

# **Слабая локализация в неоднородном магнитном поле**

**С.В. Миронов**

**Руководитель: А.С. Мельников**

# План семинара

1. Слабая локализация. Интерференционная поправка к проводимости
2. Влияние размерности образца на эффект слабой локализации
3. Интерференционная поправка к проводимости в однородном магнитном поле
4. Слабая локализация в неоднородном магнитном поле

# Проводимость электронного газа

$$\vec{j}(\vec{r}) = \sigma(\vec{r})\vec{E}(\vec{r})$$

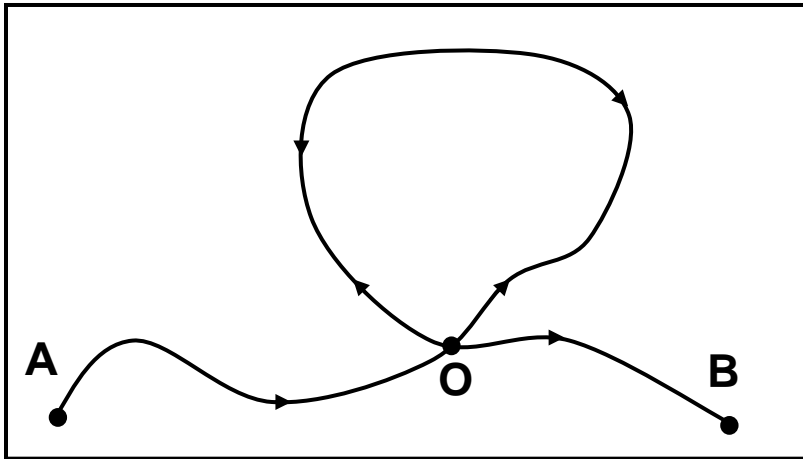
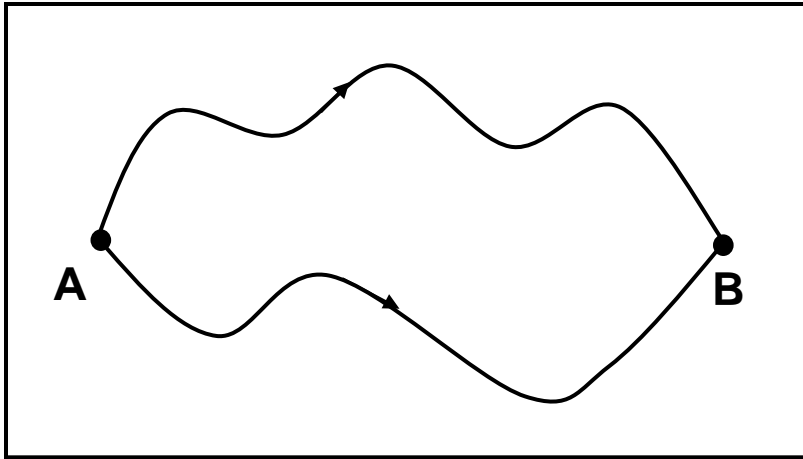
$$\sigma \sim \frac{e^2 n \tau}{m}$$

$\tau$  – время релаксации импульса

$$\sigma = \frac{1}{3} e^2 v^2 \tau g(\varepsilon) \Big|_{\varepsilon=\mu} \quad g(\varepsilon) = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial \vec{p}} \right|^{-1} dS$$

# Слабая локализация

$$l \gg \lambda \sim \hbar / p_F$$



$$|A_1 + A_2|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + A_1 A_2^* + A_2 A_1^* = 4|A_1|^2$$

$$W_{A \rightarrow B} = \left| \sum_i A_i \right|^2 = \sum_i |A_i|^2 + \sum_{i \neq j} A_i A_j^*$$

$$\Delta\phi = \frac{1}{\hbar} \int_A^B \vec{p} d\vec{l}$$

Интерференционные эффекты



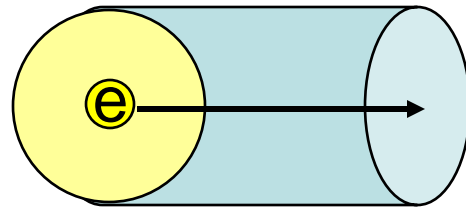
Увеличение полной  
вероятности рассеяния



