Спин-орбитальное взаимодействие (SOI). Нарушение симметрии пространственной инверсии

План

- Ковалентная связь и зонная структура в материалах IV группы и AIIIBV
- Качественное рассмотрение электронного спектра в присутствии SOI
- Влияние СО взаимодействия на слабую локализацию. Роль линейных и кубических членов в энергетическом спектре
- Спектр электронов в квантующем поле в системе с SOI
- Радиус локализации в системе с беспорядком: роль различной симметрии
- Экспериментальное наблюдение эффектов SOI: биения осцилляций ШдГ, комбинированный ЦР, измерение времени релаксации τ_{SO}

SOI – релятивистский эффект. Для его учета надо в уравнении Дирака учесть вклады от внешнего электромагнитного поля с векторным потенциалом **A** и скалярным потенциалом φ

$p \to p-(e/c)A$ и $E \to E+e\varphi$

В результате в Гамильтониане получаем релятивистский член

$$H_{SO} = -\frac{e\hbar}{4m^2c^2}\sigma \bullet E \times p = \frac{\hbar}{4m^2c^2}\frac{1}{r}\frac{\partial V}{dr}\sigma \bullet r$$

SOI в 3-мерных кристаллах

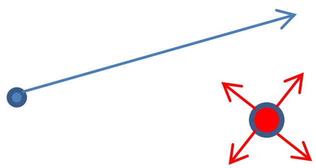
$$H_{so} = \frac{\hbar^2}{4m^2c^2}[\nabla V(\mathbf{r}) \times \mathbf{p}]\sigma,$$

p, σ - операторы импульса и спина

Для существования SOI необходимо нарушение симметрии пространственной инверсии *r* ⇔ *-r*

$\Delta V \neq 0$ в объемном кристалле:
двухатомные соединения с ковалентной связью (GaAs, InSb, InAs,…)
Одноатомные материалы, в которых орбитали имеют симметрию не s – типа.
SO усиливается с ростом заряда ядра (к тяжелым элементам)

Вместо честного решения уравнения Дирака (Ландау, Теория поля), проделаем простое квазиклассическое рассмотрение



Электрон летит в поле ядра, помещенного в точку (x,y,z=0). Ядро создает кулоновское поле

$$\boxed{E = \frac{-\boldsymbol{r}}{er}\frac{\partial V}{\partial r}}$$

- в системе координат 1 (x,y,z)

В системе координат 2 (x',y',z'), движущейся вместе с электроном – ядро движется и создает поле ***E'*** и ***H'***

$$\boxed{\begin{aligned} &\boldsymbol{E}' = \boldsymbol{E} \\ &\boldsymbol{H}' \approx -\frac{1}{c}\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{E} = -\frac{1}{mc}\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{E} \end{aligned}}$$

(преобразование Лоренца)

Уравнение изменения спинового момента количества движения

$\boldsymbol{S} = \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\sigma}$ (где $\frac{|\boldsymbol{S}|}{|\boldsymbol{\mu}|} = \frac{mc}{|e|}$)

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}' = -\frac{e\hbar}{2m^2c^2}\boldsymbol{\sigma} \times [\mathbf{p} \times \mathbf{E}] .$$

Это уравнение соответствует взаимодействию спина электрона с электромагнитным полем

$$\boxed{\mathcal{H}'_{so} = \frac{e\hbar}{2m^2c^2}\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} \times \mathbf{E}.}$$

Спин-орбитальное взаимодействие и спектр электронов в 2D системе носителей с нарушенной зеркальной симметрией

Асимметричная потенциальная яма, например, вблизи интерфейса $Si\text{-}SiO_2$ нарушает трансляционную и зеркальную симметрию по оси *z*.
(Васько, Бычков, Рашба)

$$E = \left\langle \frac{\partial U}{\partial z} \right\rangle \neq 0$$

В системе отсчета 2, движущейся в 2D плоскости со скоростью $v_{2F}=\hbar k_F/m$ возникает эффективное магнитное поле

$$\boxed{H^* \approx -\frac{\hbar}{m^* c}\left[\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E}\right]}$$

