Нелинейная динамика и хаос в процессах излучения заряженных частиц, движущихся в неодномерных пространственно-периодических структурах

Светлана Сытова

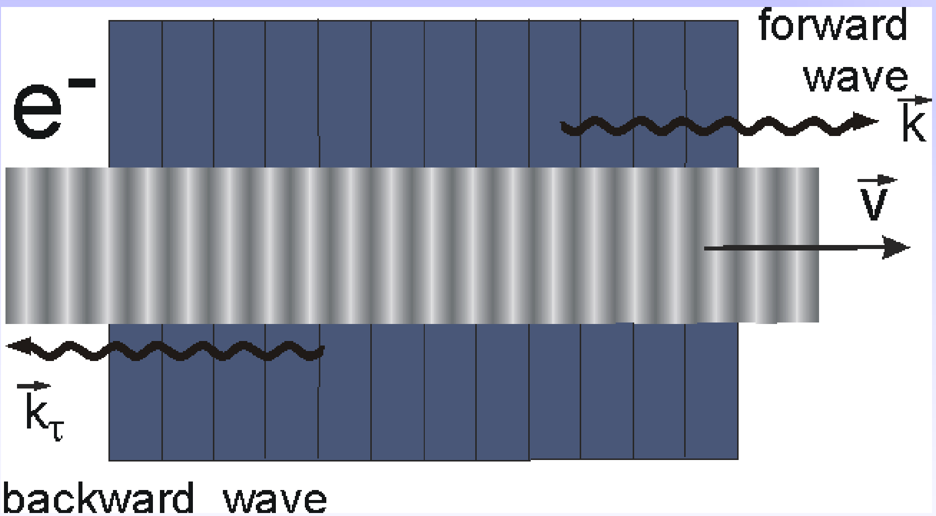
Институт ядерных проблем Белгосуниверситета

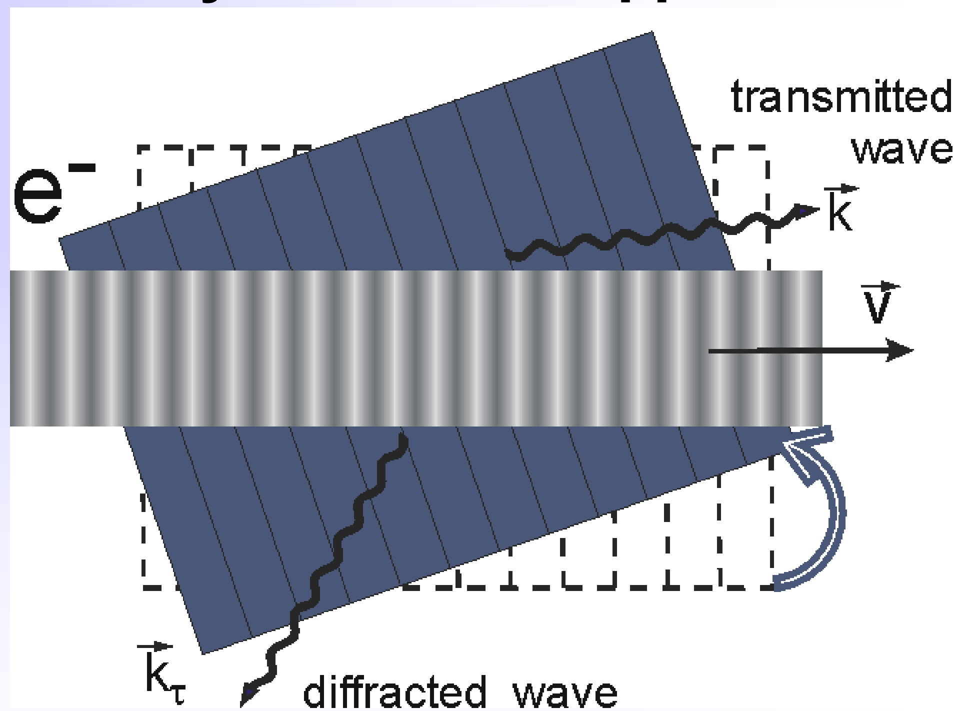
sytova@inp.bsu.by

BSU *INP*

Основная особенность объемного лазера на свободных электронах (ОЛСЭ) -

объемная (неодномерная) многоволновая распределенная обратная связь в условиях дифракции*



