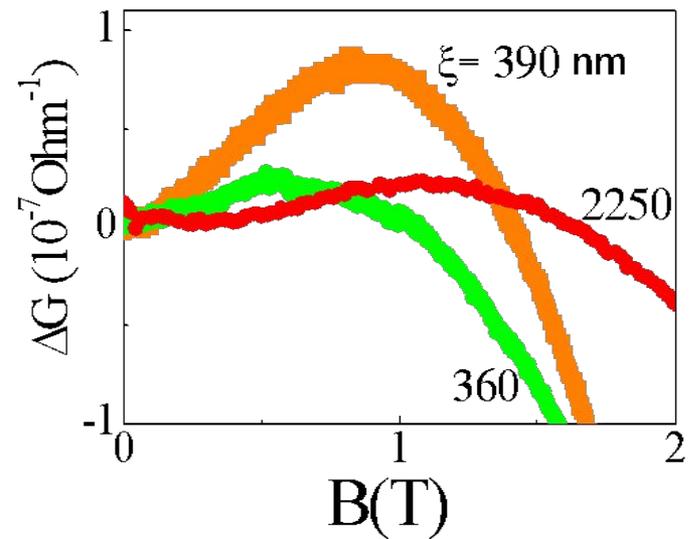
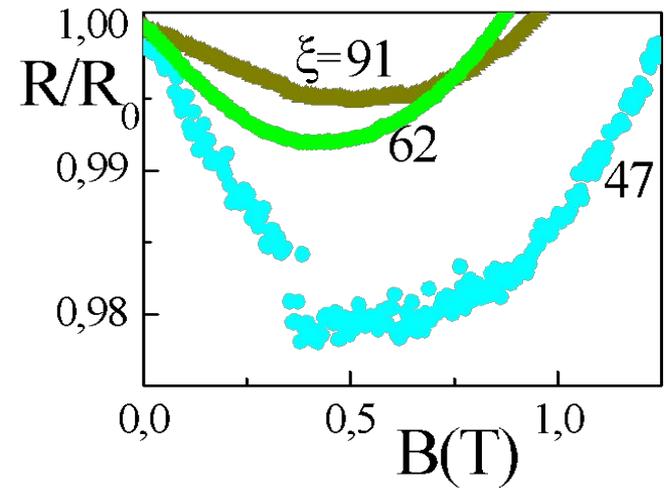
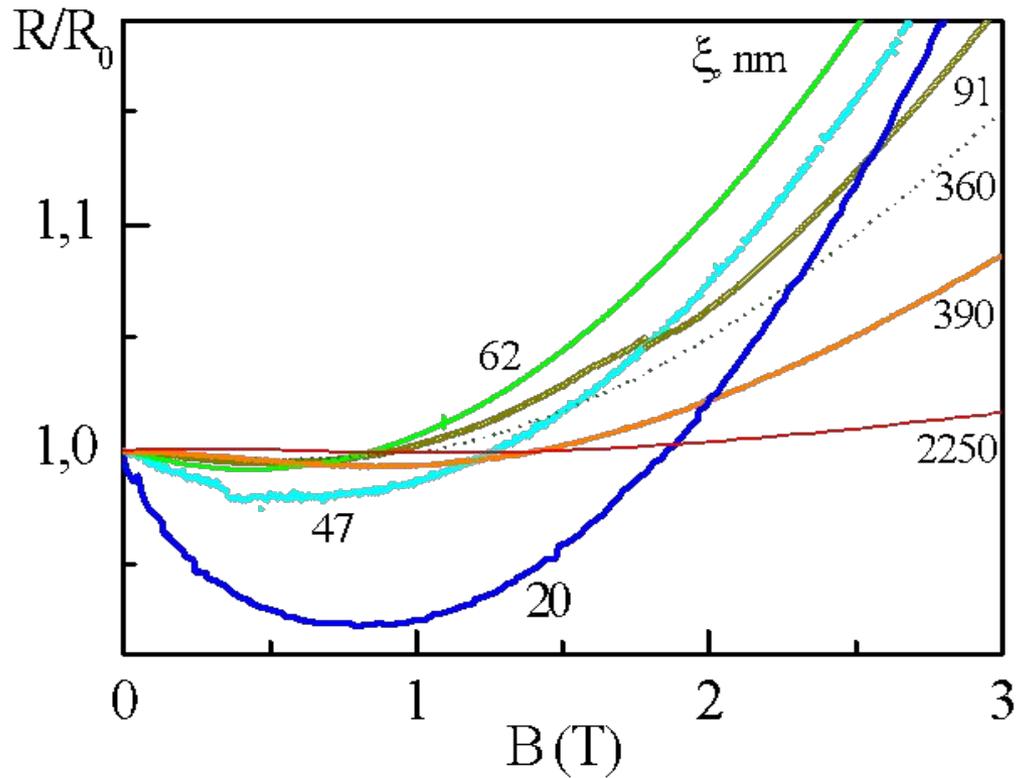
$$G(T) \sim \exp[-(T_0 / T)^x]$$