Уменьшение проводимости

# Слабая локализация

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_D < 0$$



$$\lambda \sim \hbar / p_F$$

Диффузия:  $t \gg \tau$        $L \sim \sqrt{Dt}$        $V \sim Dt^{3/2}$

$$dV_{path} = v\lambda^2 dt$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim - \int_{\tau}^{\tau_{\phi}} \frac{v\lambda^2 dt}{Dt^{3/2}}$$

$\tau_{\phi}$  – время релаксации фазы

# Время релаксации фазы

$$\frac{1}{\tau_{\varphi}} = \frac{1}{\tau_{e-e}} + \frac{1}{\tau_{e-ph}}$$



$$\tau_{e-e} \propto T^{-2}$$



$$\tau_{e-ph} \propto T^{-3}$$

$$T \rightarrow 0$$

$$\tau_{\varphi} \propto T^{-2} \rightarrow \infty$$

# Слабая локализация

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim - \int_{\tau}^{\tau_{\varphi}} \frac{v\lambda^2 dt}{Dt^{3/2}}$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim -v\lambda^2 D^{-1} \left( \frac{1}{\sqrt{D\tau}} - \frac{1}{\sqrt{D\tau_{\varphi}}} \right) \sim - \left( \frac{\lambda}{l} \right)^2 + \frac{\lambda^2}{lL_{\varphi}}$$

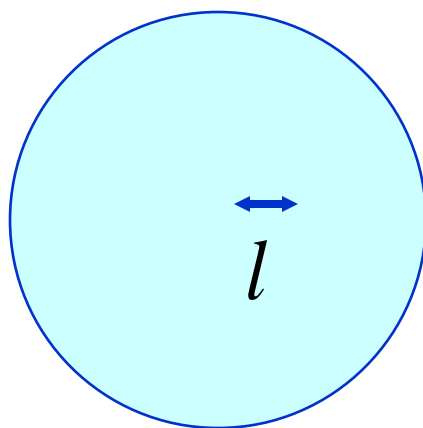
$$D = \frac{1}{3} v^2 \tau \quad l = v\tau \quad L_{\varphi} = \sqrt{D\tau_{\varphi}}$$

$$\sigma \sim \frac{e^2 n \tau}{m} \sim \frac{e^2 n l}{p_F} \sim \frac{p_F^2 e^2 l}{\hbar^3}$$

$$\Delta\sigma \sim - \frac{e^2}{\hbar l} + \frac{e^2}{\hbar L_{\varphi}}$$

# Слабая локализация

$$\Delta\sigma \sim -\frac{e^2}{\hbar l} + \frac{e^2}{\hbar L_\varphi}$$



$$L_\varphi \gg l$$



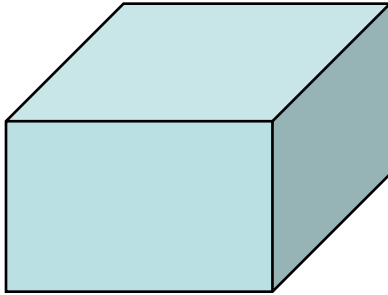
$$L_\varphi$$

$$L_\varphi = L_\varphi(T)$$



# Влияние размерности образца на эффект слабой локализации

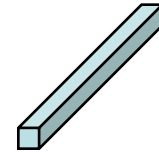
$d = 3$



$d = 2$



$d = 1$



$$dV_{path} = v\lambda^2 dt$$

$$V \sim Dt^{d/2} b^{3-d}$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim - \int_{\tau}^{\tau_{\varphi}} \frac{v\lambda^2 dt}{Dt^{d/2} b^{3-d}}$$