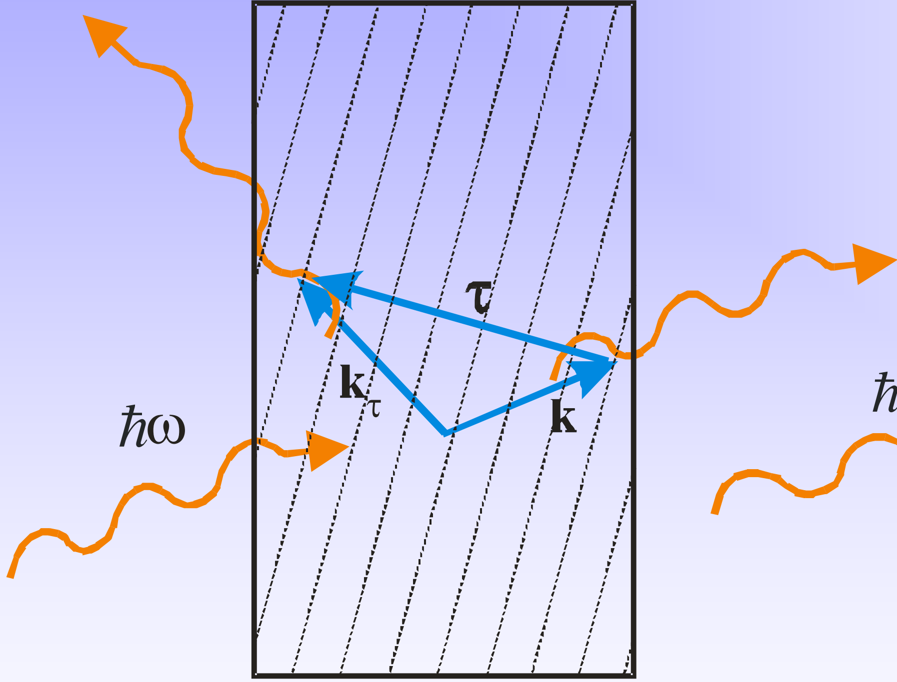


*V.G.Baryshevsky, I.D.Feranchuk, Phys.Lett. 102A (1984) 141,

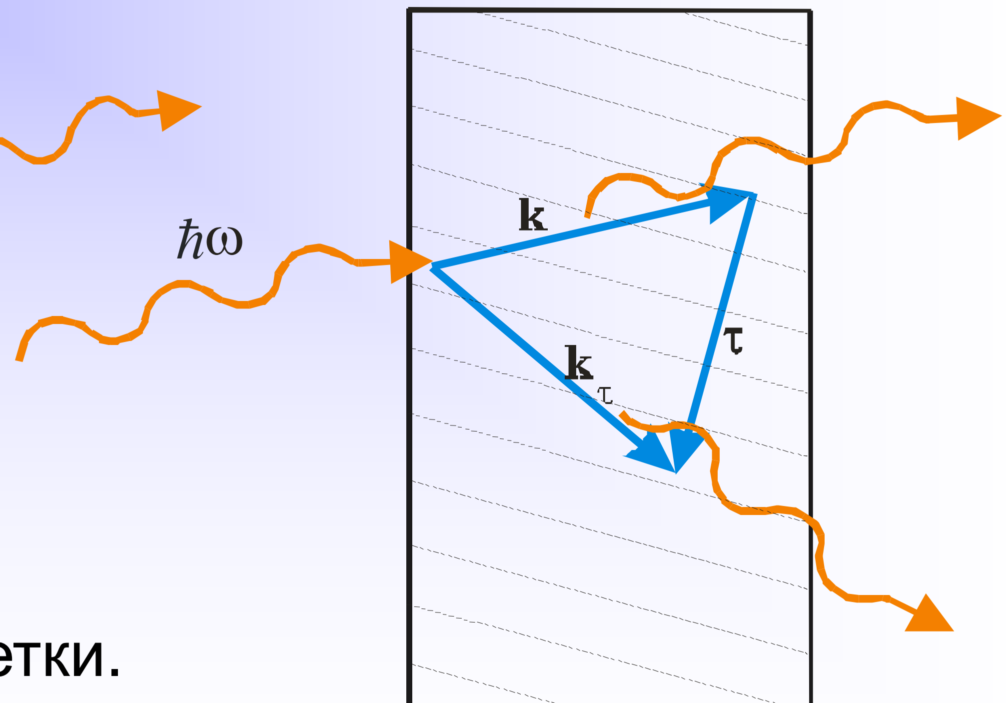
В.Г.Барышевский, ДАН СССР, 299(1988), 1363

Различные геометрии дифракции

Геометрия Брэгга



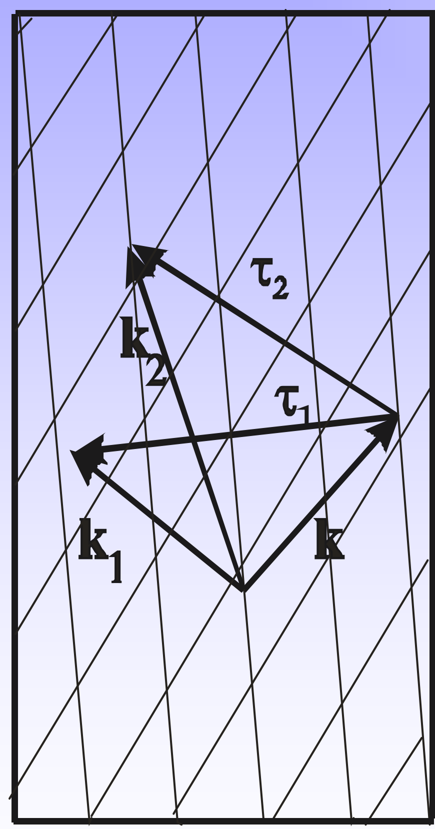
Геометрия Лауэ

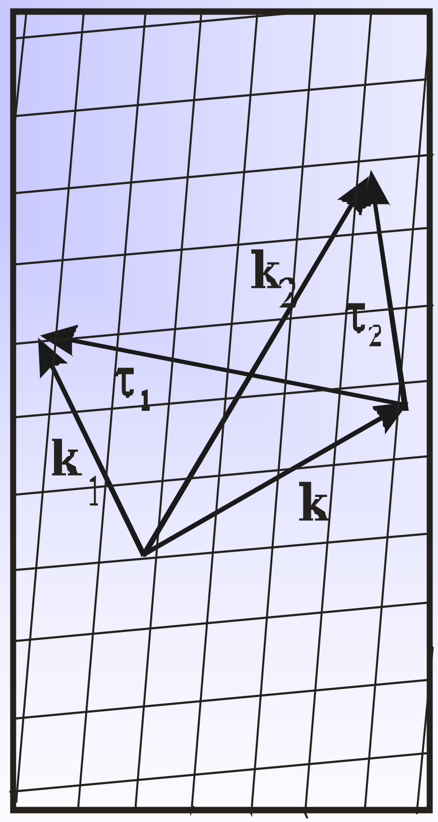


τ – вектор обратной решетки.
Принципы динамической дифракции справедливы в диапазонах от рентгеновского до терагерцового

Различные геометрии дифракции

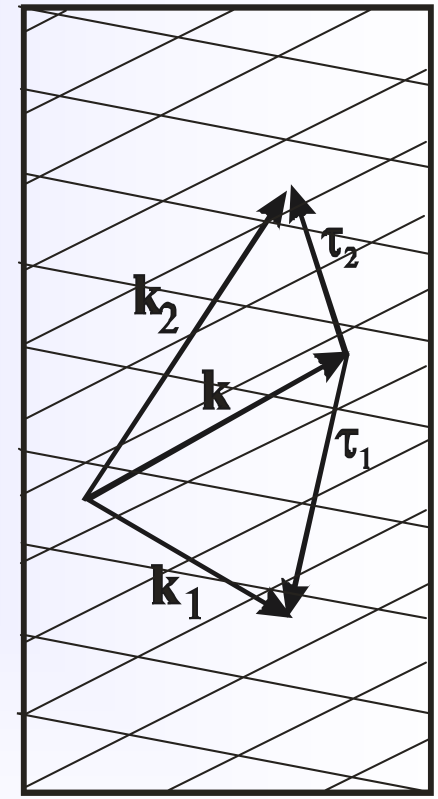
Геометрия Брэгг-Брэгг





Геометрия Брэгг-Лауэ

Геометрия Лауэ-Лауэ



Новый закон неустойчивости* электронного пучка, движущегося в пространственно-периодической среде

Инкремент неустойчивости в точках вырождения корней дисперсионного уравнения:

$$\boxed{G \sim \sqrt[3+s]{\rho}}$$

вместо $\sim \sqrt[3]{\rho}$ **для других систем (ЛОВ, ЛБВ, ЛСЭ и др.)**

Пороговый ток в точках вырождения корней дисперсионного уравнения:

$$\boxed{j_{start} \sim 1 \Big/ (kL)^{3+2s}}$$

вместо $\sim (kL)^{-3}$ **для других систем.**

s **– число дополнительных волн, возникающих в системе вследствие дифракции.**

****V.G.Baryshevsky, I.D.Feranchuk, Phys.Lett. 102A (1984) 141,***

В.Г.Барышевский, ДАН СССР, 299(1988), 1363

Новый закон неустойчивости* электронного пучка, движущегося в пространственно-периодической среде

В одномерном случае из неявных выражений[1] для процессов генерации в ЛСЭ с распределенной обратной связью и гофрированным волноводом, можно получить следующее выражение[2] для порогового тока, которое совпадает с пороговым током для случая ОЛСЭ:

$$-\frac{\pi^2 n^2}{4}(CL')^3 f(y) = \frac{2\pi^2 n^2}{(\sigma L')^2}$$

где $L' = \frac{\omega}{c} L$, $C \sim I^{1/3}$ - обобщенный параметр Пирса.