$$x = 1/2 \quad \xi = \frac{6.2e^2}{\epsilon k T_0}$$

$G > 0.4e^2/h$ - диффузионный режим
 $G < 10^{-2}e^2/h$ - прыжковый режим

	1	2	3	4	5	6	7
ξ , nm	2250	390	360	91	62	47	20

Магнетосопротивление

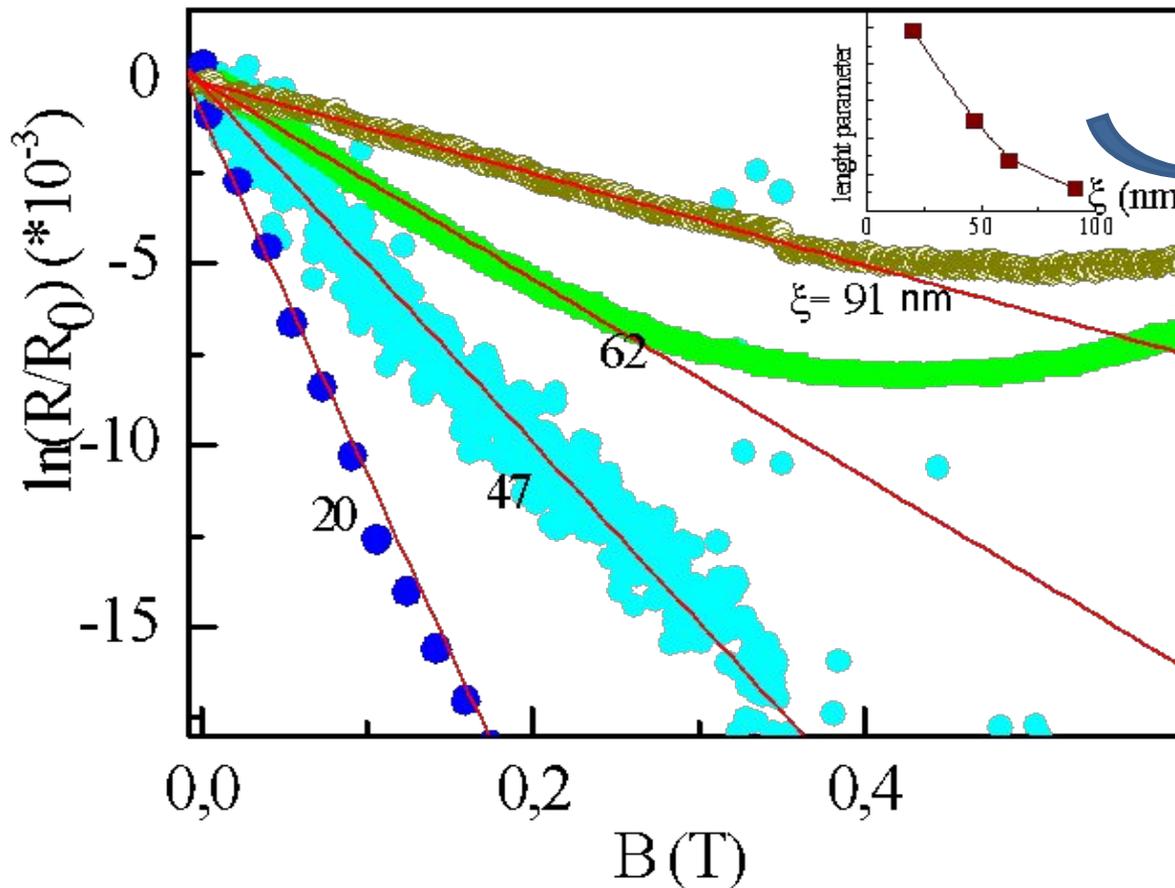


Negative magnetoresistance, VRH model

$$\ln \frac{\sigma(H)}{\sigma(0)} \sim N \mu \xi (|\mu| \xi)^{\frac{1}{2}} r B \sim C \xi^{4.5} B$$

