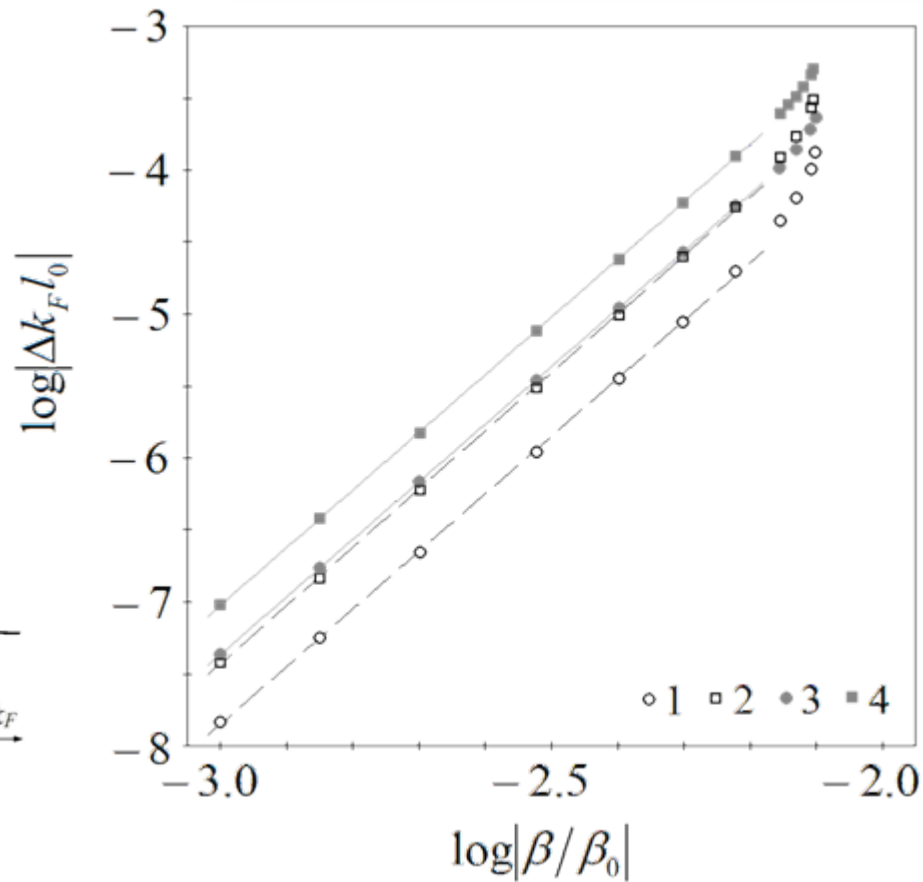
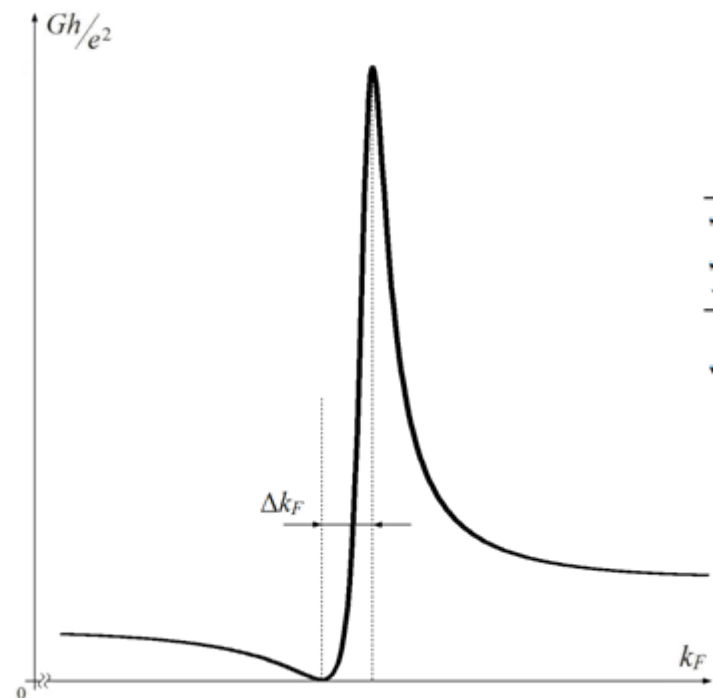
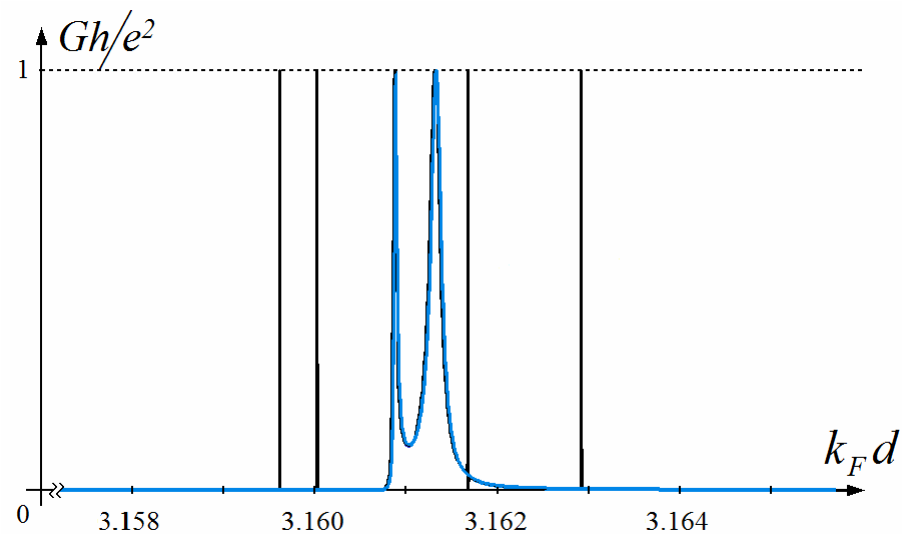
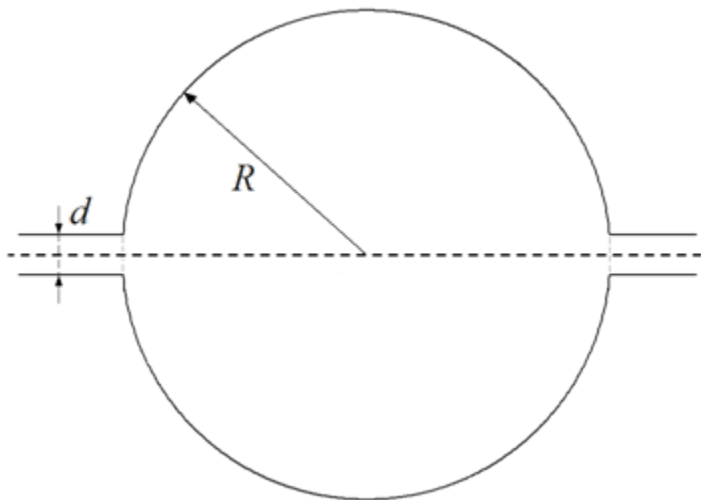




Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского  
Физический факультет  
Кафедра теоретической физики

О принципиальной возможности спиновой  
фильтрации с использованием Фано-резонансов  
проводимости в открытой системе с квантовой точкой

Исупова Г.Г., Малышев А.И.