[1]В.Л.Братман, Н.С.Гинзбург, Г.Г.Денисов, Письма ЖТФ 7, вып. 21 (1981), 1320–1324.
[2]V.G.Baryshevsky "High Power Microwave and Optical Volume Free Electron Lasers (VFELs)", 2012, arXiv:1211.4769

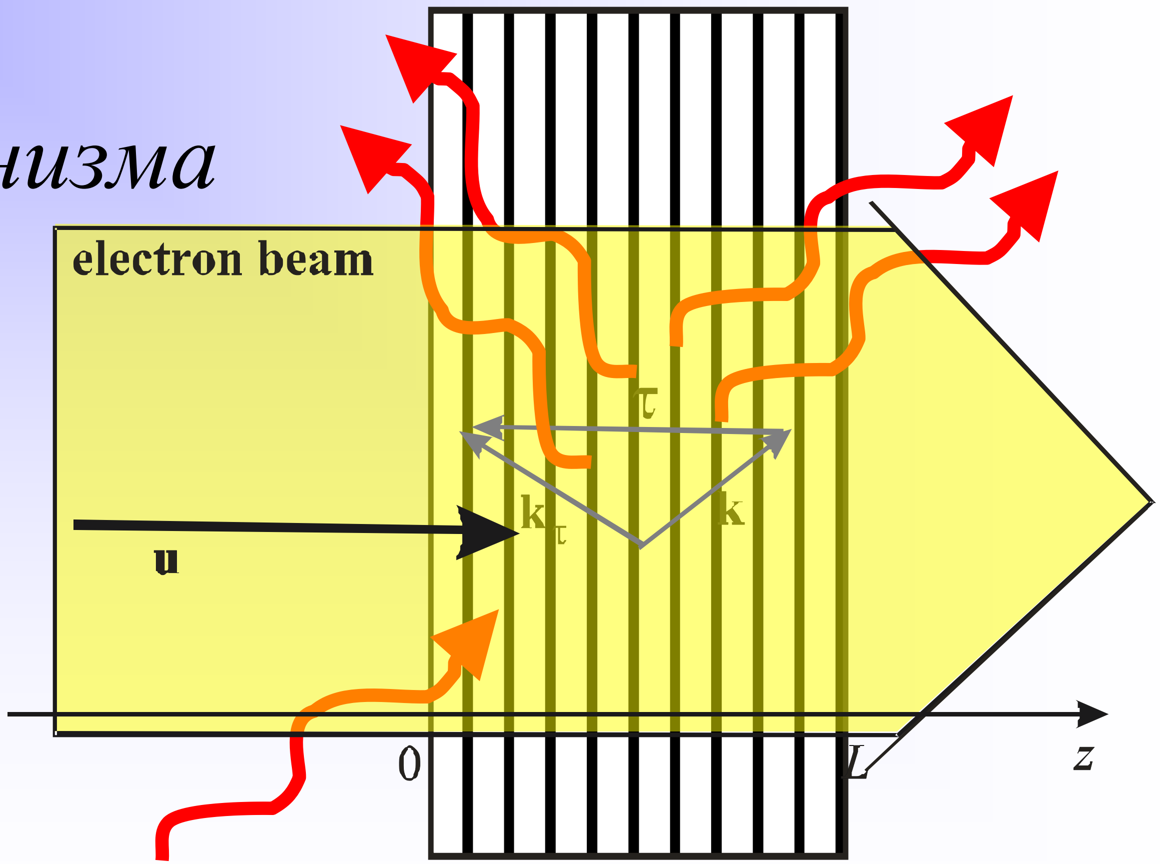
Основные принципы ОЛСЭ:

Условия дифракции

$$2\mathbf{k}\boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\tau}^2 \approx 0$$

Условия синхронизма

$$\left|\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}\right| = \delta\omega$$



Резонатор

Система для двухволнового ОЛСЭ

$$\frac{\partial E}{\partial t}+\gamma_0 c\frac{\partial E}{\partial z}+0.5i\omega lE-0.5i\omega\chi_\tau E_\tau=$$

$$=2\pi j\Phi\int\limits_0^{2\pi}\frac{2\pi-p}{8\pi^2}\left(e^{-i\theta(t,z,p)}+e^{-i\theta(t,z,-p)}\right)dp,$$

$$\frac{\partial E_\tau}{\partial t}+\gamma_1 c\frac{\partial E_\tau}{\partial z}-0.5i\omega\chi_{-\tau}E+0.5i\omega l_1 E_\tau=0$$

$l_i=\dfrac{k_i^2c^2-\omega^2\varepsilon_0}{\omega^2}, \quad i=0,1,$ **- системные параметры,**

$l=l_0+\delta, \quad \delta$ **- отклонение от условия синхронизма,**

$\Phi=\sqrt{l_0+\chi_0-1/(u/c\gamma)^2},$

$\gamma_{0,1}$ **– направляющие косинусы,** $\beta=\gamma_0/\gamma_1$ **- фактор асимметрии,**

$\chi_0,\ \chi_{\pm1}$ **- Фурье-компоненты диэлектрической проницаемости среды.**

Уравнения для электронного пучка

$$\frac{\partial^2\theta(t,z,p)}{\partial z^2} = \frac{e\Phi}{m\gamma^3\omega^2}\left(k - \frac{\partial\theta(t,z,p)}{\partial z}\right)^3 \operatorname{Re}\big(E(t - z/u, z)\big)\times$$