В результате, в Гамильтониане электронов 2D слоя появляется линейный по *k* член

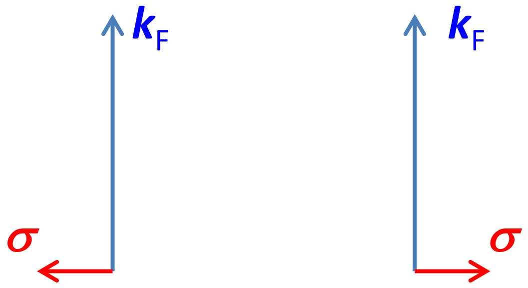
$$\boxed{E^{\pm}(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \alpha k}$$

Этот т.н. член Рашбы снимает вырождение по направлению спина в нулевом внешнем поле

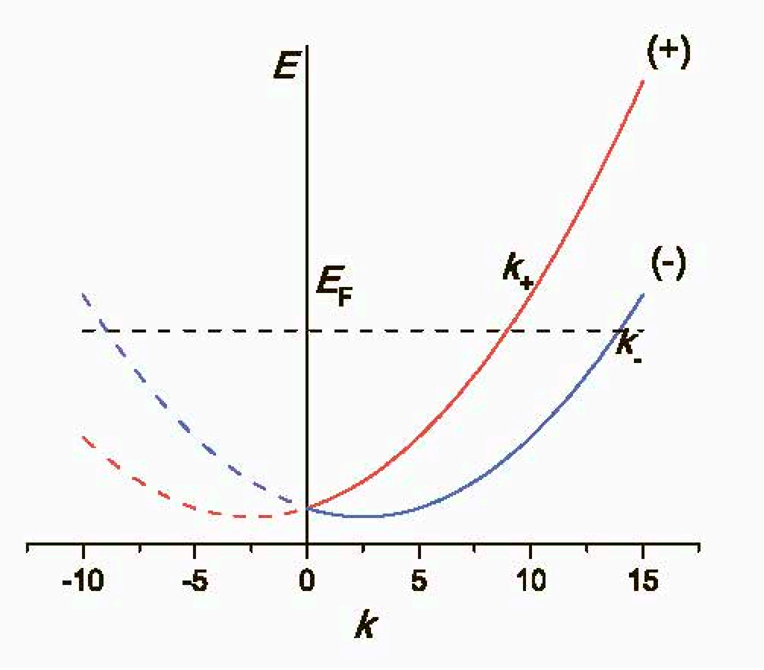
Если зафиксировать $\boldsymbol{k}_F$, то этому члену соответствует расщепление на уровне Ферми

$$\Delta E \equiv E^+ - E^- = 2\alpha k_F$$

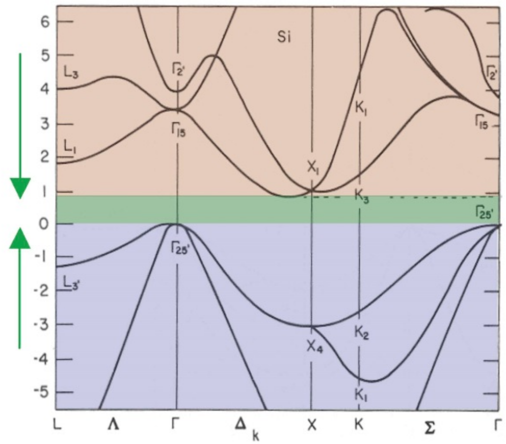
Это есть разность энергий электронов со спином по и против направления эффективного поля *H**, т.е. электронов со спином направленным в 2D плоскости направо и налево относительно $\boldsymbol{k}_F$.