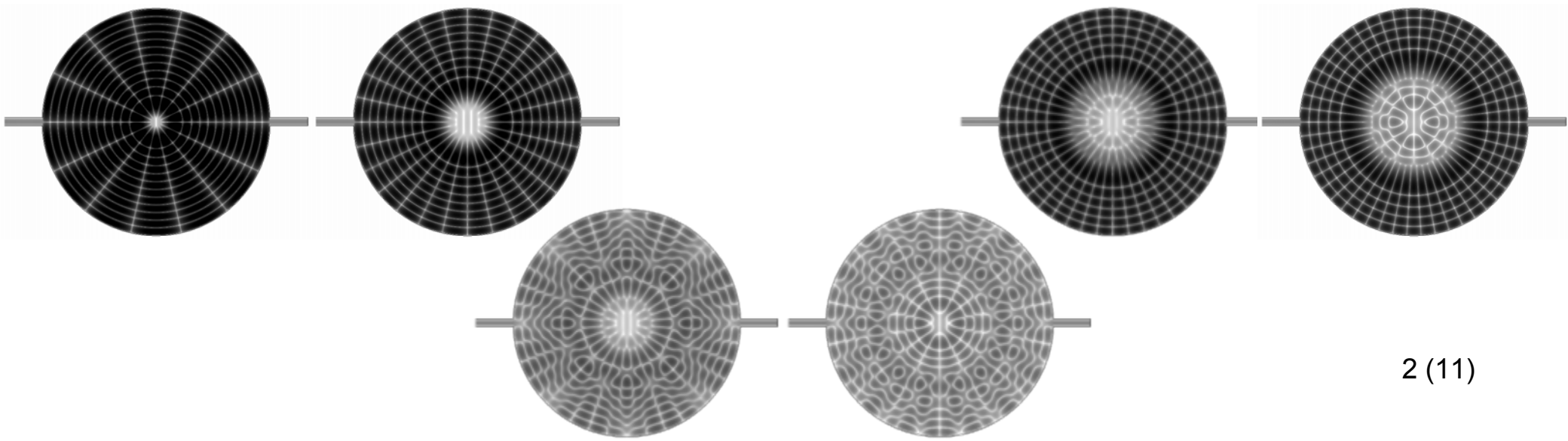
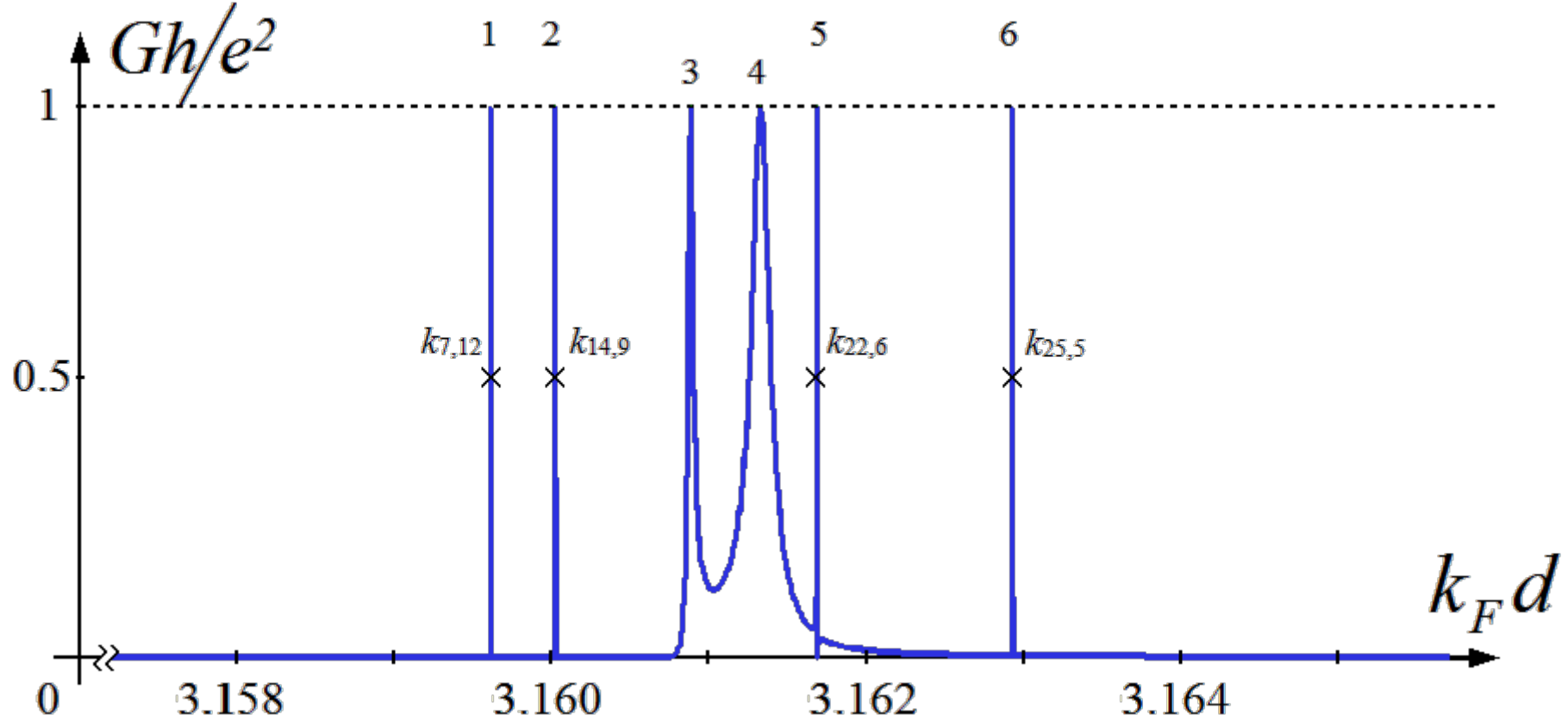