$$\times\exp(i\theta(t,z,p)),$$

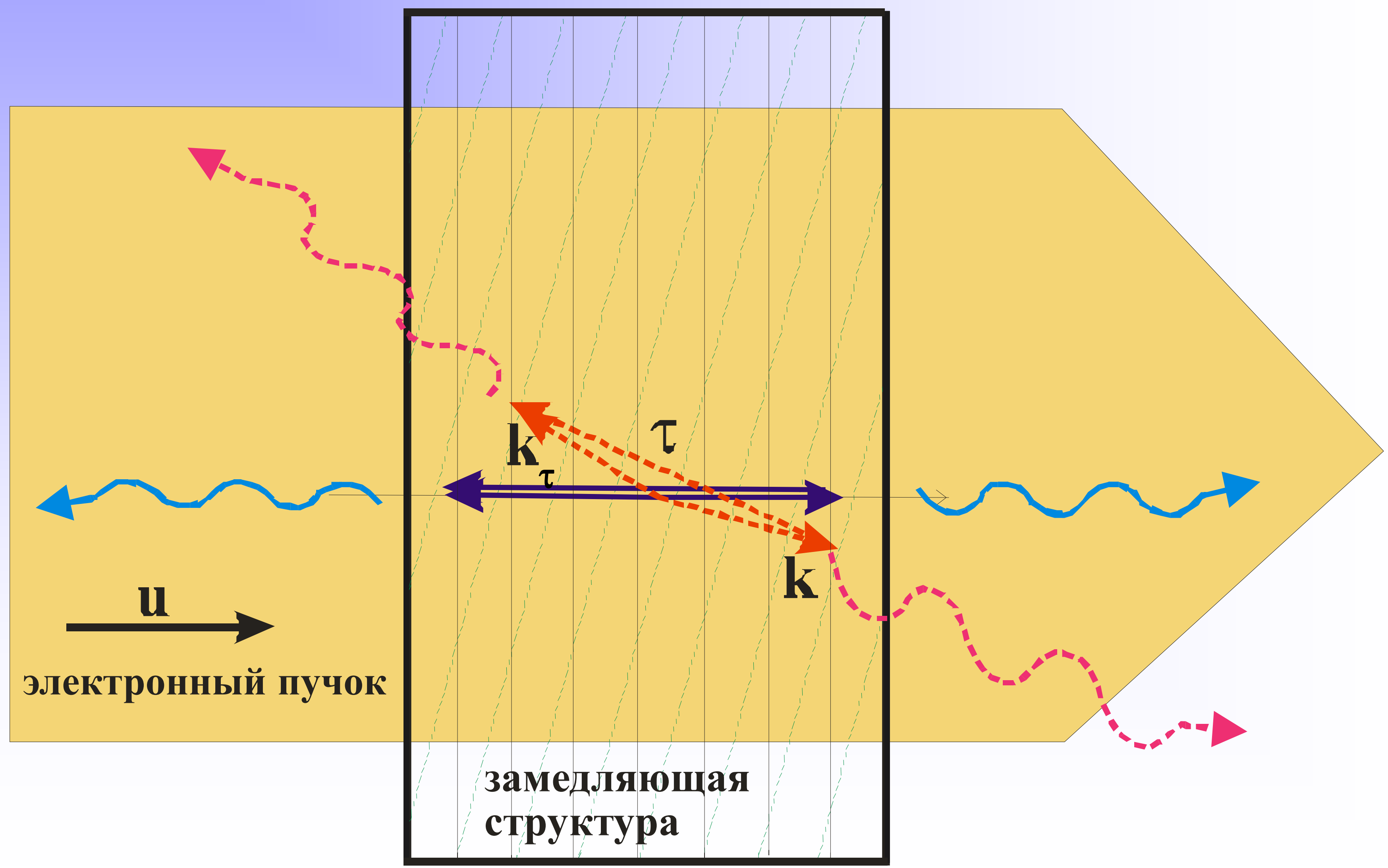
$$\frac{\partial\theta(t,0,p)}{\partial z} = k - \omega/u, \quad \theta(t,0,p) = p,$$

$$t > 0, \quad z \in [0,L], \quad p \in [-2\pi, 2\pi]$$

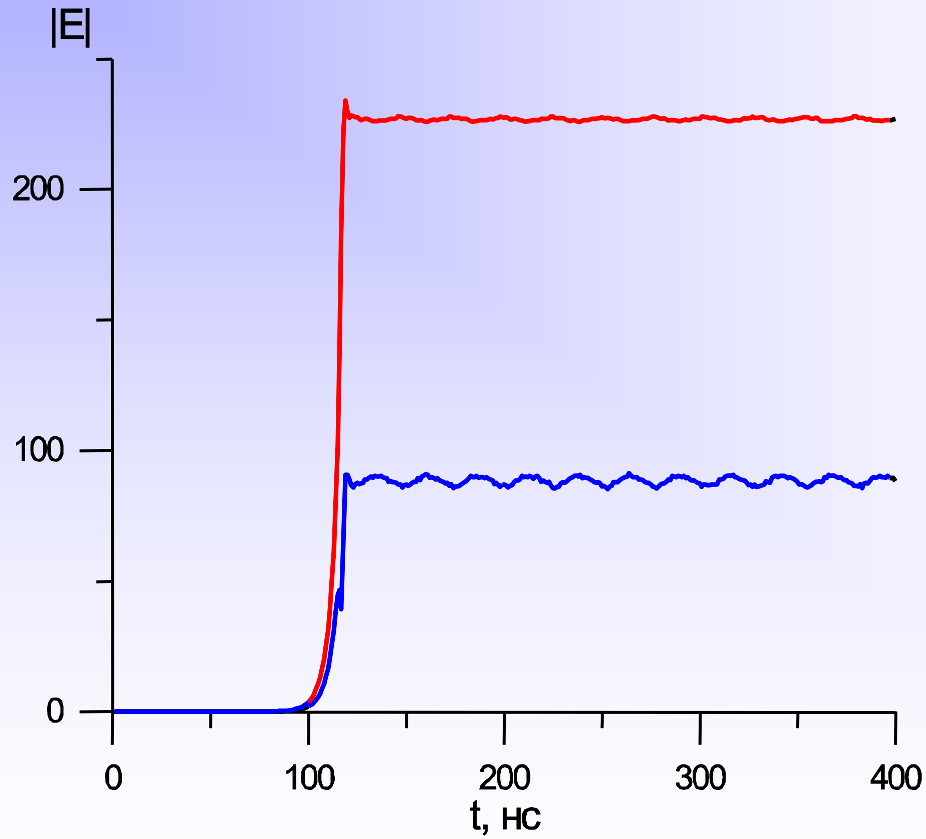
$\theta(t,z,p)$ **- фаза электронов пучка по отношению к электромагнитной волне**

Использован метод усреднения по фазам влета релятивистских электронов в область взаимодействия (по моменту и по поперечной координате влета электронов в область взаимодействия)