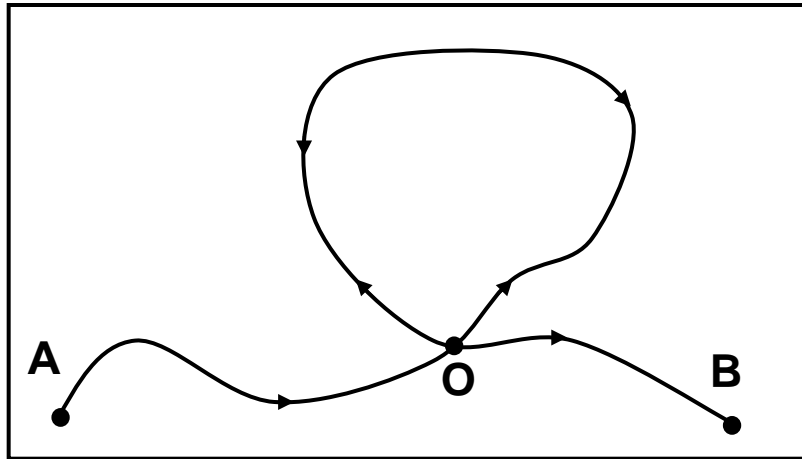
# Влияние размерности образца на эффект слабой локализации

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim - \int_{\tau}^{\tau_{\varphi}} \frac{v\lambda^2 dt}{Dt^{d/2} b^{3-d}}$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim - \frac{v\lambda^2}{D} \begin{cases} b^{-1} \ln \tau_{\varphi}/\tau & d = 2 \\ b^{-2} L_{\varphi} & d = 1 \end{cases}$$

$$T \rightarrow 0 \quad \tau_{\varphi} \rightarrow \infty$$

# Интерференционные эффекты в магнитном поле



$$\Delta\phi = \frac{1}{\hbar} \int_A^B \vec{p} d\vec{l}$$

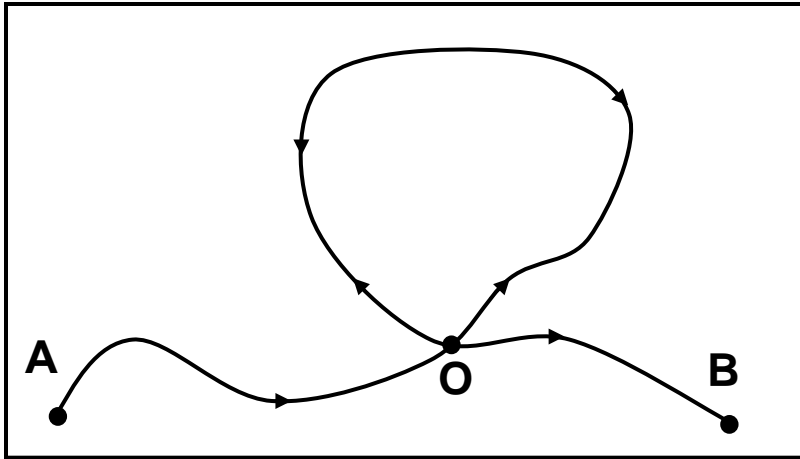
$$\vec{p} \rightarrow \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \quad \Delta\phi_H = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad \Phi_0 = \frac{\pi\hbar c}{e}$$

Разрушение интерференции



Увеличение проводимости

# Интерференционные эффекты в однородном магнитном поле



$$\Phi = HDt$$

$$t_H : \Delta\varphi_H = 2\pi$$

$$\Phi \sim \Phi_0$$

$$t_H = \Phi_0 / HD$$

$$t_H < \tau_\varphi$$

$$H \sim \Phi_0 / D\tau_\varphi$$

# Интерференционные эффекты в однородном магнитном поле

$$H \sim \Phi_0 / D\tau_\varphi$$

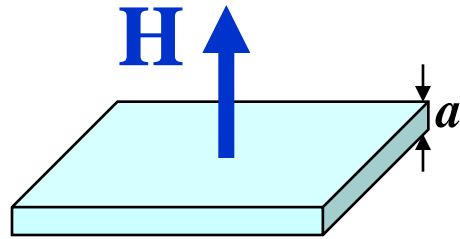
$$D \sim v^2\tau \sim \mu\tau/m \quad \Phi_0 \sim c\hbar/e$$

$$\Omega\tau \sim \hbar / \mu\tau_\varphi \ll 1$$

$$t_H < \tau_\varphi \quad \tau_\varphi \Rightarrow t_H$$

$$\sigma(H) - \sigma(0) \sim \frac{e^2}{\hbar} \begin{cases} b^{-1} \ln eHD\tau_\varphi / \hbar c & d = 2 \\ eH / \hbar c^{1/2} & d = 3 \end{cases}$$