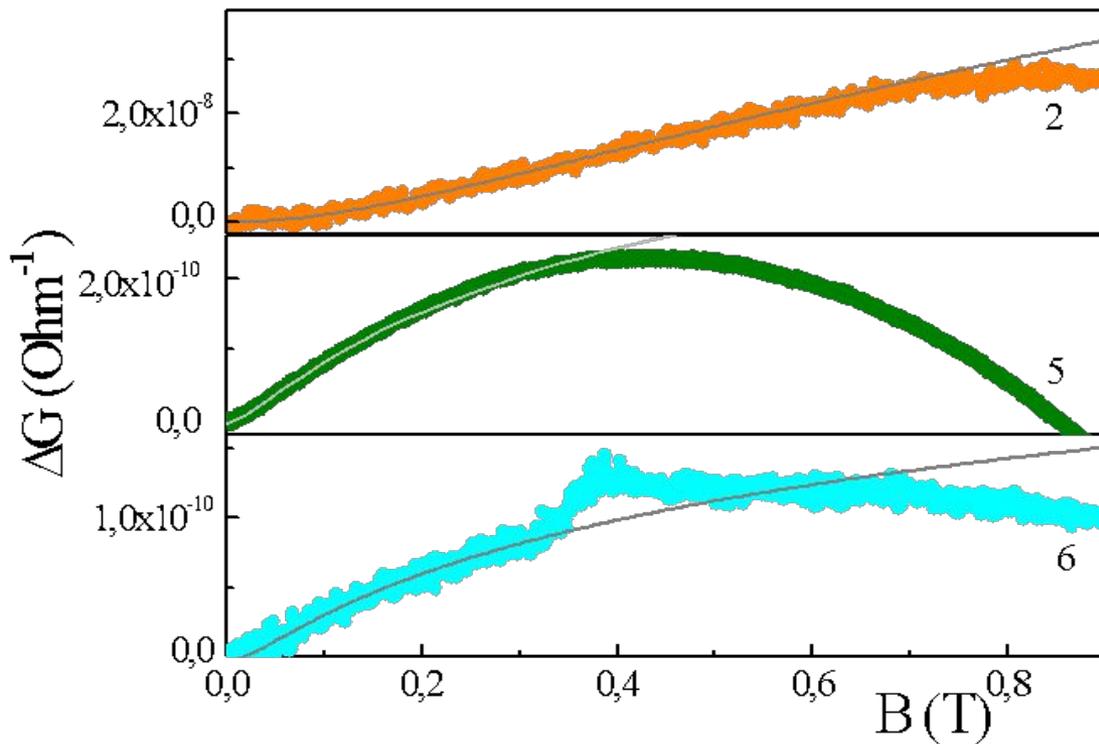
$$r \sim \xi (T_0/T)^{1/2}$$

The behavior of length parameter with ξ is opposite than VRH theory predicts



Отрицательное МС, WL модель

$$\delta G(B) = \alpha \frac{e^2}{2\pi^2} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{2BeL_\phi^2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{2Bel^2}\right) + 2 \ln\left(\frac{L_\phi}{l}\right) \right]$$