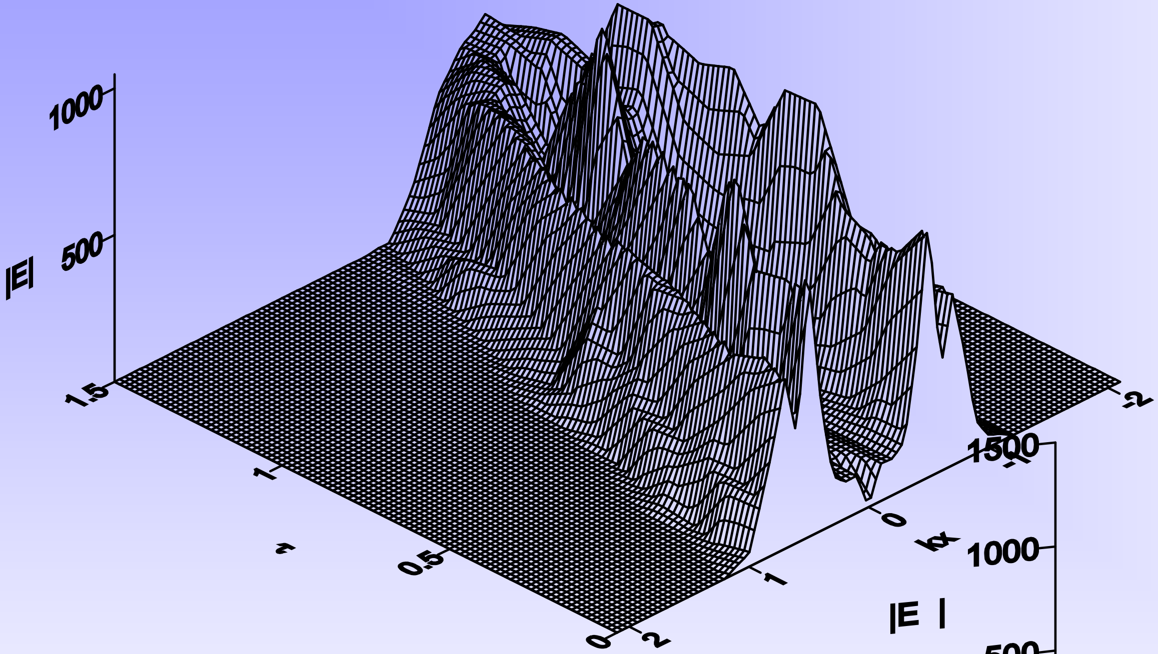
Сравнение одномерной и двумерной РОС

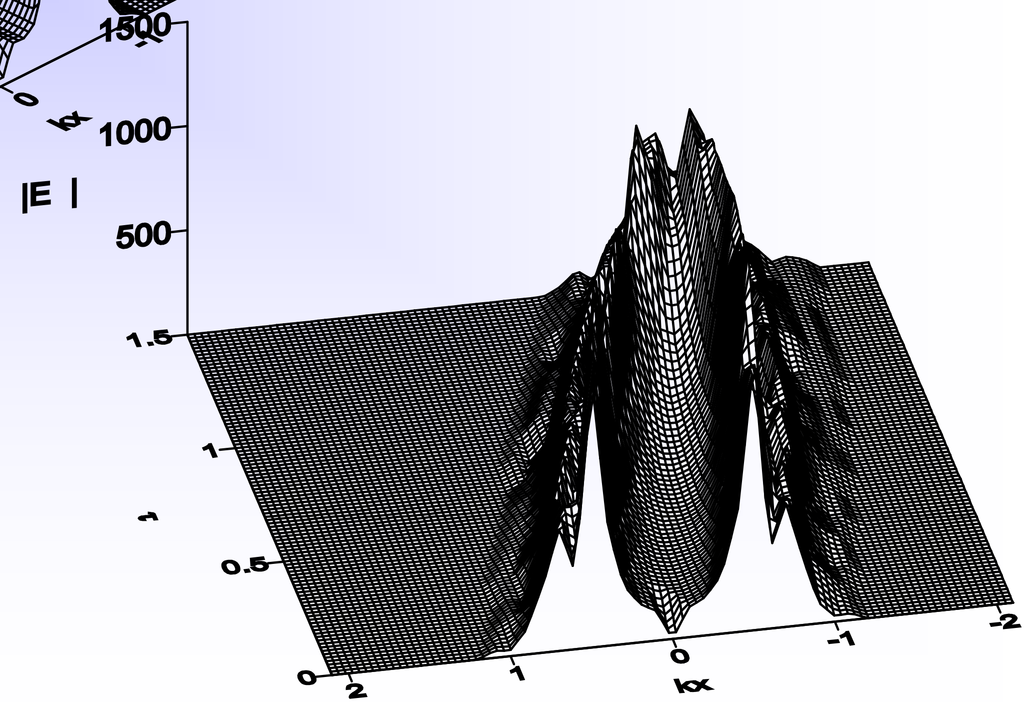


Временная зависимость амплитуд проходящей волны (синяя кривая) и дифрагированной волны (красная кривая) в одномерной геометрии

