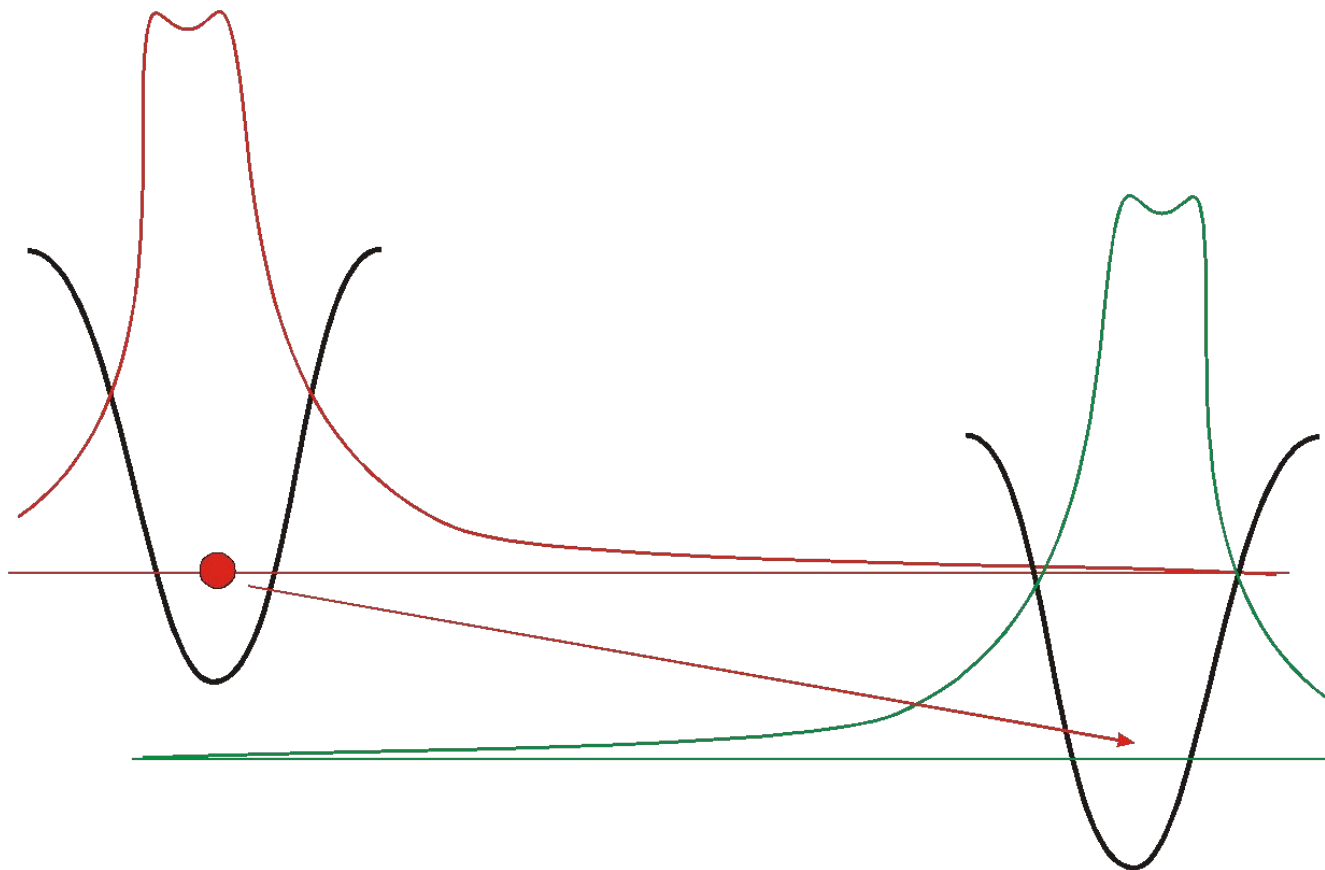


Прыжковая проводимость



Общее определение:

$$\psi \rightarrow f(r) e^{-r/\xi} \quad \text{при} \quad r \rightarrow \infty$$

Примеры локализованных состояний

I. *Центрально-симметричная прямоугольная трехмерная потенциальная яма*

$$U(r) = \begin{cases} 0, & r > a \\ -U_0, & r < a \end{cases} \quad \left| \quad \psi \propto \frac{1}{r} e^{-r/\xi}, \quad \xi = \frac{\hbar}{\sqrt{2m|E|}} \right.$$