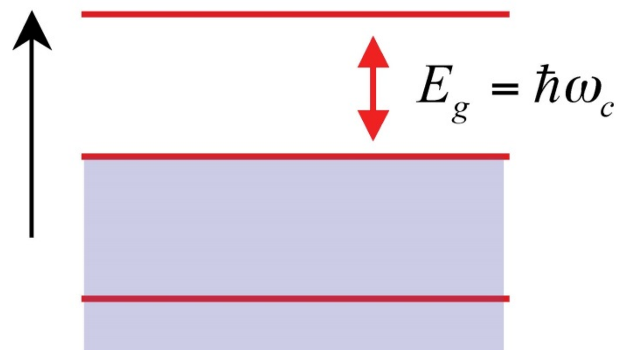


В спектре возникла киральность:



SOI и расщепление вырожденных уровней в объеме





Энергетический спектр носителей заряда в кремнии. В точке Г дырочная зона шестикратно вырождена по спину. Это вырождение может быть снято в присутствие градиента потенциала. В кристаллах с нарушенной P-симметрией (GaAs и т.п.) в точке Г SOI частично снимает вырождение. В спектре появляются члены **~*k*³** (Дрессельхауз).

Качественное рассмотрение электронного спектра в присутствии SOI. Роль линейных и кубических членов в спектре

Спин-орбитальное взаимодействие и эффекты симметрии

1. В присутствие спин-орбитального взаимодействия (SO), ортогональный класс симметрии заменяется на симплектический. Вспомним статистику случайных матриц (Дайсон).

Следствия: на переходе металл-диэлектрик (типа Андерсона, управляемом беспорядком x), радиус локализации волновой функции расходится

$$\xi \propto \frac{1}{|x - x_c|^{\omega}}$$

Показатель степени *ω,* также как и в статистике случайных матриц, зависит от класса симметрии системы:
ω = 1 – ортогональный, *ω* = 4 – симплектический.
Состояния с большими значениями *ω* труднее локализуются в системах большого размера !