# Магнитосопротивление двумерного электронного газа



$$t_H = \Phi_0 / HD$$

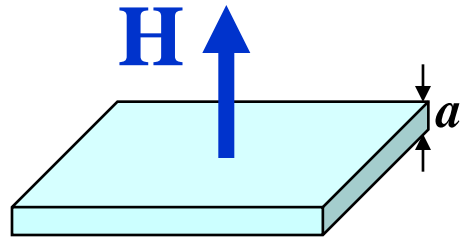
$$H = 0 \quad \Delta\sigma \sim -\frac{e^2}{\hbar} \ln\left(\frac{\tau_\varphi}{\tau}\right)$$

$$T \rightarrow 0 \quad \tau_\varphi \rightarrow \infty \quad |\Delta\sigma| \rightarrow \infty$$

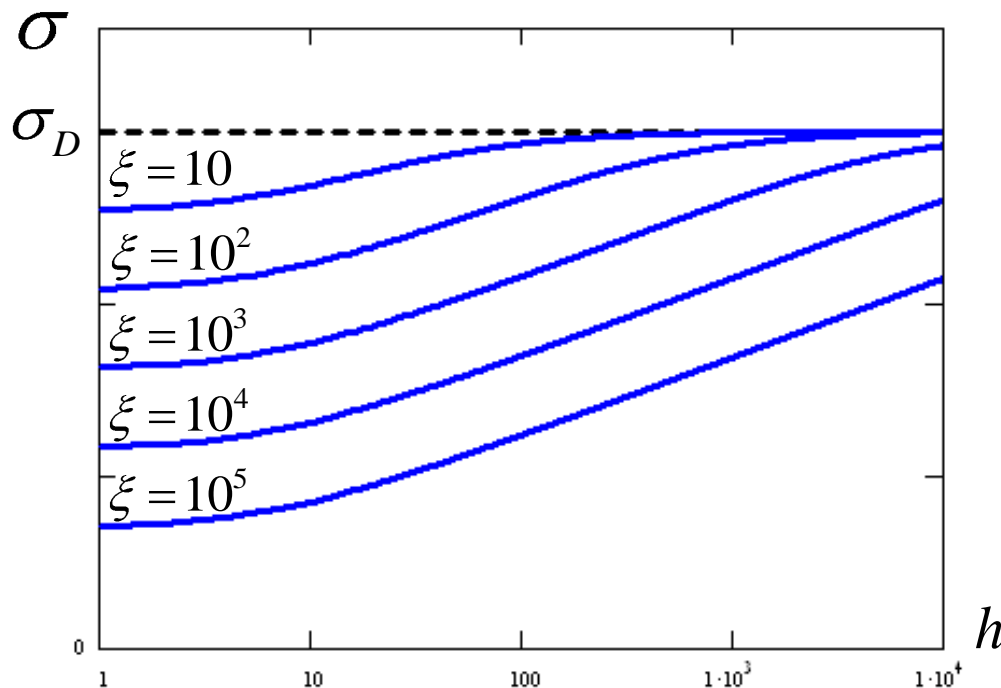
---

$$H \neq 0 \quad t_H < \tau_\varphi \quad \Delta\sigma \sim -\frac{e^2}{\hbar} \ln\left(\frac{t_H}{\tau}\right)$$

# Магнитосопротивление двумерного электронного газа



$$\sigma(H) = \sigma_D - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\hbar c}{4eHD\tau} \right) - \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\hbar c}{4eHD\tau_\phi} \right) \right\}$$