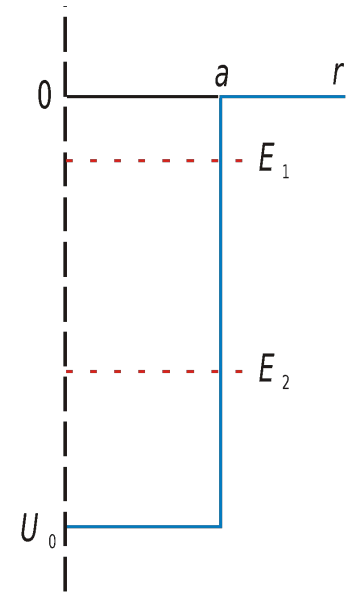
II. *Прямоугольная одномерная потенциальная яма шириной a и глубиной U_0*

$$\psi \propto e^{-r/\xi}, \quad \xi = \frac{\hbar}{\sqrt{2m|E|}}$$

III. *Притягивающий кулоновский потенциал (атом водорода)*

$$E_n = -\frac{E_1}{n^2}, \quad \psi_n(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} C_n r^{n-1} \exp\left(-\frac{r}{na_B}\right) \quad (n = 1, 2, 3 \dots)$$

$$a_B = \frac{\hbar^2}{m^* e^2}$$



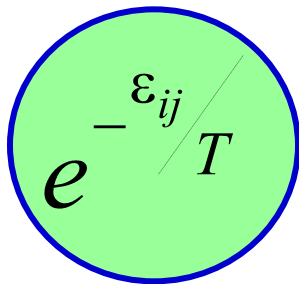
Вероятность перехода (прыжка)

$$\frac{1}{\tau_{ij}} \propto F(\varphi_{ij}, f_i, f_j) \int |M_q|^2 \delta(\hbar q s - \Delta_{ij}) d^3 q \propto F(\varphi_{ij}, f_i, f_j) \left| \int \psi_j^* e^{iqr} \psi_i d^3 r \right|^2$$

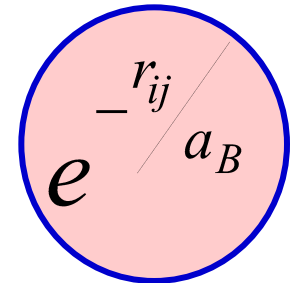
$$f_i = \left(\exp \frac{\varepsilon_i - \mu}{T} + 1 \right)^{-1}$$