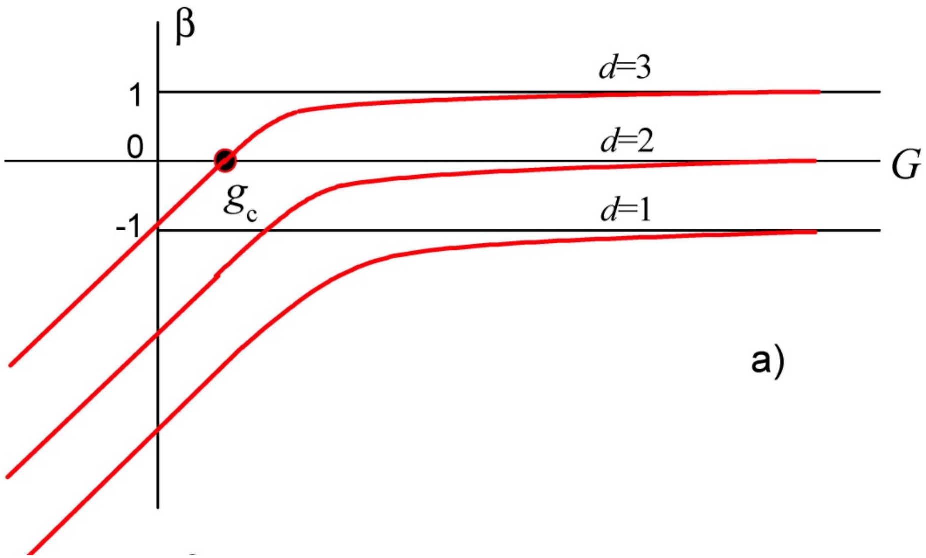
SOI и слабая локализация

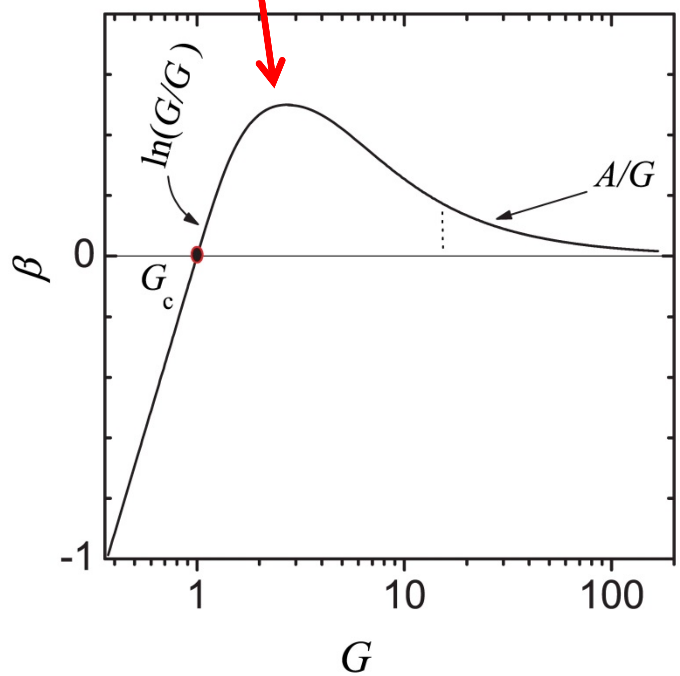
При слабом SOI вычисление по теории возмущений показывает, что скейлинговая функция

$$\frac{d\,ln\,G}{d\,ln\,\xi} = \beta \qquad \xi = \frac{L}{l_{tr}}$$

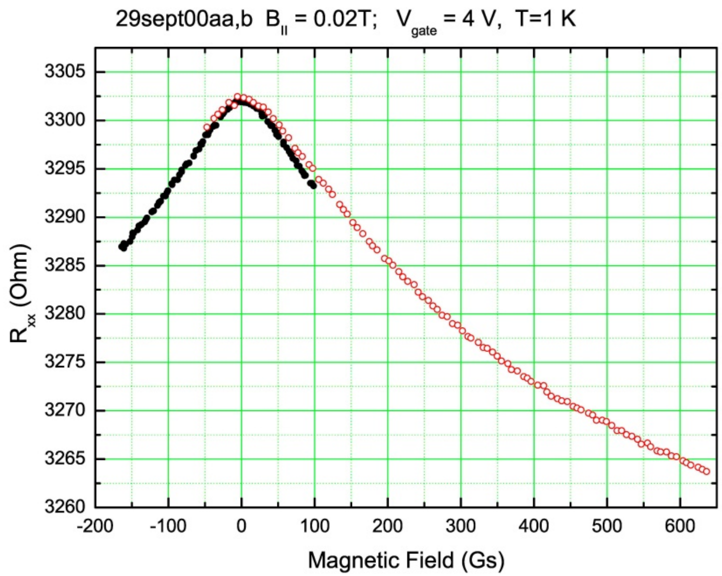
в 2D системе асимптотически ведет себя как $\beta(G) \sim -a/G$

В пределе большого кондактанса $G \gg 1$, с коэффициентом $a > 0$ в ортогональном и $a < 0$ в симплектическом случаях [Hikami, Larkin, Nagaoka (1980)].