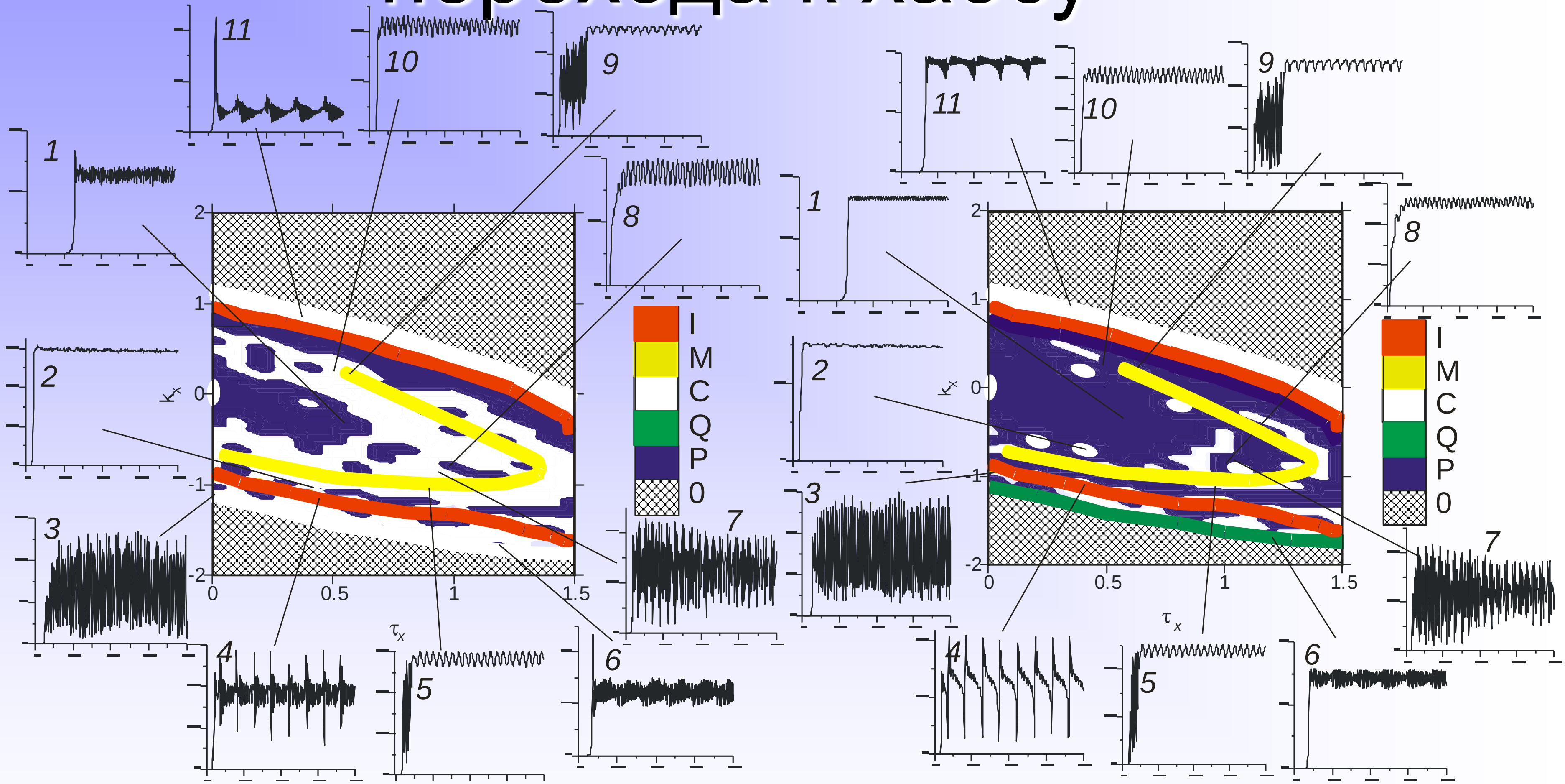


Зависимость амплитуд от геометрии дифракции



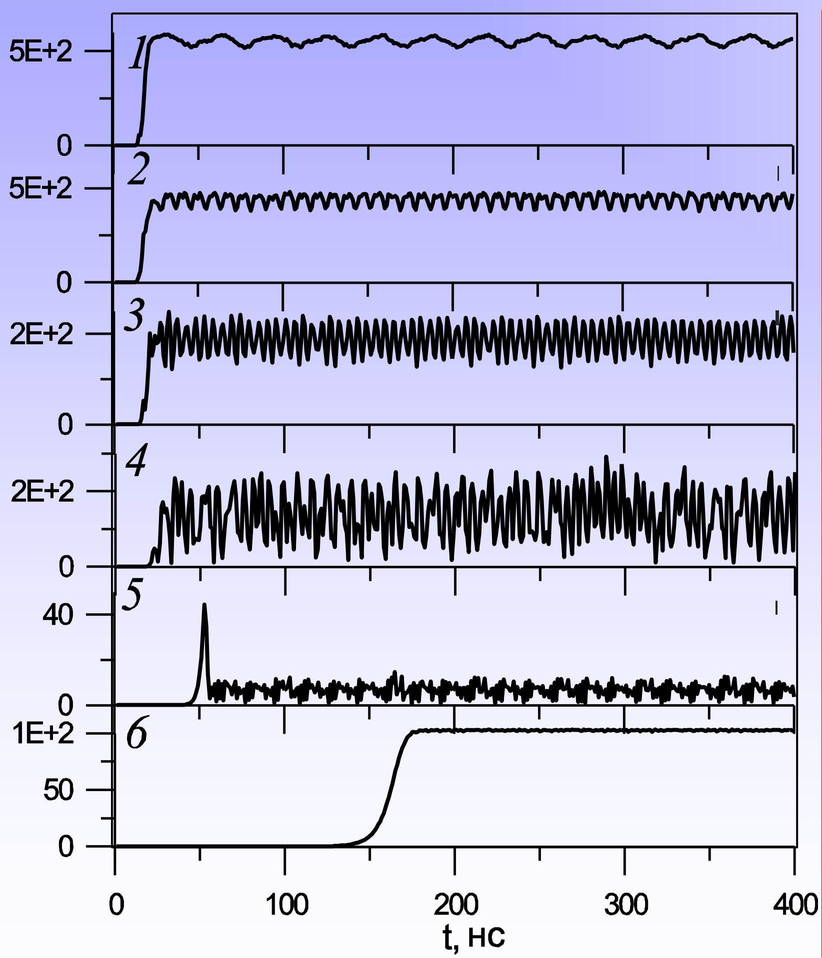


Параметрические карты перехода к хаосу



0 означает, что плотность тока находится ниже порога. P – периодические режимы, Q – квазипериодичность, C – хаос, I – перемежаемость, M – переход между высокоамплитудными и низкоамплитудными режимами. По краям приведены зависимости амплитуды |*E*(*L*,*t*)| от времени (в нс)