$$\Delta k_F \propto \beta^n$$

$$n \approx 4$$

$$\beta \rightarrow 0 \Rightarrow \Delta k_F \rightarrow 0$$

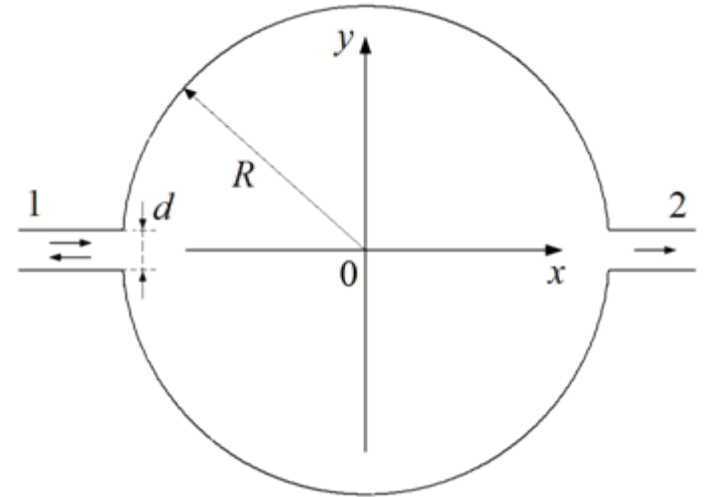
⇓  
ΚΟΛΛΑΠΣ



# Вектор среднего спина

$$\bar{S}_i(x) = \int_{-d/2}^{d/2} \bar{s}_i(x, y) dy,$$

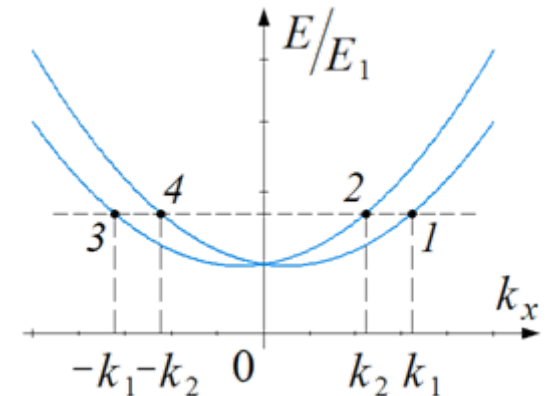
где  $\bar{s}_i(x, y) = \hbar/2 \cdot \psi^\dagger \hat{\sigma}_i \psi$  –  
распределение спиновой плотности



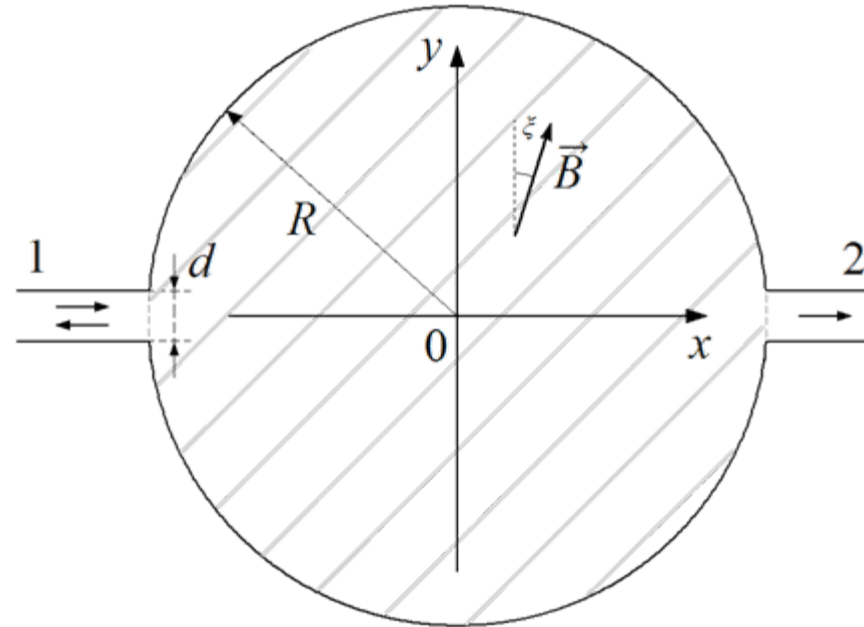
Для падающей волны:

$$\bar{S}(k_1) = (0, \hbar/2, 0)$$

$$\bar{S}(k_2) = (0, -\hbar/2, 0)$$



# Открытый круглый билиард в присутствии магнитного поля



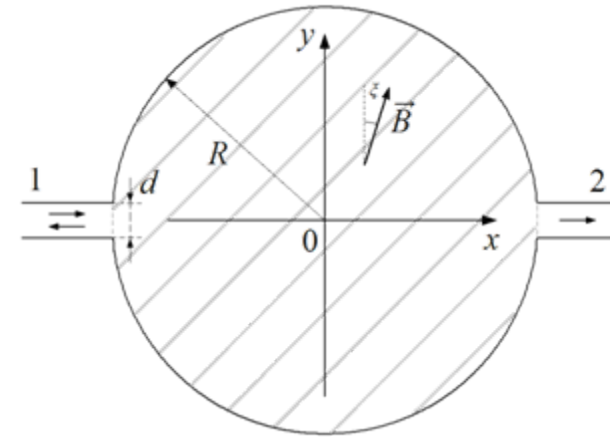
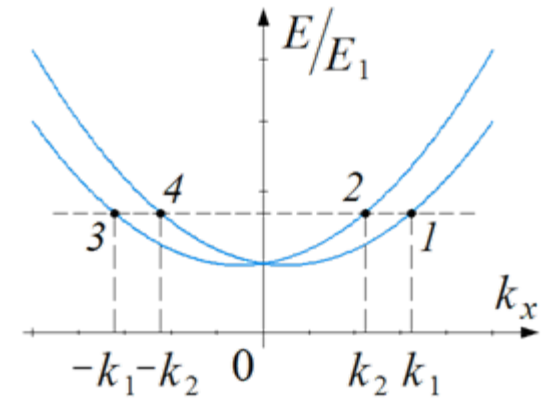
$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_x^2}{2m} + \frac{\hat{p}_y^2}{2m} + \frac{\alpha}{\hbar} (\hat{\sigma}_x \hat{p}_y - \hat{\sigma}_y \hat{p}_x) + \frac{\mu_B}{2} gB \cdot (\hat{\sigma}_x \sin \xi + \hat{\sigma}_y \cos \xi) + U(x, y)$$

# Ψ-функция в системе с бильярдом в присутствии магнитного поля

Волновая функция в каналах

$$\psi_{out}^{(1)}(x, y) = \frac{e^{ik_1x}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} a^{(1)}(y) \\ b^{(1)}(y) \end{pmatrix} + c_3 \frac{e^{-ik_1x}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} a^{(3)}(y) \\ b^{(3)}(y) \end{pmatrix} + c_4 \frac{e^{-ik_2x}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} a^{(4)}(y) \\ b^{(4)}(y) \end{pmatrix}$$

$$\psi_{out}^{(2)}(x, y) = c_1 \frac{e^{ik_1x}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} a^{(1)}(y) \\ b^{(1)}(y) \end{pmatrix} + c_2 \frac{e^{ik_2x}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} a^{(2)}(y) \\ b^{(2)}(y) \end{pmatrix}$$