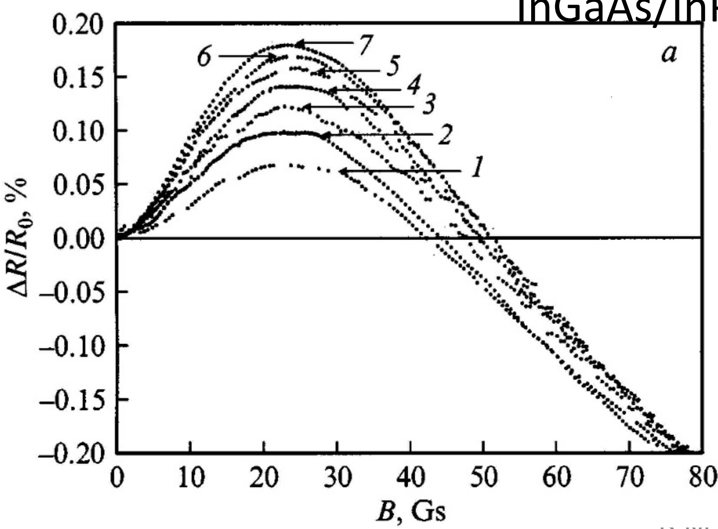


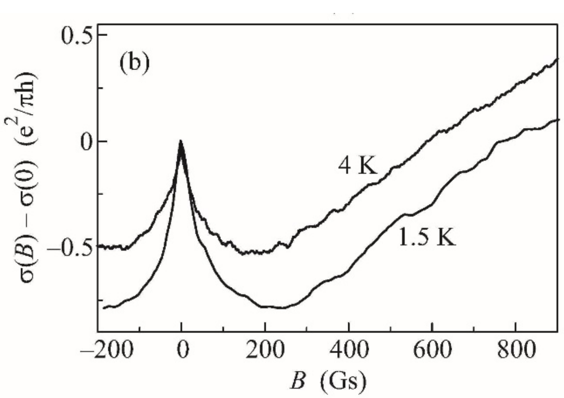
SOI. Эффекты в слабом перпендикулярном поле



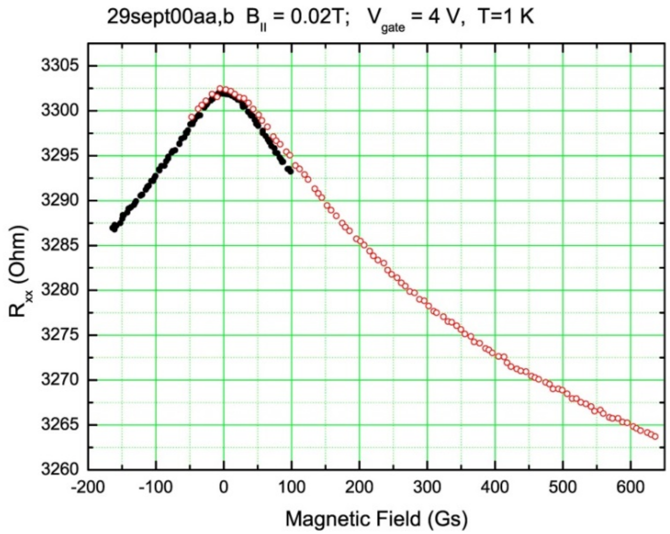
Слабая локализация:
(100)-Si-MOS. SOI пренебрежимо слабо

“Слабая антилокализация” :
InGaAs/InP. SOI сильное)





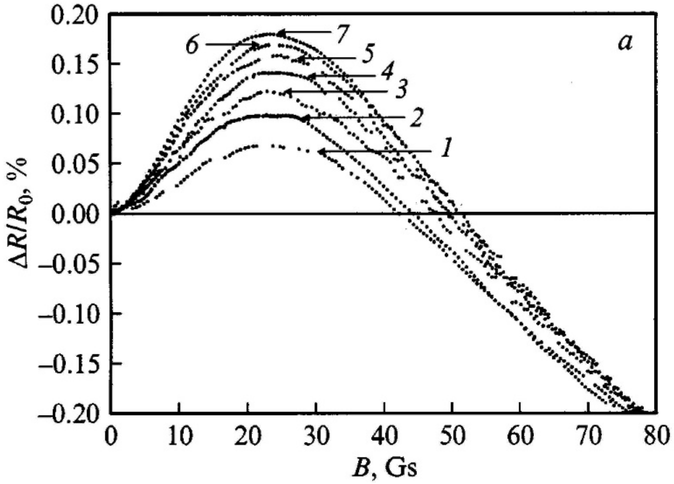
SOI. Эффекты в слабом перпендикулярном поле