$$\varphi_{ij} = \left(\exp \frac{\Delta_{ij}}{T} - 1 \right)^{-1}$$

$$\Delta_{ij} = \varepsilon_i - \varepsilon_j$$

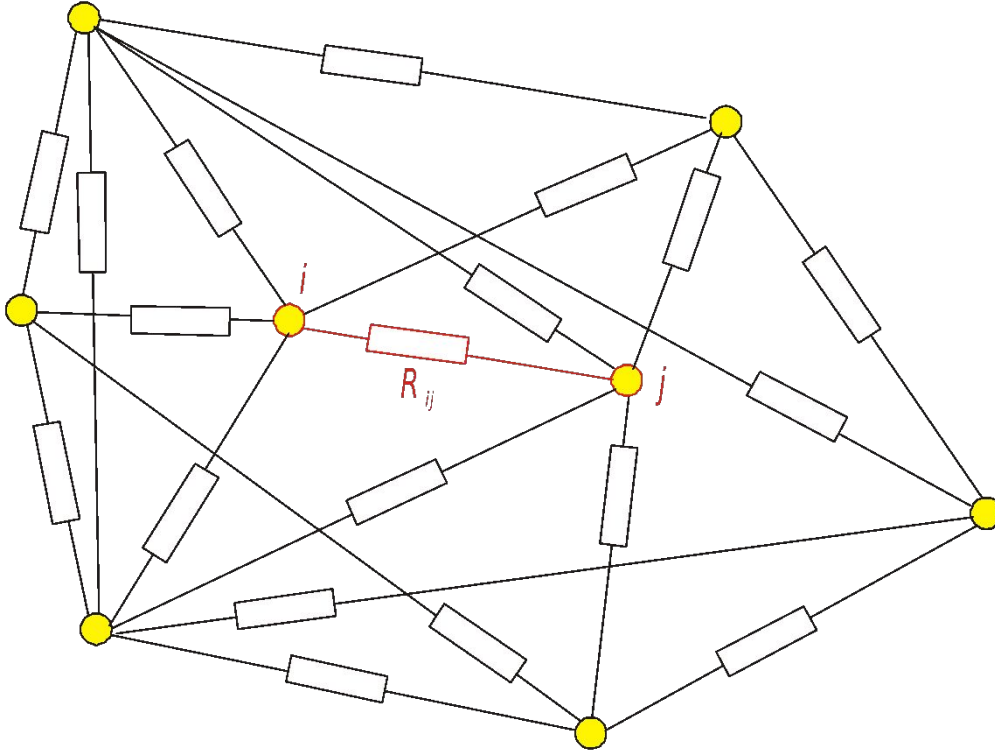


$$e^{-\varepsilon_{ij}/T}$$



$$e^{-\varepsilon_{ij}/a_B}$$

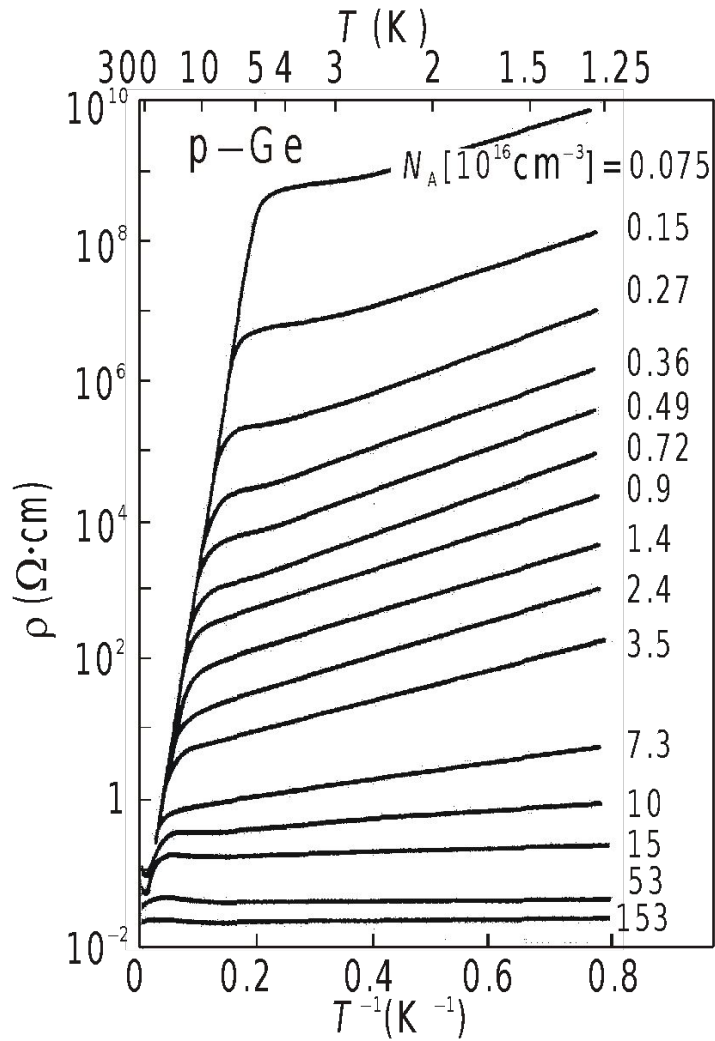
Сетка Абрахамса–Миллера



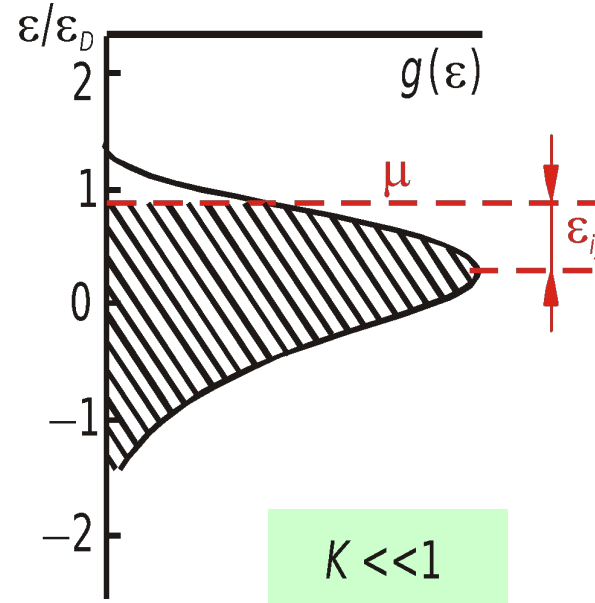
$$R_{ij} = R_0 e^{u_{ij}}$$

$$u_{ij} = \frac{2r_{ij}}{a_B} + \frac{\varepsilon_{ij}}{T}$$

Прыжковая проводимость через ближайших соседей



H.Fritzsche, M.Guevas,
PR 119, 1238 (1960)



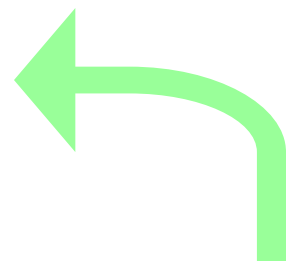
*Температурно-зависящий
множитель у вероятности всех
прыжков на ближайших соседей
одинаков:*