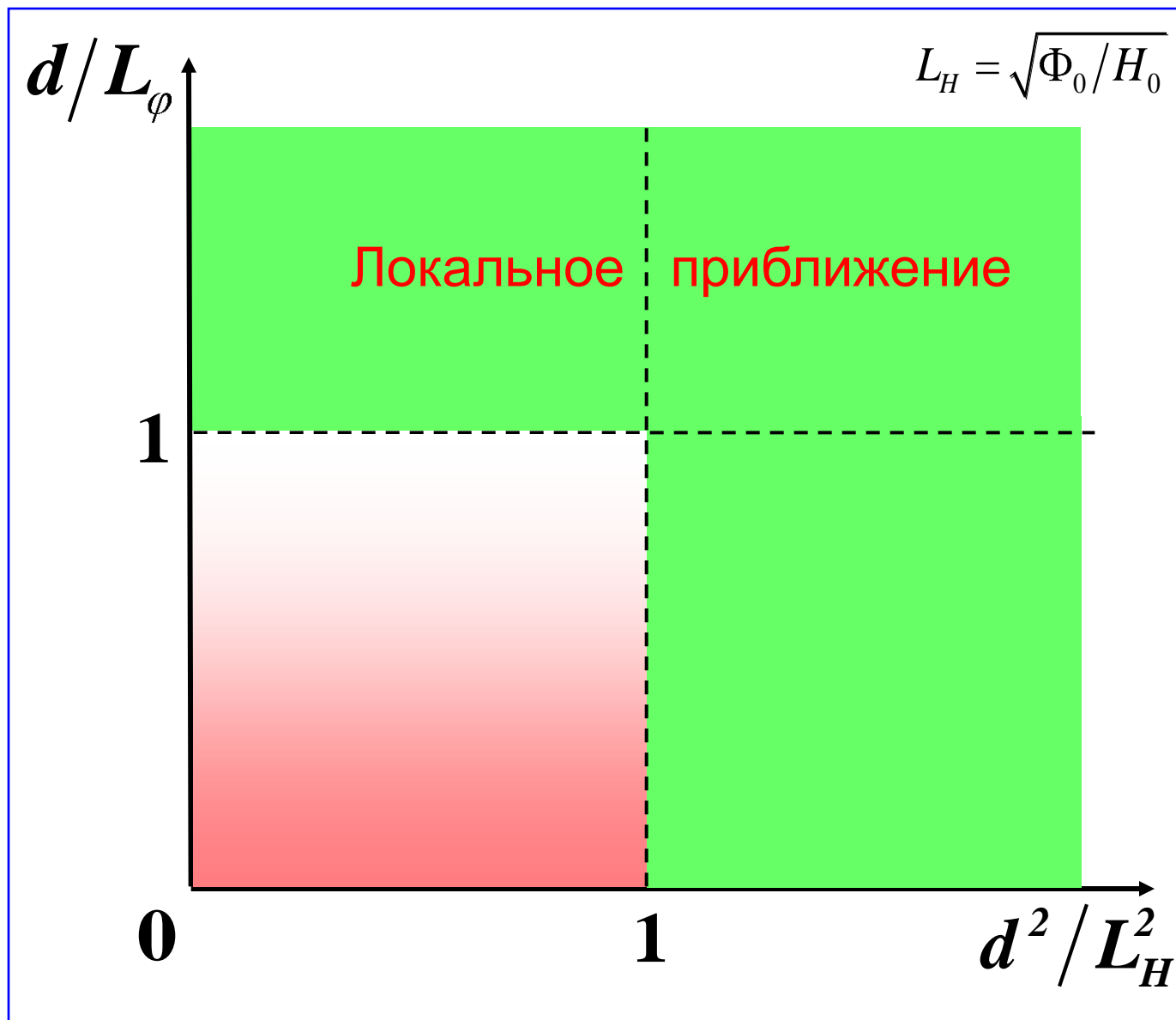


$$\sigma_0 = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}$$

$$h = \frac{4eHD\tau_\phi}{\hbar c} \sim \frac{\Phi}{\Phi_0}$$

$$\xi = \frac{\tau_\phi}{\tau}$$

# Слабая локализация в неоднородном магнитном поле

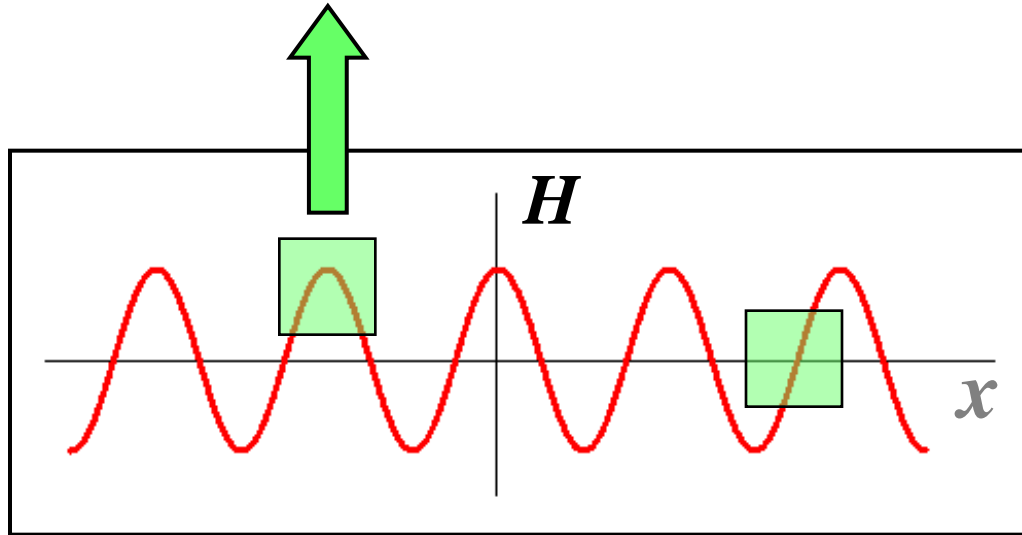




# Интерференционная поправка к проводимости в локальном приближении

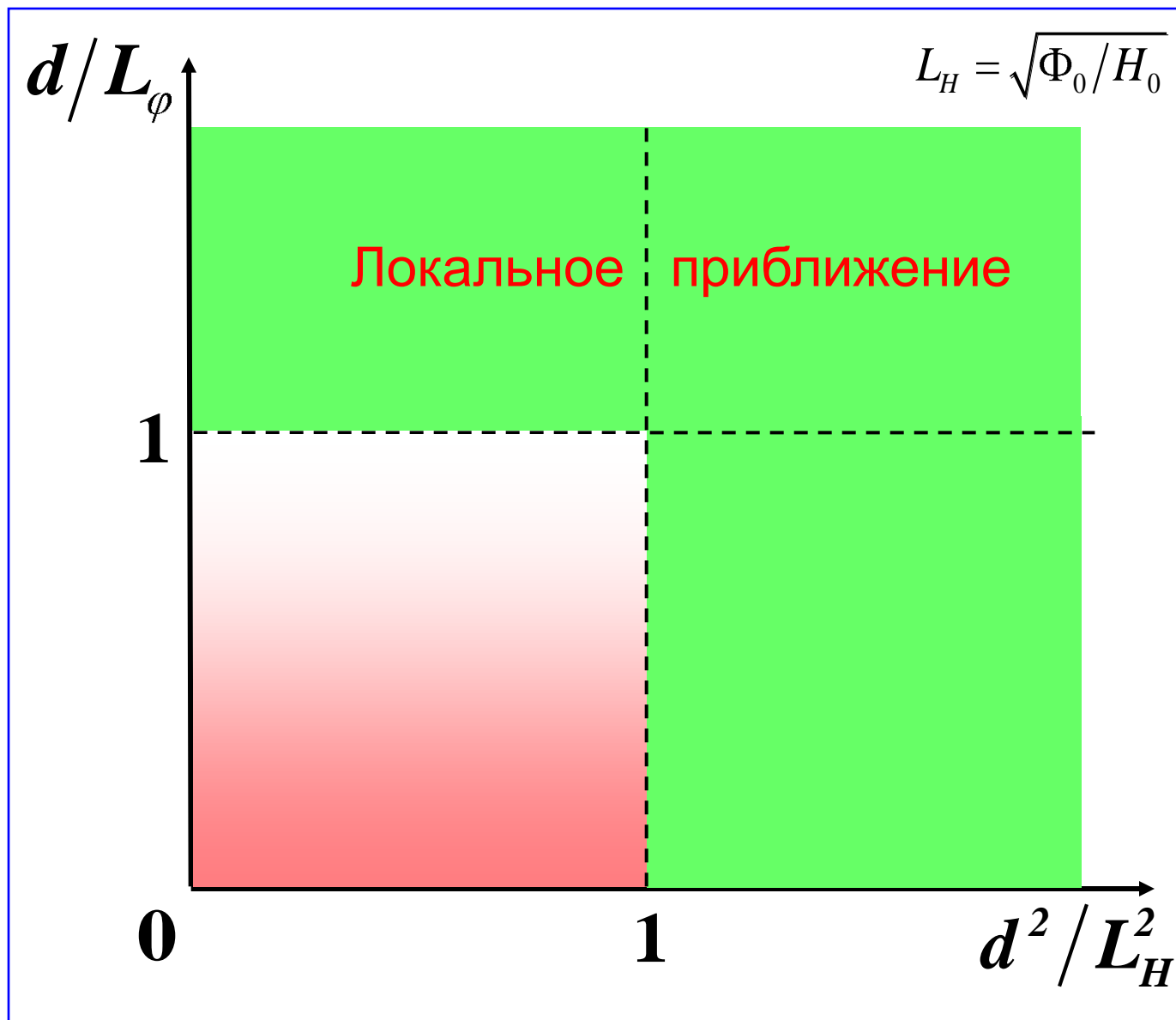
$$\min L_\varphi, L_H / d \ll 1$$

$$\Delta\sigma(\vec{r}) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\hbar c}{4eH(\vec{r})D\tau} \right) - \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\hbar c}{4eH(\vec{r})D\tau_\varphi} \right) \right\}$$