Переходы между динамическими режимами для $k_x = 0$ и $k_x = -0.5$



$\tau_x = 0.9$

1.0

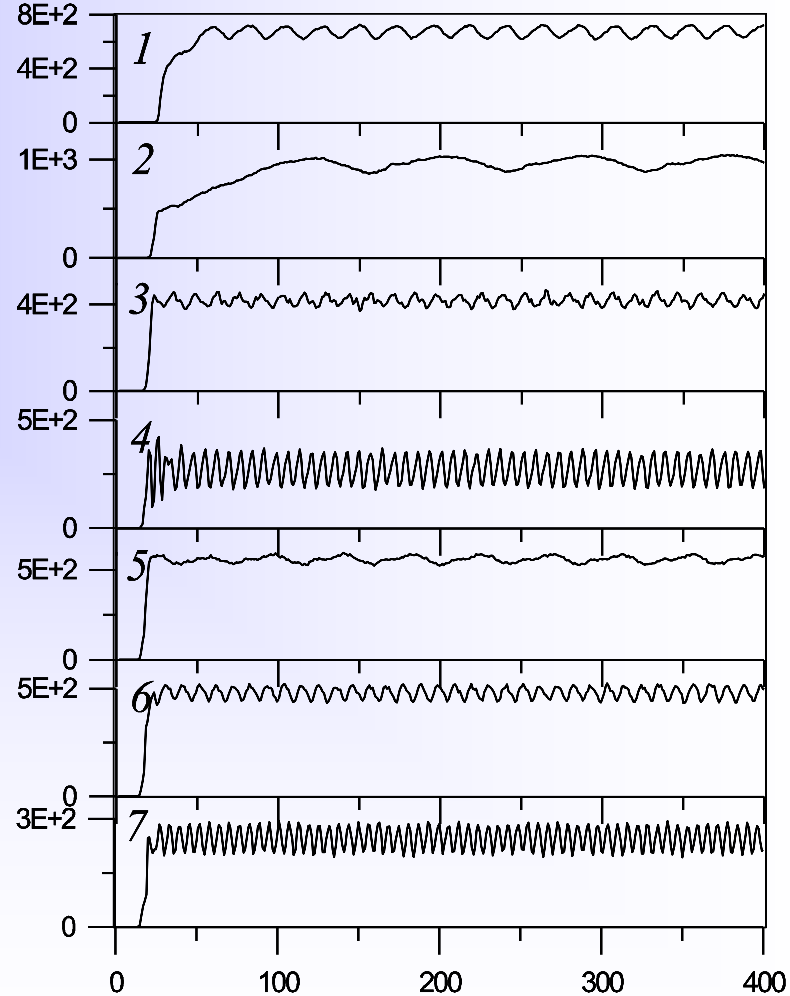
1.1

1.2

1.3

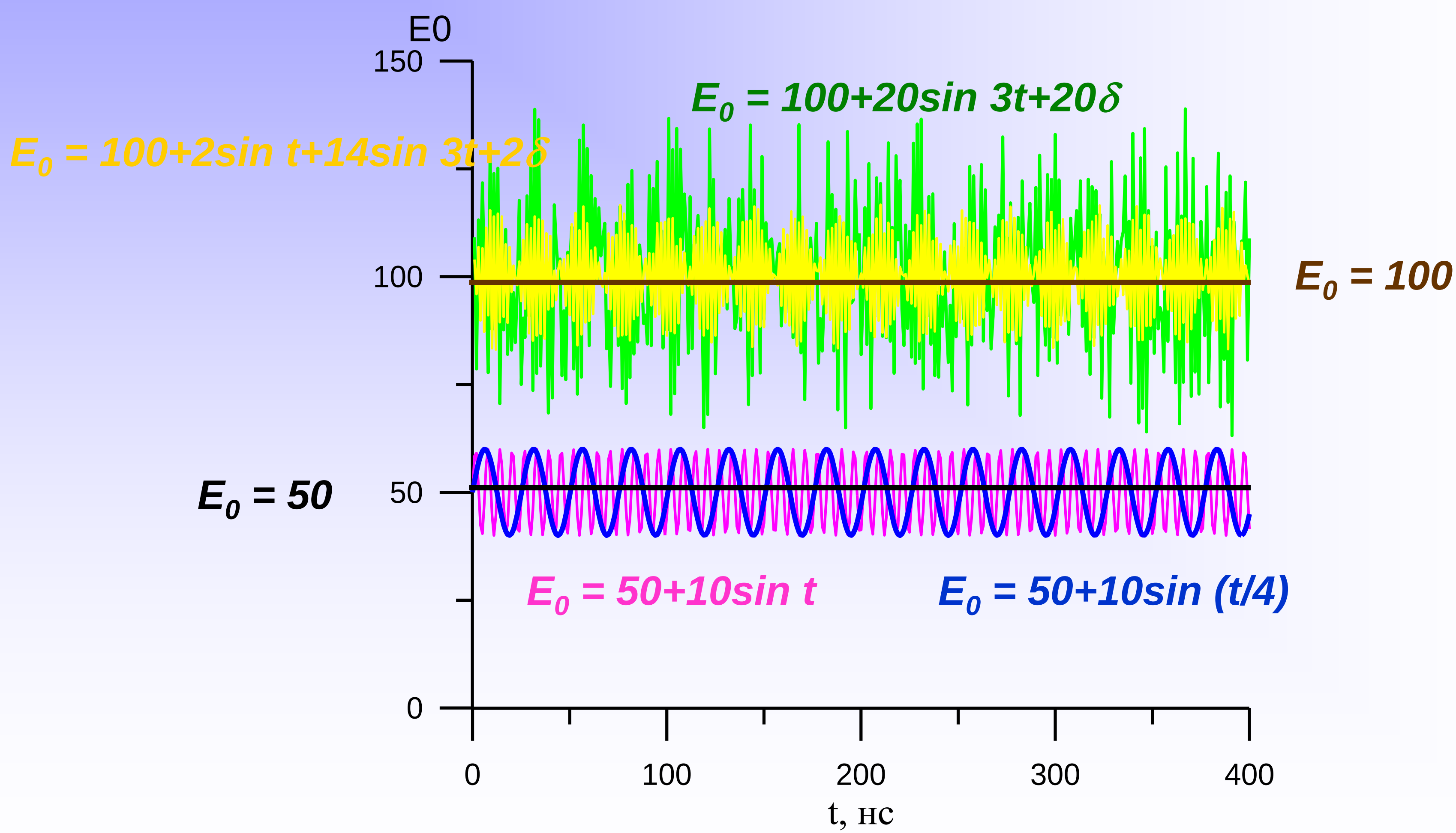
1.4

1.5



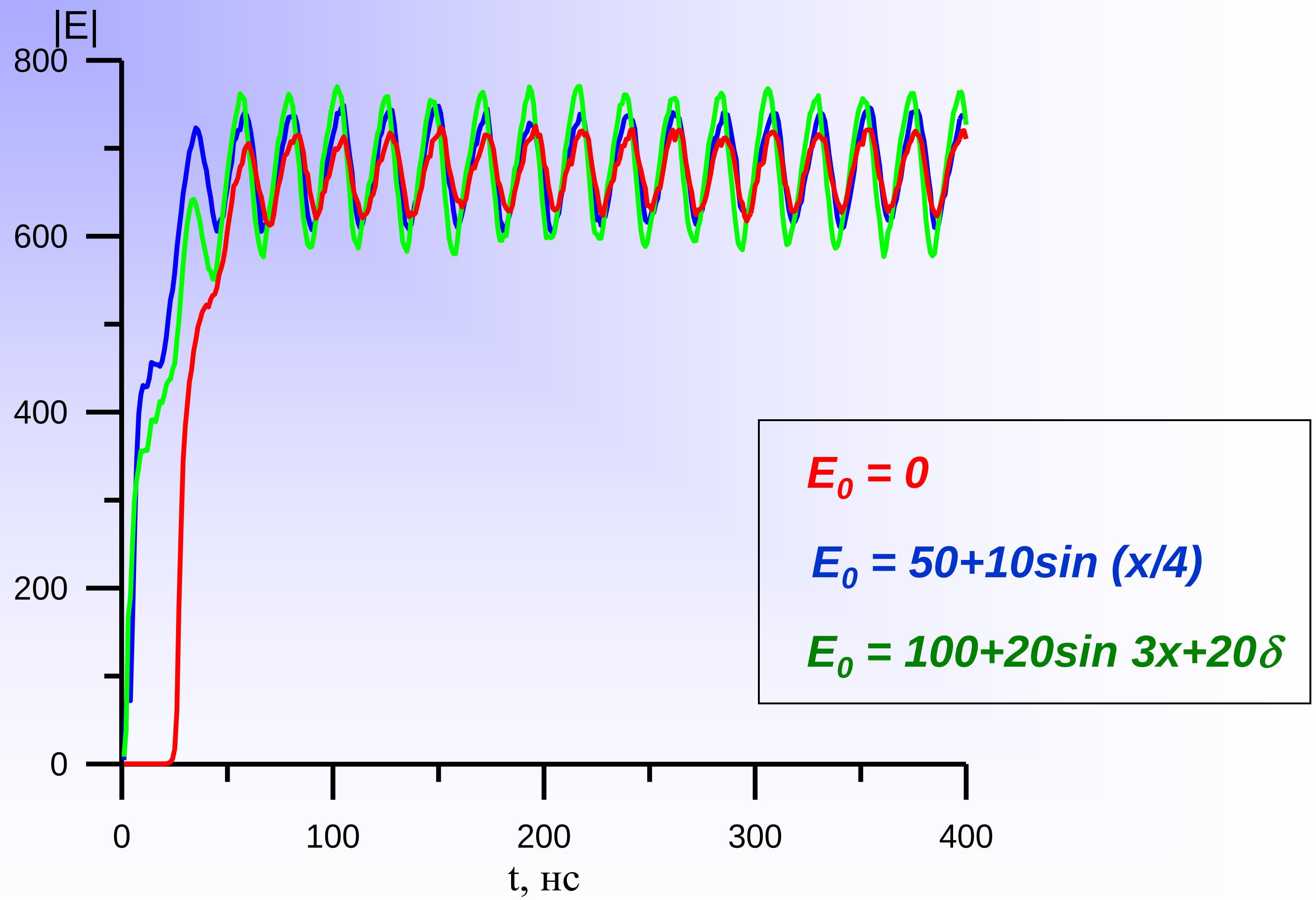
Способ контроля за динамикой ОЛСЭ – изменение геометрии ОРОС