$$e^{-\frac{\epsilon_{ij}}{T}}$$

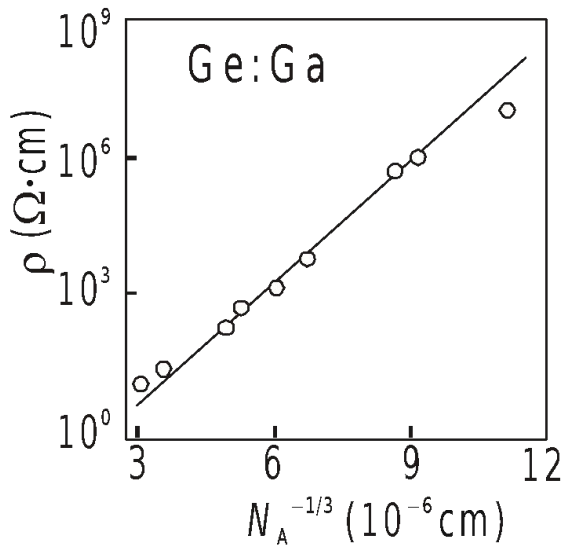
Сравнение с экспериментом

Перколяционный порог $\frac{4\pi}{3} r_c^3 n = B_c = 2.7$ Отсюда $r_c = 0.865 n^{-1/3}$

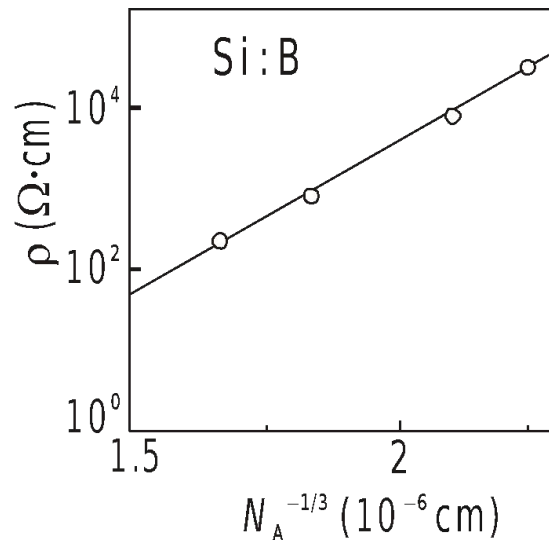
$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{1.73}{n^{1/3} a_B}\right)$$



H.Fritzsche, M.Guevas,
PR **119**, 1238 (1960)

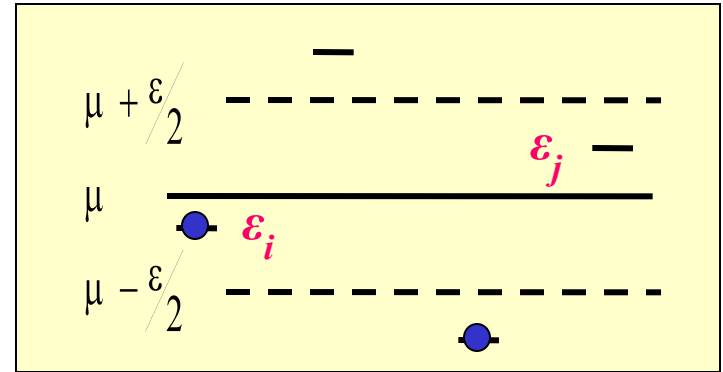
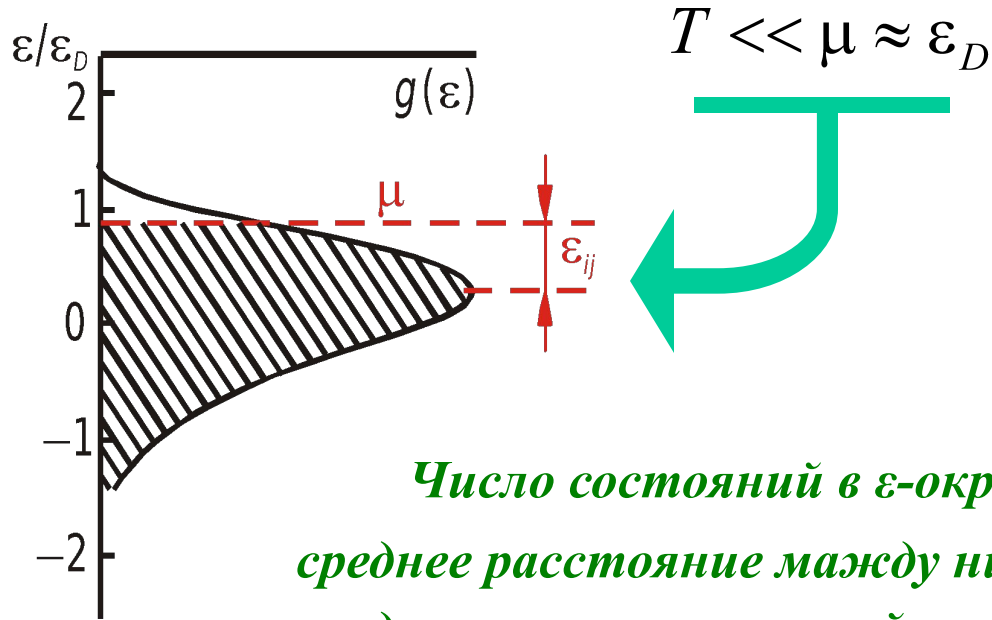