$$\sigma = \sigma_{dr} - 2G_0 \ln \frac{L_\phi}{l}, \frac{L_\phi}{l} \gg 1$$

$$\sigma_{dr} = \frac{e^2 n \tau}{m} = \pi k_F l G_0$$

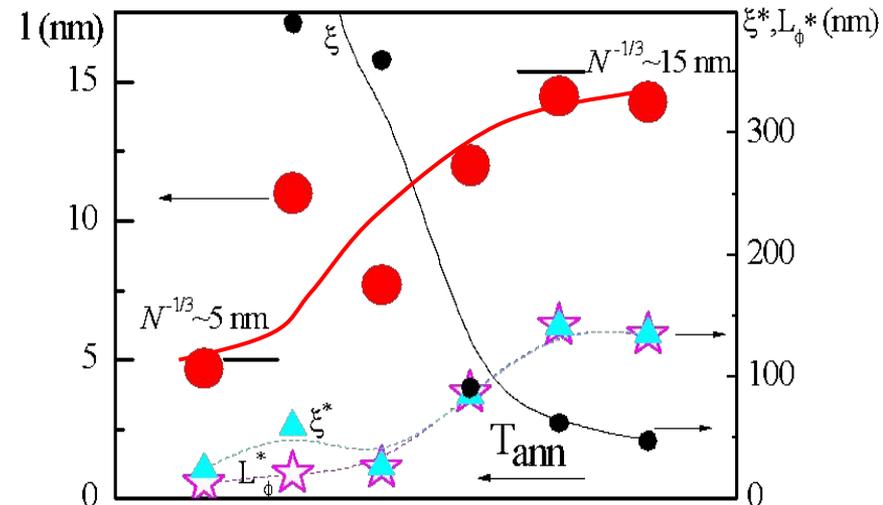
Отрицательное МС, WL модель

ξ	L_ϕ^*	l	ξ^*	$k_F l$	α	σ_{dr}	σ_{4K}	
47	134	14.3	135	1.43	6e-6	5.5e-5	5.8e-9	6
62	142	14.5	141	1.45	1e-5	5.6e-5	2.8e-8	5
91	86	12.3	85	1.23	3e-5	4.8e-5	5e-8	3
390*	50.5	10.8	59	1.08	0.0045	4.2e-5	4e-6	2
2250*	12.1	4.7	24	1.04	0.79	4.06e-5	1.7e-5	1

$$\frac{1}{L_\phi^{*2}} = \frac{1}{L_\phi^2} + \frac{1}{\xi^{*2}}$$

$$\xi^* = l \exp(\pi k_F l / 2)$$

$$L_\phi \gg \xi^*, L_\phi^* = \xi^*$$



Температурная зависимость МС

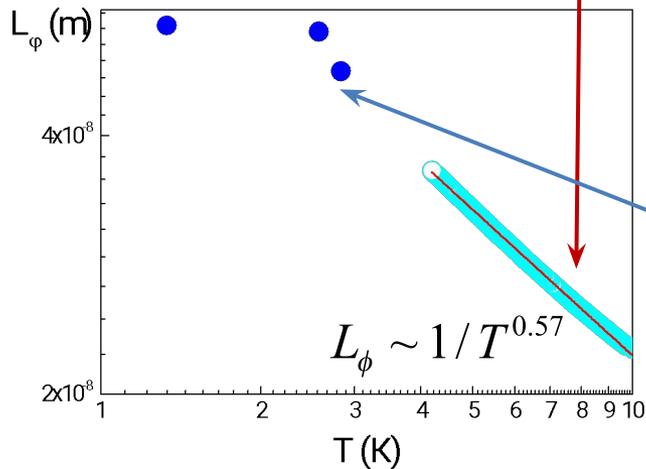
Определение L_ϕ из $G(T)$

$$\sigma = \sigma_{dr} - 2G_0 \ln \frac{L_\phi}{l}, \frac{L_\phi}{l} \gg 1$$

$$L_\phi^* = l \exp\left(\frac{G_{dr} - G}{2G_0}\right)$$

$$\frac{1}{L_\phi^{*2}} = \frac{1}{L_\phi^2} + \frac{1}{\xi^{*2}}$$

$$L_\phi = \left(\frac{1}{\left(l \exp\left(\frac{G(T) - G_{dr}}{2G_0}\right) \right)^2 - \frac{1}{\xi^2}} \right)^{-1/2}$$