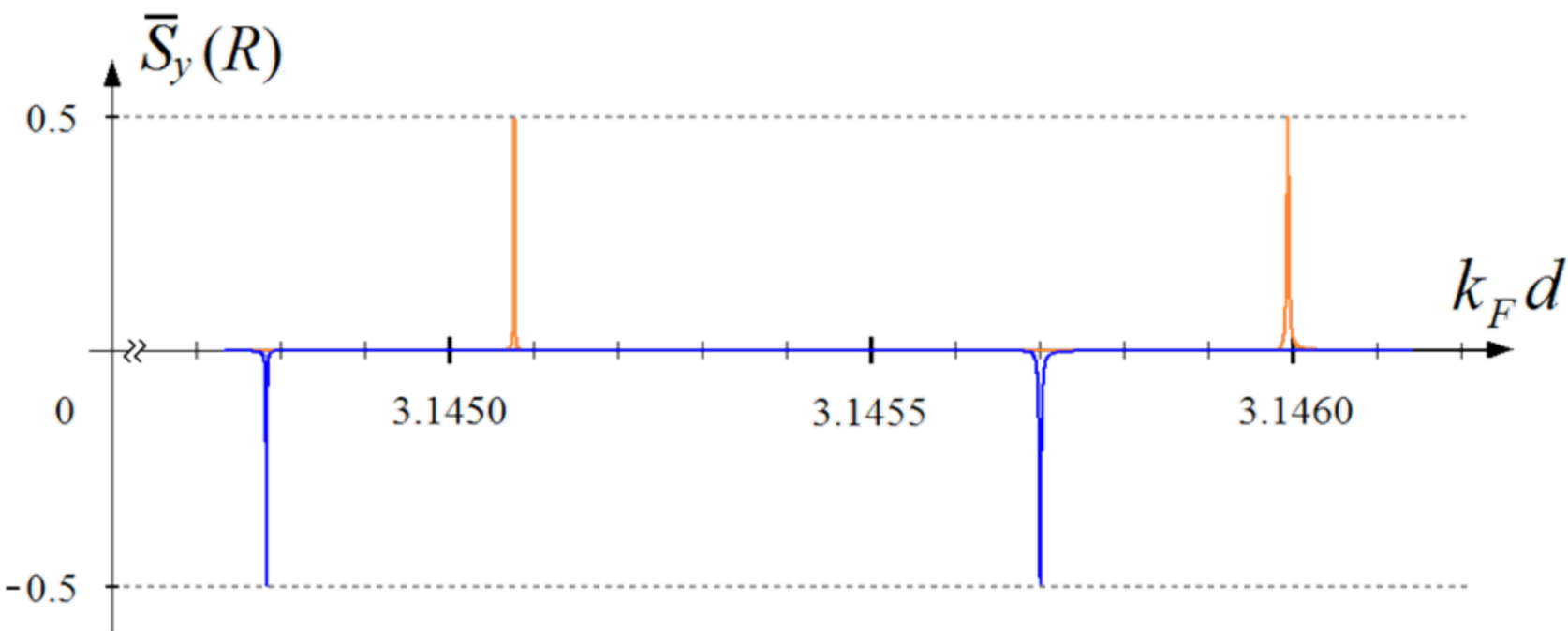
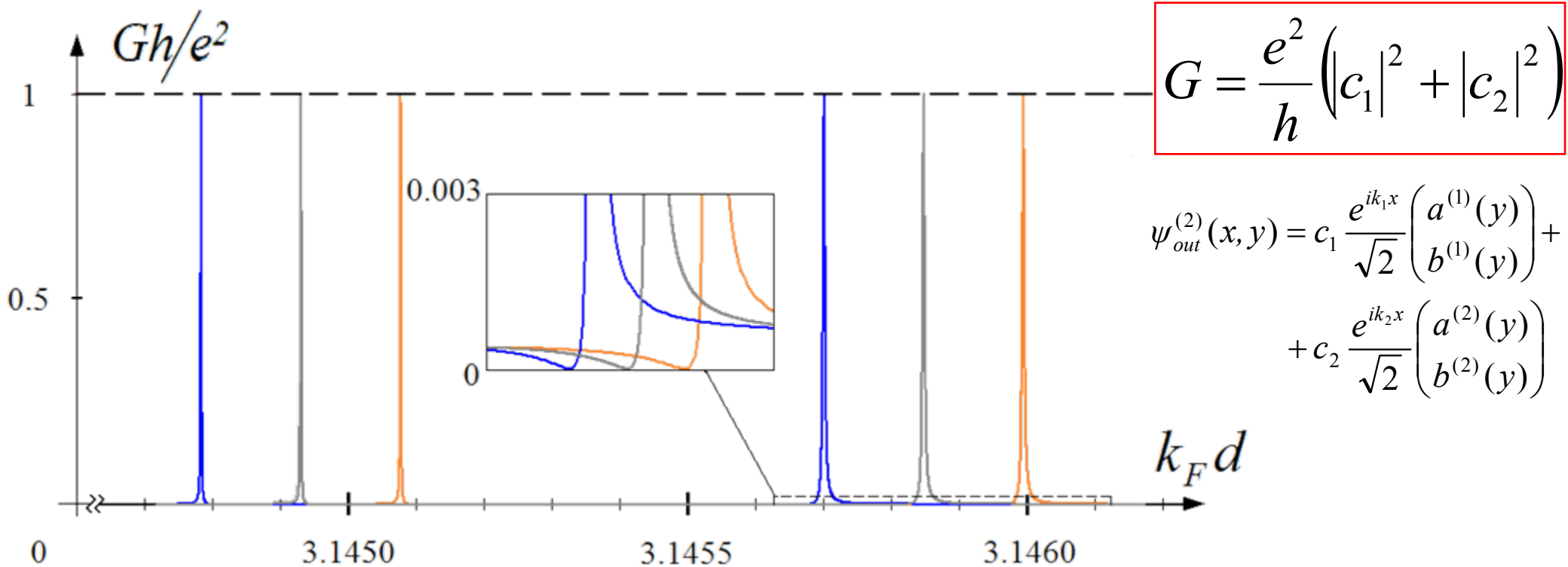


Волновая функция внутри бильярда

$$\psi_{in}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{d}} \int_0^{2\pi} c(\theta) e^{ik_+ (x \cos \theta + y \sin \theta)} \begin{pmatrix} 1 \\ \gamma \end{pmatrix} d\theta + \frac{1}{\sqrt{d}} \int_0^{2\pi} d(\theta) e^{ik_- (x \cos \theta + y \sin \theta)} \begin{pmatrix} 1 \\ -\gamma \end{pmatrix} d\theta$$