R. Ray, H.Fan,
PR **121**, 768 (1961)



| | | | |
|---------------|-----|------|-----|
| n-GaAs | 1.7 | 1.88 | 1.9 |
| n-InP | 1.9 | | |
| p-Ge | 1.9 | 1.75 | 2.0 |
| p-Si | 1.8 | | |

Прыжки с переменной длиной; закон Мотта



Число состояний в ε -окрестности $N(\varepsilon) = g_{\mu} \varepsilon$,
 среднее расстояние между ними $\bar{r}_{ij}(\varepsilon) = [N(\varepsilon)]^{-1/3}$,
 средняя разность энергий порядка ε .

Параметр u_{ij} (под)сетки Абрахамса-Миллера равен

$$u_{ij} = \frac{2}{a_B [N(\varepsilon)]^{1/3}} + \frac{\varepsilon}{T} = \frac{2}{g_{\mu}^{1/3} a_B \varepsilon^{1/3}} + \frac{\varepsilon}{T}$$

Величина u_{ij} зависит от ε и достигает минимума, когда $\frac{d}{d\varepsilon} u_{ij}(\varepsilon) = 0$,

так что
$$\varepsilon_{\min} = \left(\frac{T}{a_B g_{\mu}^{1/3}} \right)^{3/4} = (T^3 T_{Mott})^{1/4}, \quad T_{Mott} = (a_B^3 g_{\mu})^{-1}$$

Закон Мотта (продолжение)

Средняя длина прыжка (среднее расстояние $\bar{r} = \bar{r}_{ij}(\varepsilon_{\min})$ между узлами подсетки) равна

$$\bar{r} = (g_{\mu} \varepsilon_{\min})^{-1/3} = a_B \left(\frac{T_{Mott}}{T} \right)^{1/4}$$

Сопротивление равно

$$\rho = \rho_0 \exp \left(\frac{T_{Mott}}{T} \right)^{1/4} \quad (d = 3)$$

Для пленки ($d=2$) вычисления аналогичны

$$r_{ij} = [N(\varepsilon)]^{-1/2}, \quad u_{ij} = \frac{2}{g_{\mu}^{1/2} a_B \varepsilon^{1/2}} + \frac{\varepsilon}{T},$$

$$\varepsilon_{\min} = \left(\frac{T}{g_{\mu}^{1/2} a_B} \right)^{2/3} = (T^2 T_{Mott})^{1/3}, \quad T_{Mott} = (g_{\mu} a_B^2)^{-1}$$

и сопротивление равно

$$\rho = \rho_0 \exp \left(\frac{T_{Mott}}{T} \right)^{1/3} \quad (d = 2)$$

Прыжки с переменной длиной; закон Шкловского–Эфроса

При наличии кулоновской щели плотность состояний

$$g(\varepsilon) = \left(\frac{\kappa}{e^2} \right)^d |\varepsilon|^{d-1}, \quad g(0) = 0$$

а количество состояний в ε -окрестности уровня Ферми

$$N(\varepsilon) = \left(\frac{\kappa\varepsilon}{e^2} \right)^d$$

Далее все стандартно

$$r_{ij} = [N(\varepsilon)]^{-1/d} = \frac{e^2}{\kappa\varepsilon}, \quad u_{ij} = \frac{2}{a_B [N(\varepsilon)]^{1/d}} + \frac{\varepsilon}{T} = \frac{2e^2}{\kappa a_B \varepsilon} + \frac{\varepsilon}{T},$$

$$\varepsilon_{\min} = \left(\frac{2e^2 T}{\kappa a_B} \right)^{1/2} = (T T_{ES})^{1/2}, \quad T_{ES} = \frac{2e^2}{\kappa a_B}$$