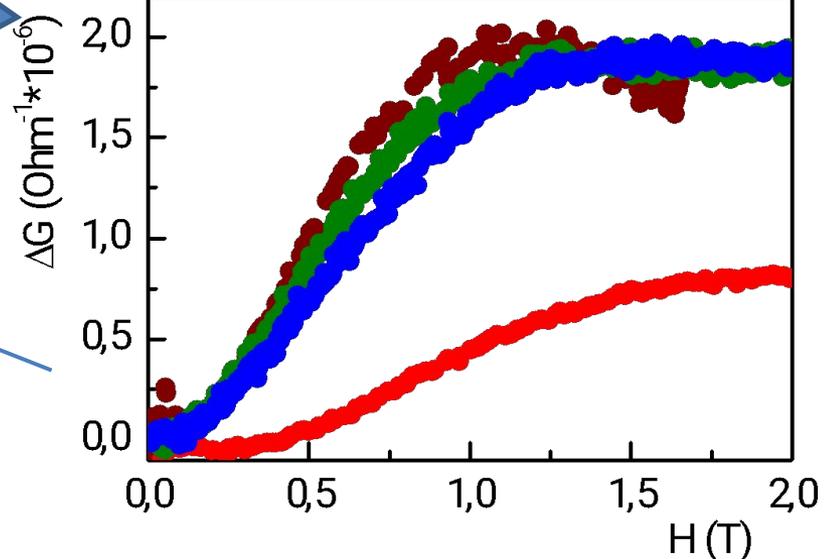
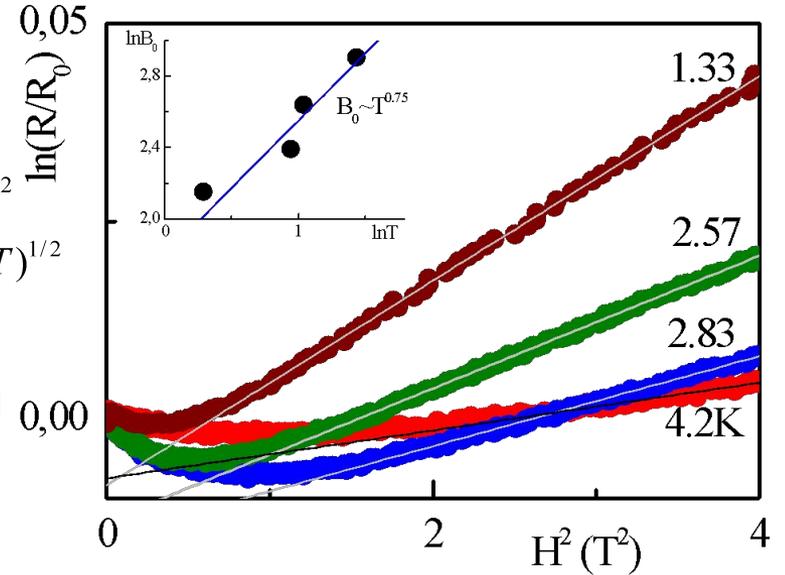


Определение L_ϕ из МС

$$\ln(R/R_0) = (H/B_0)^2$$

$$B_0 \sim \xi^{-3/2}, \xi \sim (T_0/T)^{1/2}$$

$$B_0 \sim T^{-3/4}$$



Определение $L_\varphi(T)$ для случая $L_\varphi^* \sim \xi^*$

если $L_\varphi^* \sim \xi^*$ $|L_\varphi^* - \xi| \ll L_\varphi^*, \xi$ то $L_\varphi \gg L_\varphi^*, \xi$

и можно использовать приближенный метод, считая $\frac{\xi}{L_\varphi}$ малым параметром

тогда

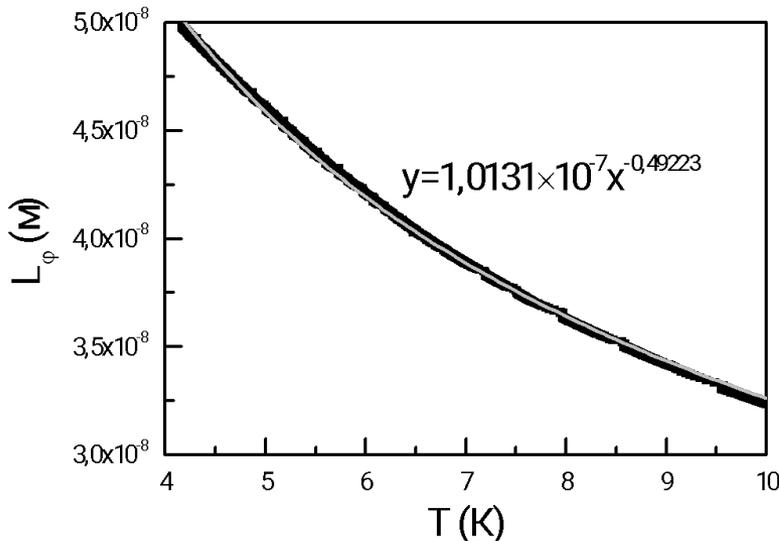
$$\frac{G_{dr} - G}{2G_0} = \ln \frac{L_\varphi^*}{l} = \ln \left[\frac{1}{l} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\xi^2} + \frac{1}{L_\varphi^2}}} \right] = -\frac{1}{2} \ln \left(\frac{l^2}{\xi^2} + \frac{l^2}{L_\varphi^2} \right) = -\frac{1}{2} \ln \left[\frac{l^2}{\xi^2} \left(1 + \frac{\xi^2}{L_\varphi^2} \right) \right] \approx \ln \frac{\xi}{l} - \frac{1}{2} \frac{\xi^2}{L_\varphi^2}$$

Тем самым, анализируя зависимость

$$\frac{G_{dr} - G}{2G_0}(T)$$

можно определить

$$L_\varphi(T) = \frac{\xi}{\sqrt{2 \left(\ln \frac{\xi}{l} - \ln \frac{L_\varphi^*(T)}{l} \right)}}$$



Заключение

Предложены пути получения структур с массивом КТ с широким диапазоном изменения проводимости.