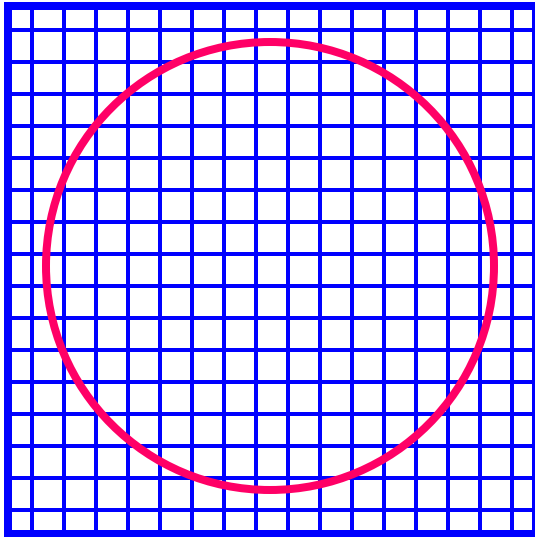


$$\langle \Delta\sigma \vec{r} \rangle = \frac{1}{S_0} \int_{S_0} \Delta\sigma \vec{r} d^2\vec{r}$$

# Слабая локализация в неоднородном магнитном поле



# Поправка к проводимости в пределе нулевой температуры



$$L \sim \sqrt{Dt} \quad N \sim L/d \quad \Phi_1 \sim H_0 d^2$$

$$\Delta\Phi \sim N\Phi_1 \sim H_0 Ld$$

$$\Delta\Phi \sim \Phi_0 \implies t \sim \tau_H \sim \Phi_0 / DH_0^2 d^2$$

$$\Delta\sigma = -\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln\left(\frac{\tau_\phi}{\tau}\right) \implies \Delta\sigma = -\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln\left(\frac{\tau_H}{\tau}\right)$$

$$T \rightarrow 0 \quad \tau_\phi \rightarrow \infty$$

$$\tau_H \sim H_0^{-2}$$

$$t_H \sim H^{-1}$$

# Краткие выводы

1. Учет эффектов интерференции приводит к возникновению отрицательной квантовой поправки к проводимости, сильно зависящей от температуры.
2. Интерференционные эффекты оказывают наиболее сильное влияние на проводимость в двумерном электронном газе.
3. Магнитное поле разрушает интерференционную поправку к проводимости. Двумерный электронный газ обладает отрицательным магнитосопротивлением.