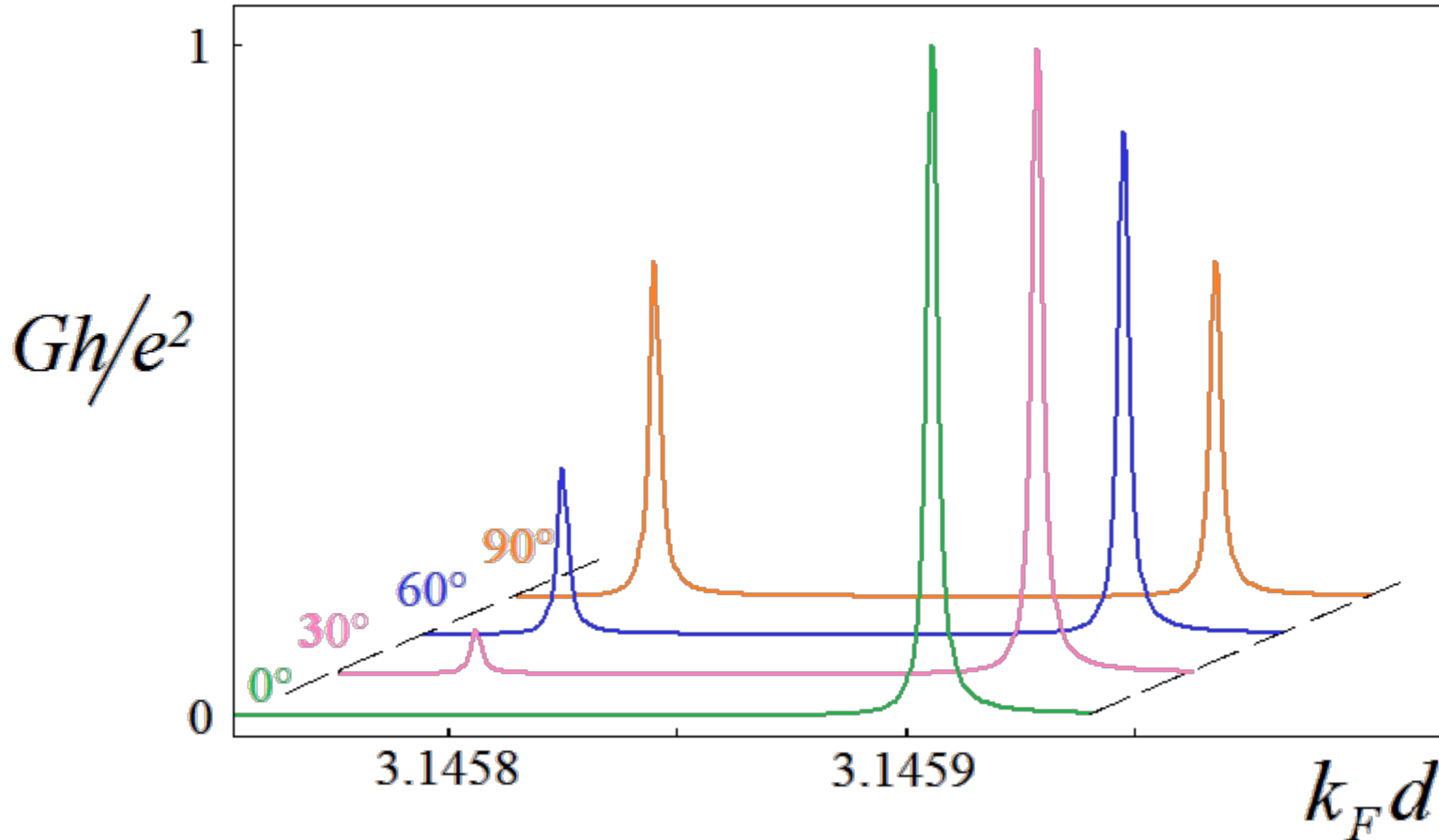
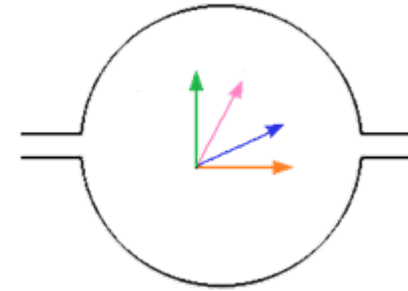
# Метод расчёта

- *Nakamura K., Ishio H.*, Journal of The Physical Society of Japan **61**, 3939 (1992).
- *Исупова Г.Г., Малышев А.И.*, Журнал вычислительной математики и математической физики **52(2)**, 342 (2012).





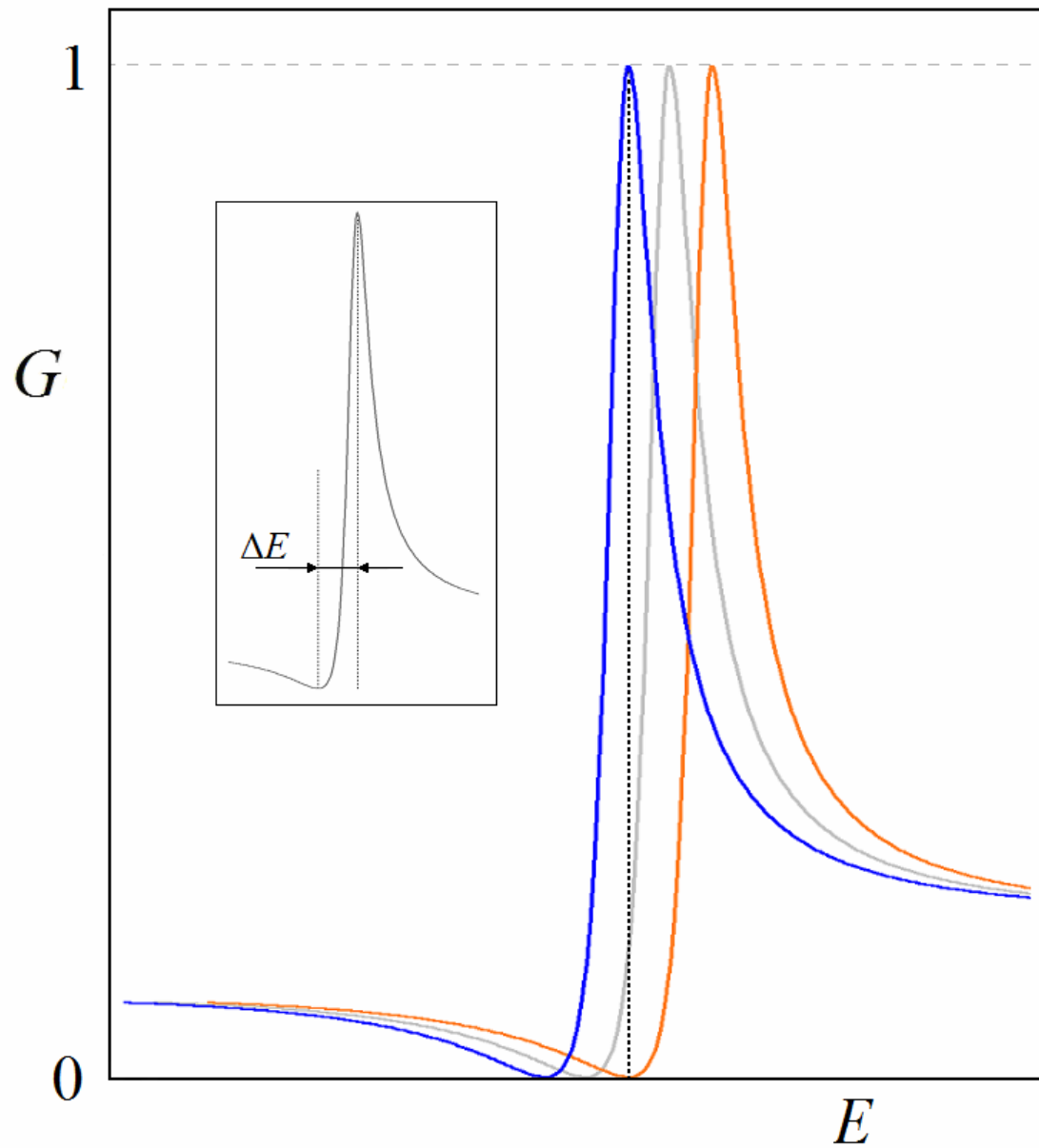
# Структура резонансов проводимости в системе с магнитным полем