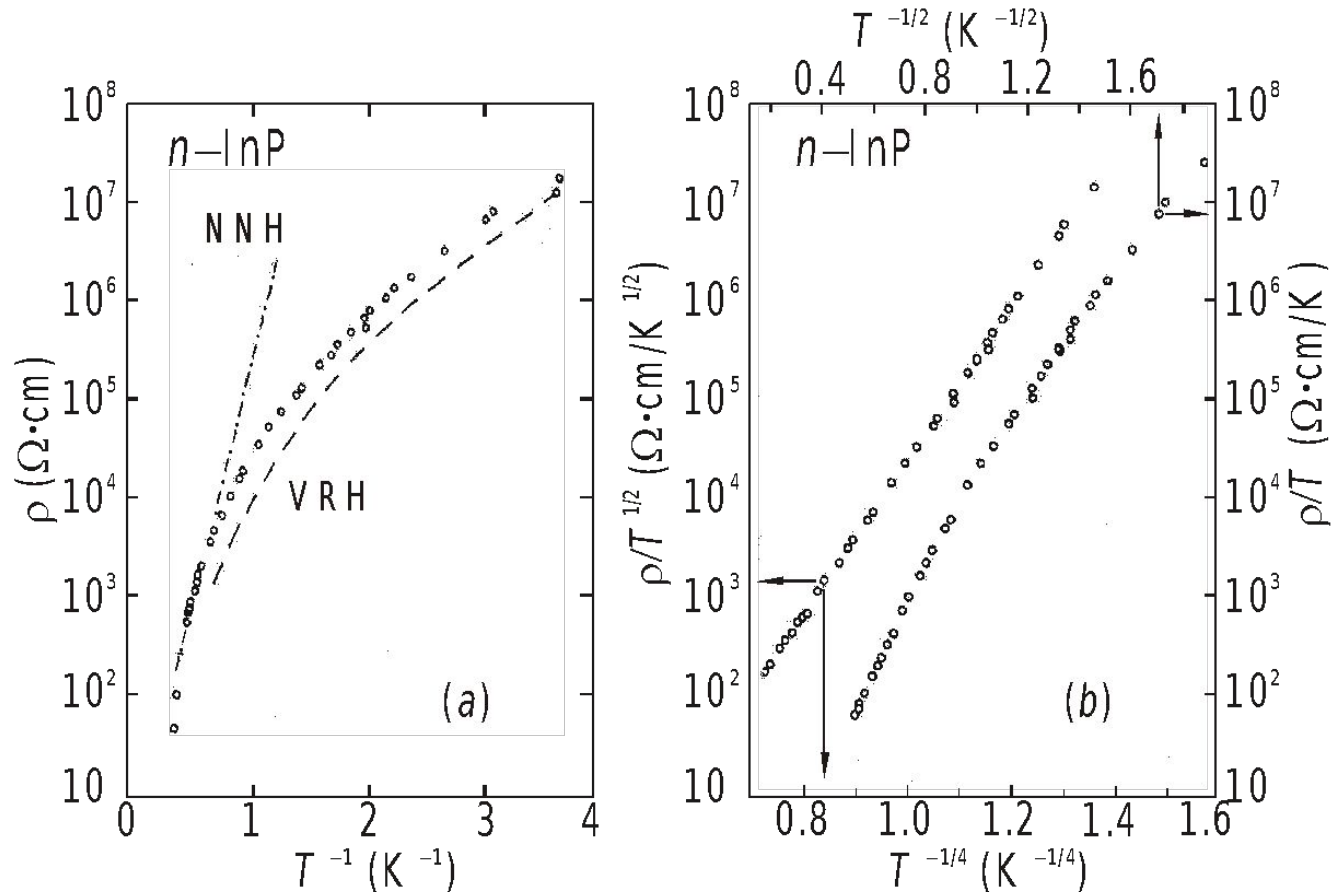
и сопротивление равно

$$\rho = \rho_0 \exp \left(\frac{T_{ES}}{T} \right)^{1/2} \quad (d = 3, 2)$$

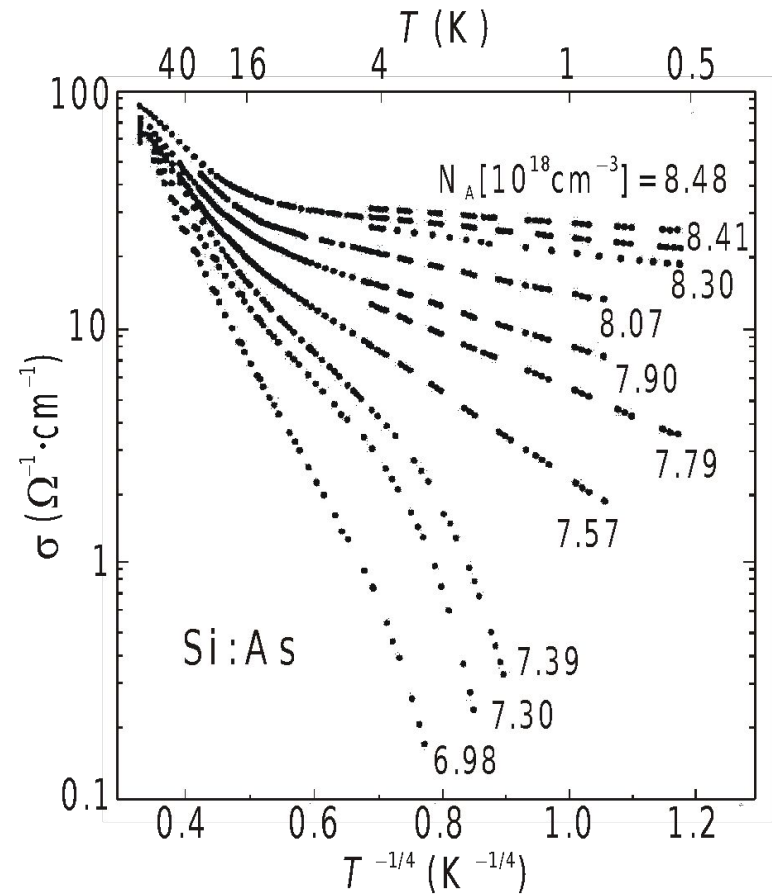