Слабая локализация:
(100)-Si-MOS. SOI пренебрежимо слабо

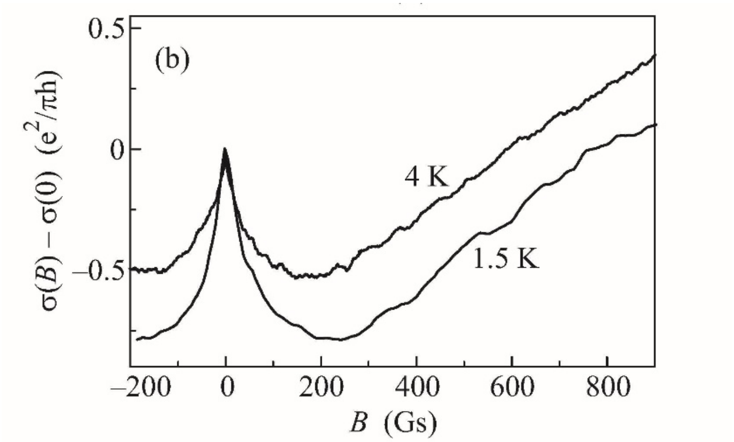
“Слабая антилокализация” в системах с большим α :

Гетеропереход InGaAs/InP



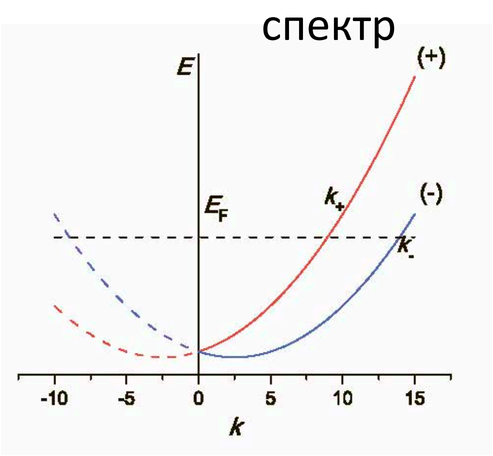
Б.Б.Быканов и др., ФТП 36(12), 1475 (2002)

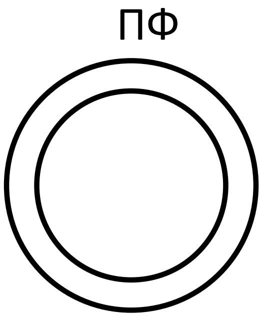
Квантовая яма HgTe/CdHgTe



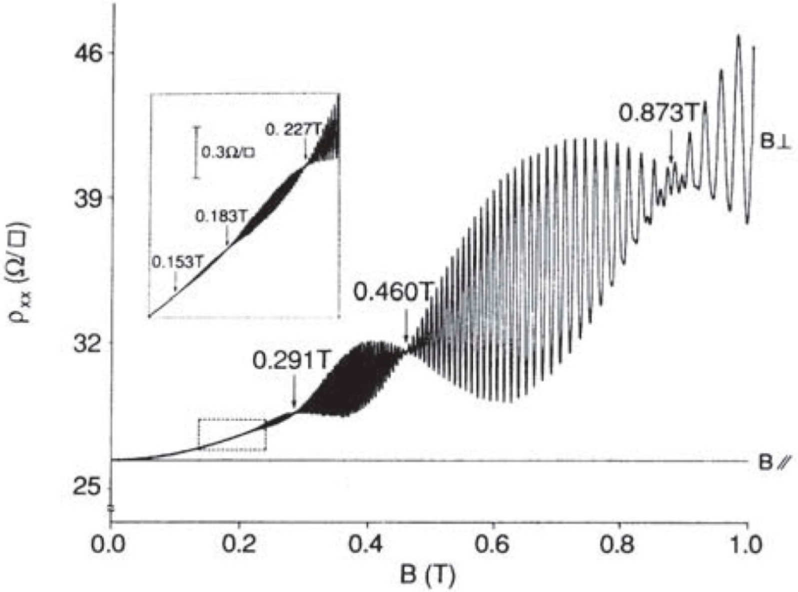
Е.Б.Ольшанецкий и др.
ПЖЭТФ 91(7) 375 (2010).