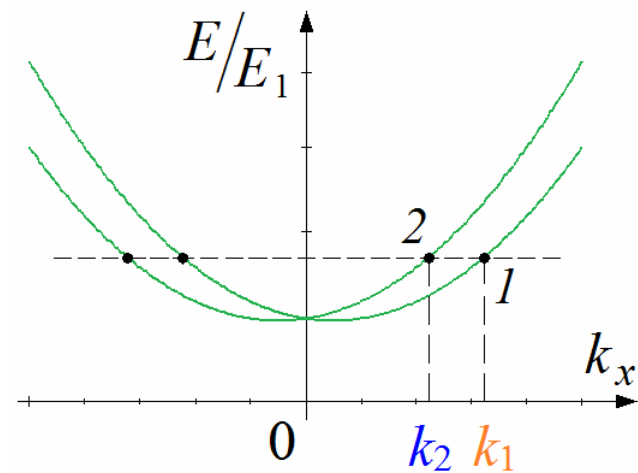
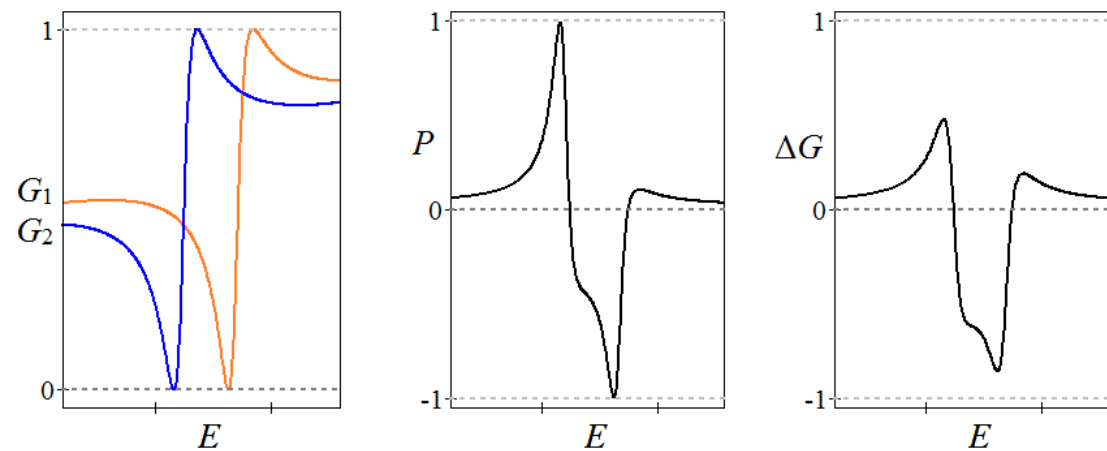
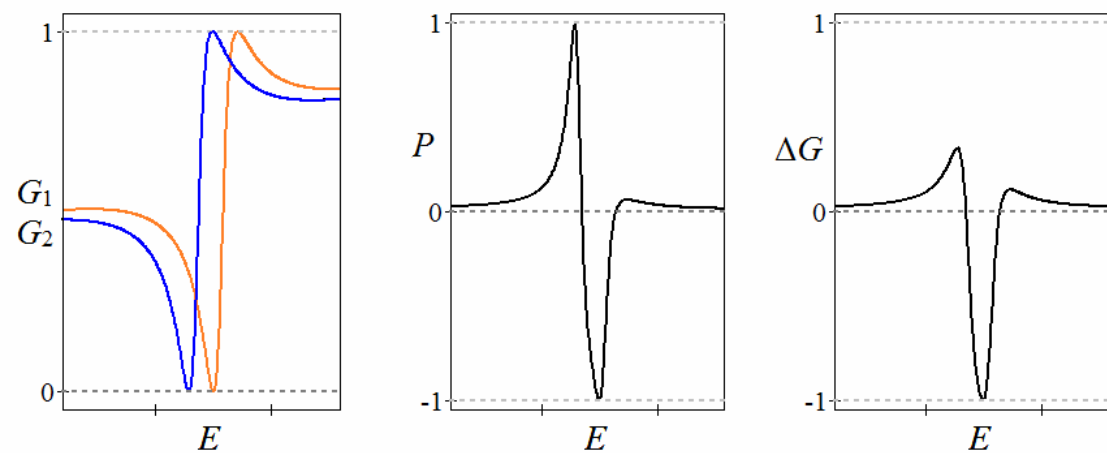
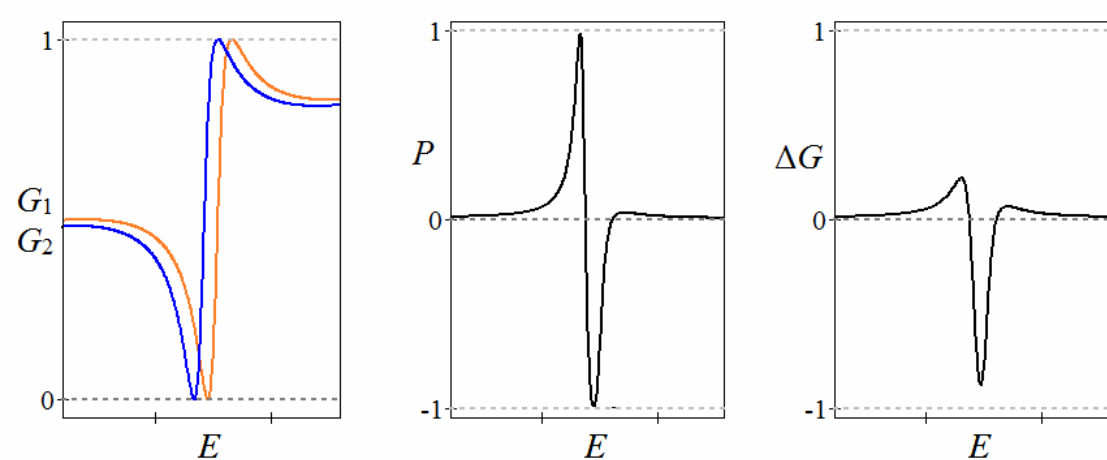
$$\psi_{out}^{(2)}(x, y) = c_1 \frac{e^{ik_1 x}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} a^{(1)}(y) \\ b^{(1)}(y) \end{pmatrix} + c_2 \frac{e^{ik_2 x}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} a^{(2)}(y) \\ b^{(2)}(y) \end{pmatrix}$$