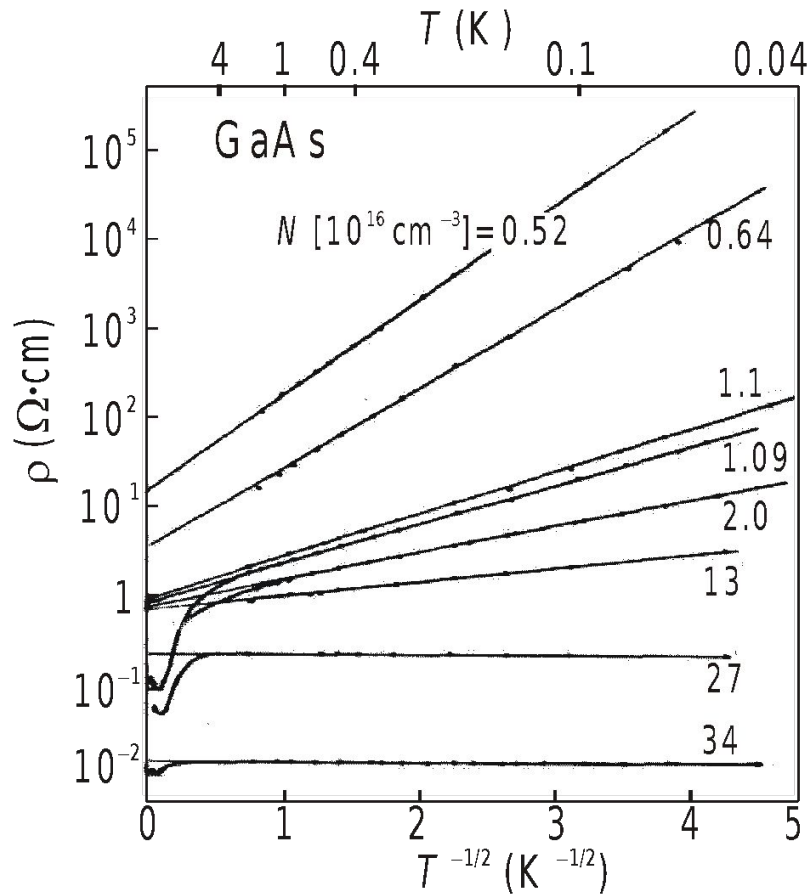
Прыжки с переменной длиной; эксперимент

Анализ температурных зависимостей (аппроксимация стандартными функциями)