SOI: Эффекты в квантующем поле. Биения осцилляций ШдГ



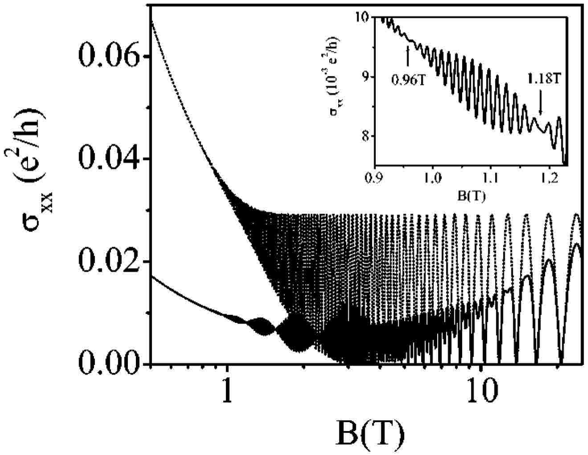


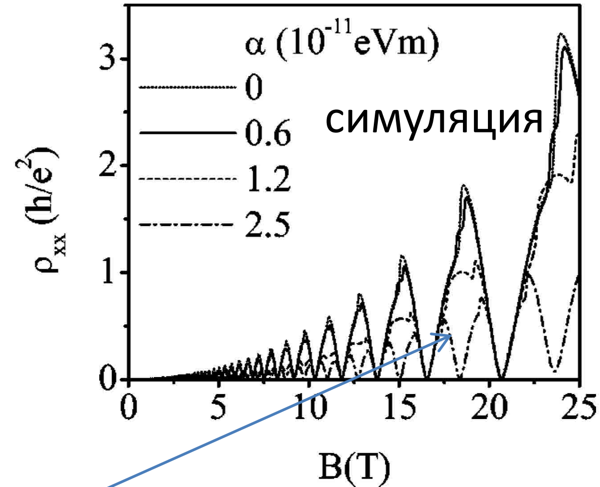
Эксперимент на InGaAs/InAlAs



B. Das, D. C. Miller, S. Datta et. al, PRB (1989)

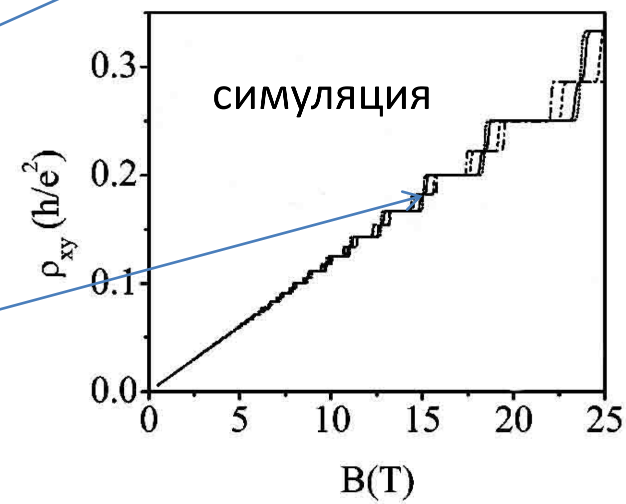
SOI: проявление в ШдГ и в КЭХ при больших α





С ростом α:

В $\boldsymbol{\rho_{xx}(B)}$ пики расщепляются на 2, но провалы между ними не становятся широкими



В $\boldsymbol{\rho_{xy}(B)}$ между квантованными плато $\boldsymbol{h/ie^2}$ появляются дополнительные плато $\boldsymbol{2h/(2i+1)e^2}$, ширина которых растет с α. Чтобы такое возникло нужны большие значения α.