$$G = \frac{e^2}{h} \left( |c_1|^2 + |c_2|^2 \right) \quad 8 (11)$$

# Спиновый фильтр



$\mu_B g B \approx \Delta E$   
 $\Downarrow$   
фильтр!



$$P = \frac{G_1 - G_2}{G_1 + G_2}$$

$$\Delta G = G_1 - G_2$$

# Основные выводы

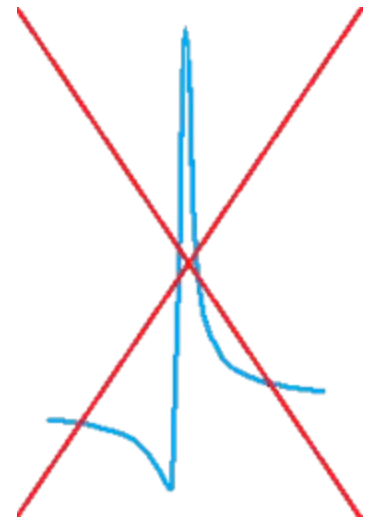
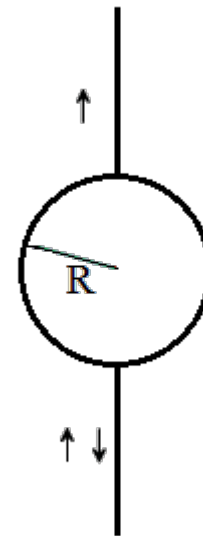
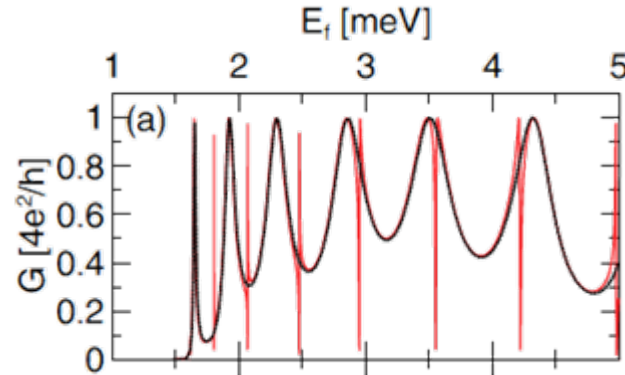
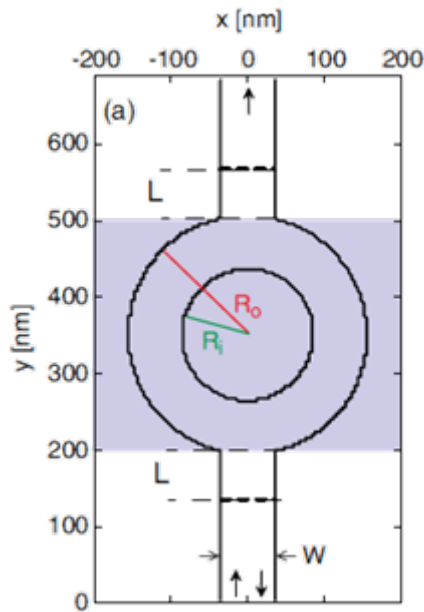
1. Показано, что для входящих волн с разными спиновыми поляризациями магнитное поле вызывает сдвиг резонанса в противоположных направлениях. Таким образом проводимость системы становится зависящей от спиновой поляризации состояния на входе.
2. Надлежащим подбором параметров может быть реализована ситуация, когда «ноль» резонанса для волны с одной спиновой поляризацией совпадает по энергии с «единицей» резонанса для другой спиновой поляризации. В этом случае система может функционировать как спиновый фильтр.

Спасибо за внимание!



*M.P. Nowak, B.Szafran and F.M. Peeters*

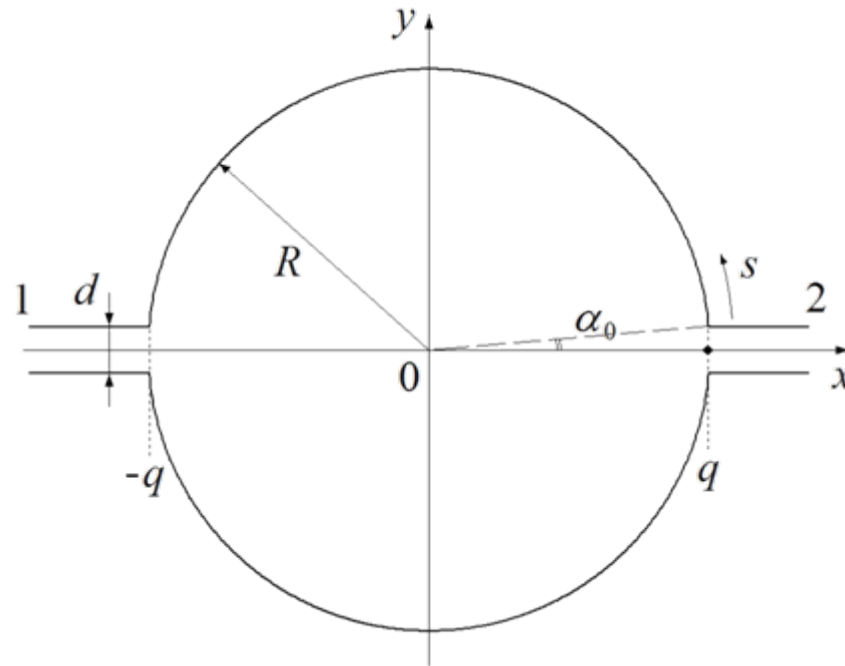
Fano resonances and electron spin transport through a two-dimensional spin-orbit-coupled quantum ring // *Physical Review B* **84**, 235319 (2011).