Очень важно и информативно, но очень опасно



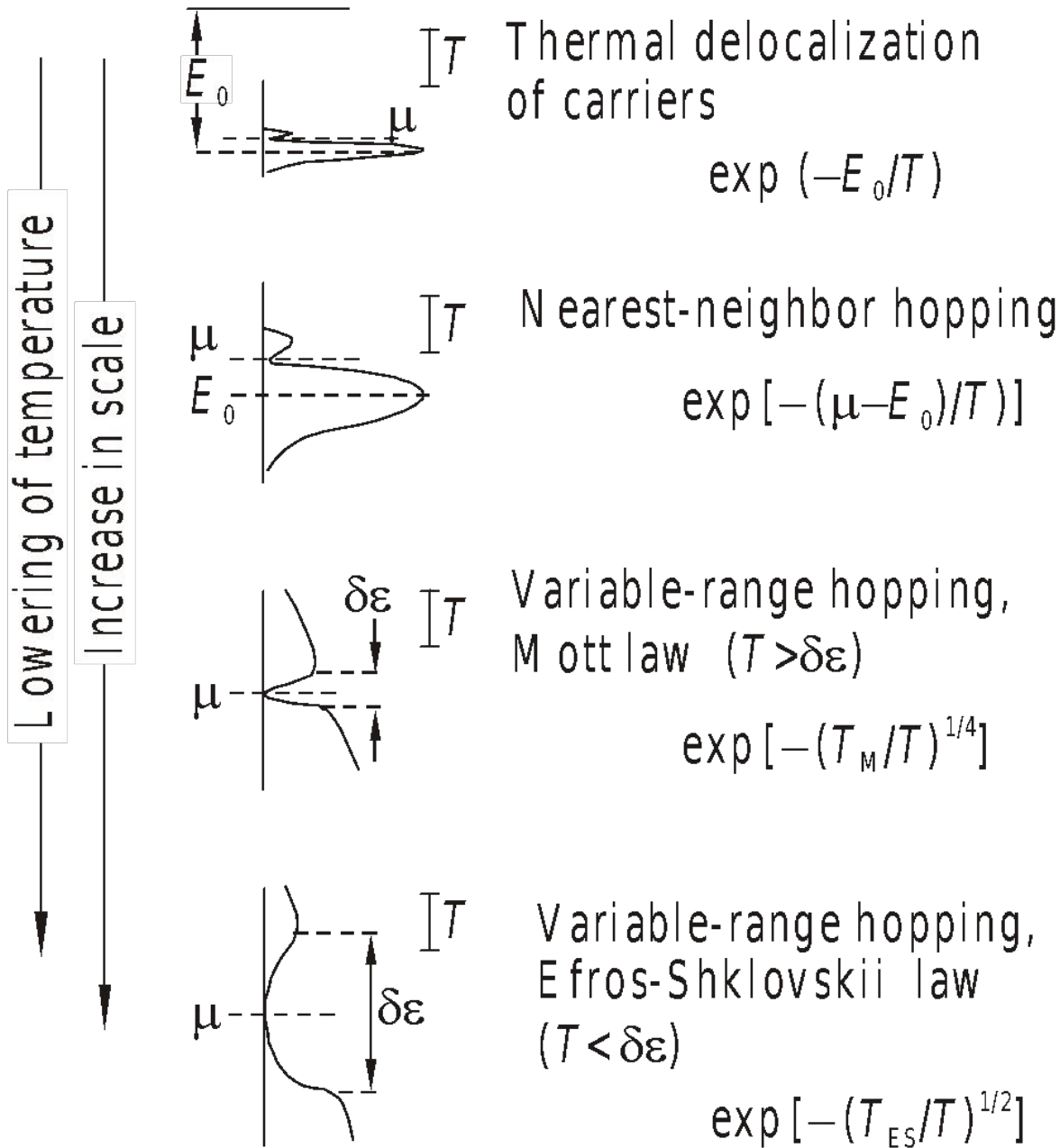
Прыжки с переменной длиной; эксперимент



R. Rentsch, K.J. Friedland, A.N. Ionov,
et al.,
phys. stat. solidi b **137**, 691 (1986)

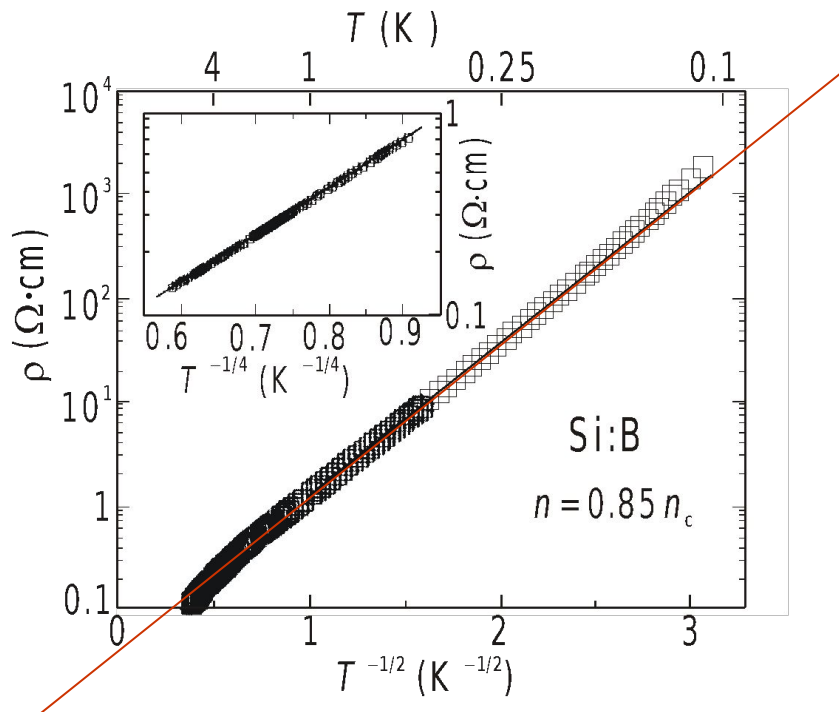
W.N. Shafarman, D.W.Koon,
T.G. Castner,
PRB **40**, 1216 (1989)

Смена механизмов прыжковой проводимости



Прыжки с переменной длиной; эксперимент (продолжение)

Проблемы и трудности на примере Si:B



J.G. Massey, M. Lee,
PRL 75, 4266 (1995)

P. Dai, Y. Zhang, M.P. Sarachik, PRL 69, 1804 (1992)