Анализ температурных зависимостей проводимости подтверждает переход от прыжкового к диффузионному транспорту при изменении проводимости системы.

Анализ поведения магнетосопротивления в промежуточной области значений G ($k_F l \leq 1$) выполнен для структур с различными размерами и составом КТ, при изменении их плотности и заполнения КТ дырками.

Выводы:

- 1) Режим МС подобен для всех исследованных структур. В слабых полях наблюдается отрицательное МС, которое переходит в положительное при увеличении поля.
- 2) Анализ отрицательного Мс выполнен в приближении прыжковой проводимости и слабой локализации.
- 3) Показано, что приближение слабой локализации описывает поведение отрицательного МС для всех образцов, однако параметр α стремится к нулю при уменьшении проводимости.
- 4) Результаты объяснены в предположении, что вклад квантовой интерференции ограничен не только длиной сбой фазы, но также длиной локализации.

Эффективная масса

$$L_{\phi}^* = \sqrt{D\tau_{\phi}} \quad D = l^2 / \tau = v_F l = \hbar k_F l / m$$

модель самосогласованной интерференционной поправки к проводимости
[B.L. Altshuler, A.G. Aronov, and D.E. Khmelnitsky, J. Phys. C 15, 7367 (1982)]

$$\frac{1}{\tau_{\phi}} = \frac{k_B T}{\hbar g} \ln \frac{k_B T \tau_{\phi}}{\hbar} \quad D = \frac{(L_{\phi}^*)^2}{\tau_{\phi}} \quad \longrightarrow \quad m = \frac{\hbar k_F l}{D}$$

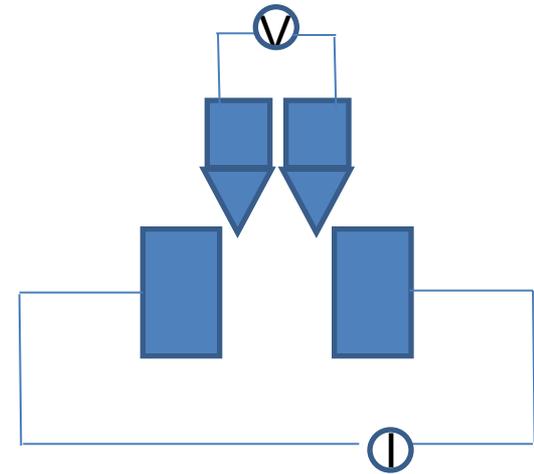
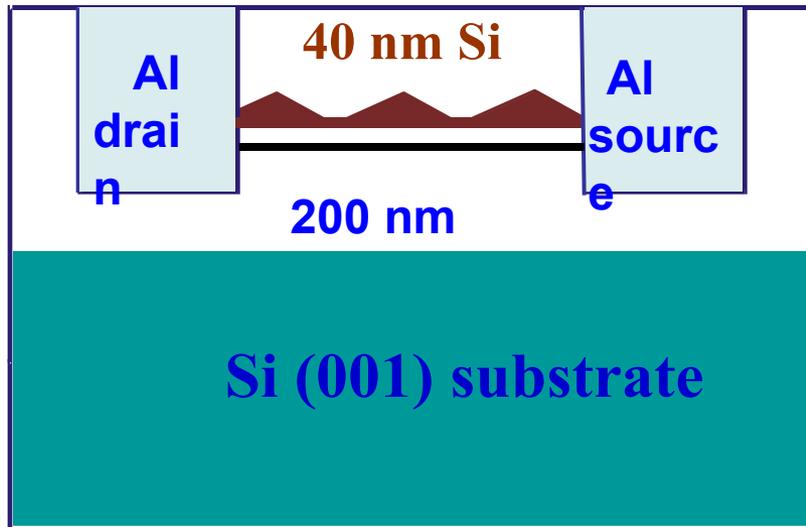
$$4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$$

$$m = 0,1m_e$$

$$8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$$

$$m = 2m_e$$

Структуры для исследования



10^{-7}
 10^{-8}
 10^{-9}