# Граничные условия и условия сшивки

$$\psi_{in}(x, y) = 0$$

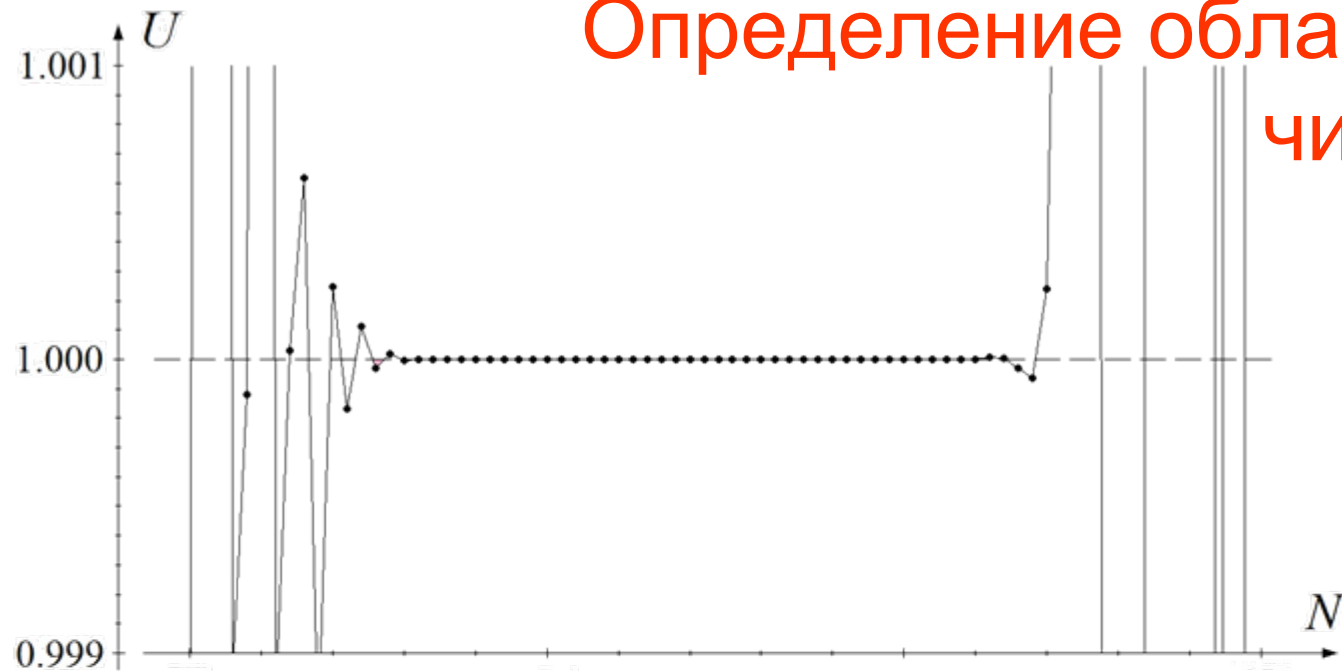
$$\begin{cases} \psi_{out}^{(j)} |_{x=a_j} = \psi_{in} |_{x=a_j} \\ \frac{d}{dx} \psi_{out}^{(j)} |_{x=a_j} = \frac{d}{dx} \psi_{in} |_{x=a_j} \end{cases}$$



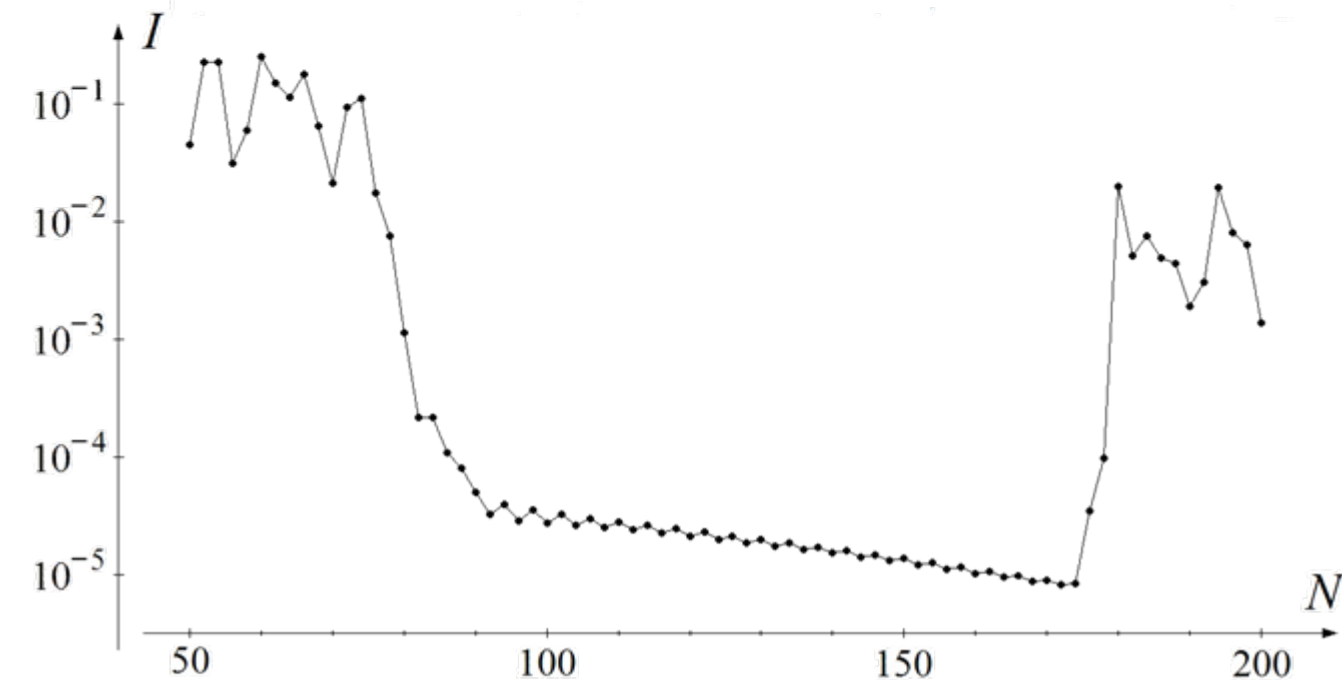
$$F(S) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} F_l e^{i \left( \frac{2\pi l S}{\Lambda} \right)} \rightarrow F_l = \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} F(S) e^{-i \left( \frac{2\pi l S}{\Lambda} \right)} dS$$

$$\int_0^{2\pi} \tilde{c}(\theta) \cdot A_l(\theta) \cdot d\theta + \int_0^{2\pi} \tilde{d}(\theta) \cdot B_l(\theta) \cdot d\theta = D_l$$

# Определение области сходимости численной схемы



$$I = \int_{\alpha_0}^{\pi - \alpha_0} |\psi_{in}(R, \alpha)|^2 R d\alpha$$



$$U = |c_1|^2 + |c_2|^2 + |c_3|^2 + |c_4|^2$$