Влияние внешних сигналов на характер решения в ОЛСЭ

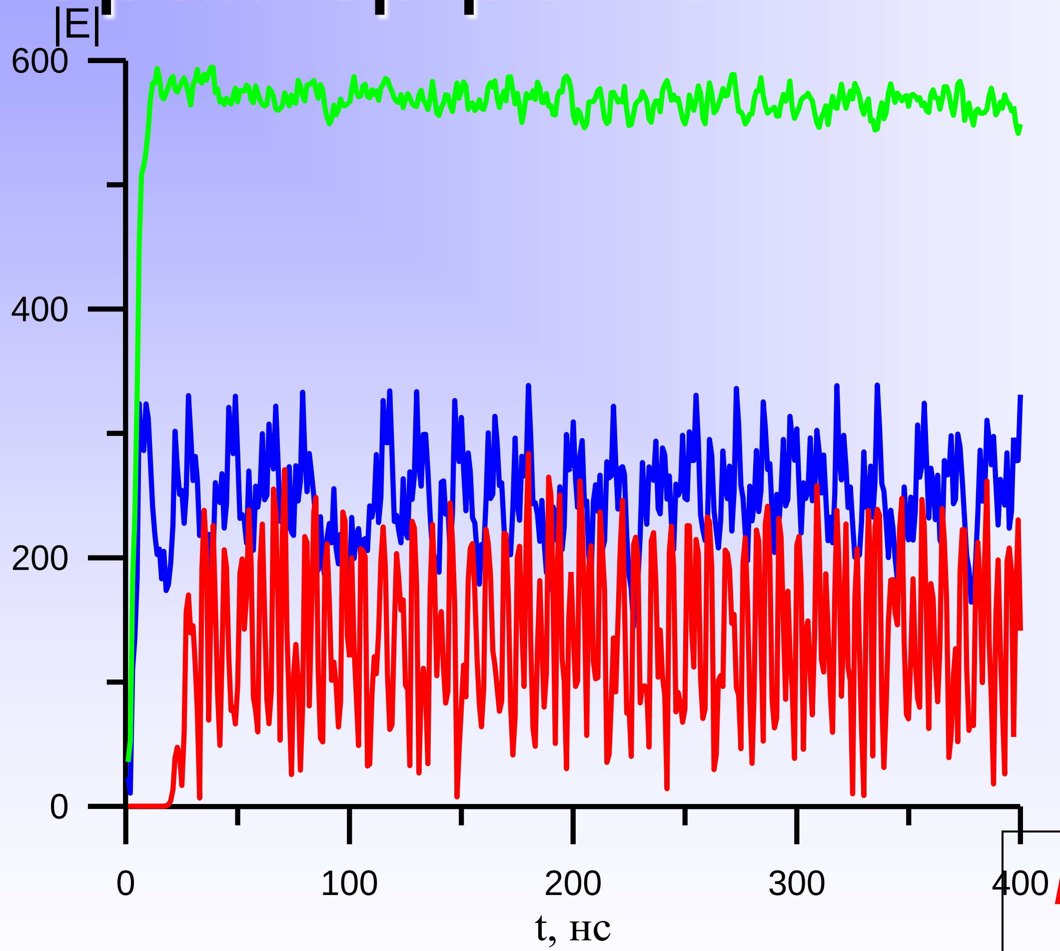


δ – случайное число из интервала [0,1]

Влияние внешних сигналов на характер решения в ОЛСЭ



Влияние внешних сигналов на характер решения в ОЛСЭ

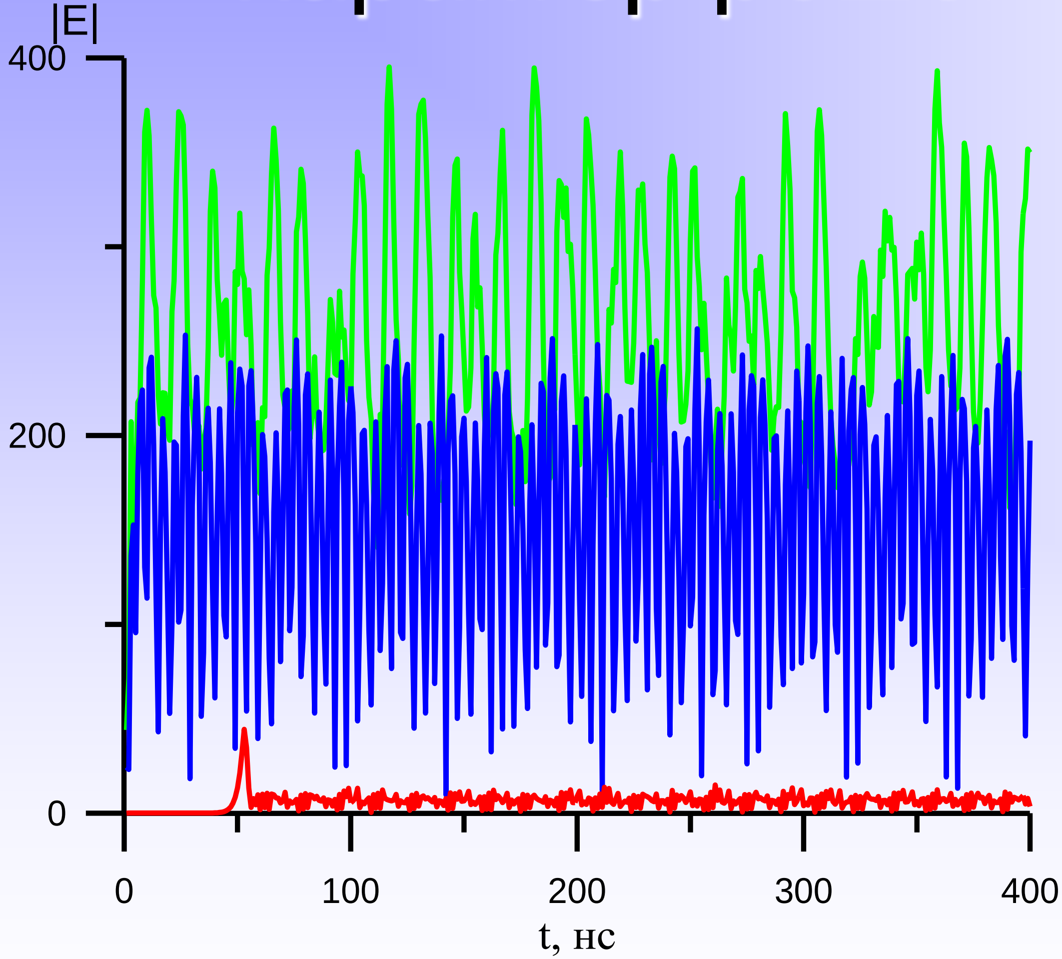


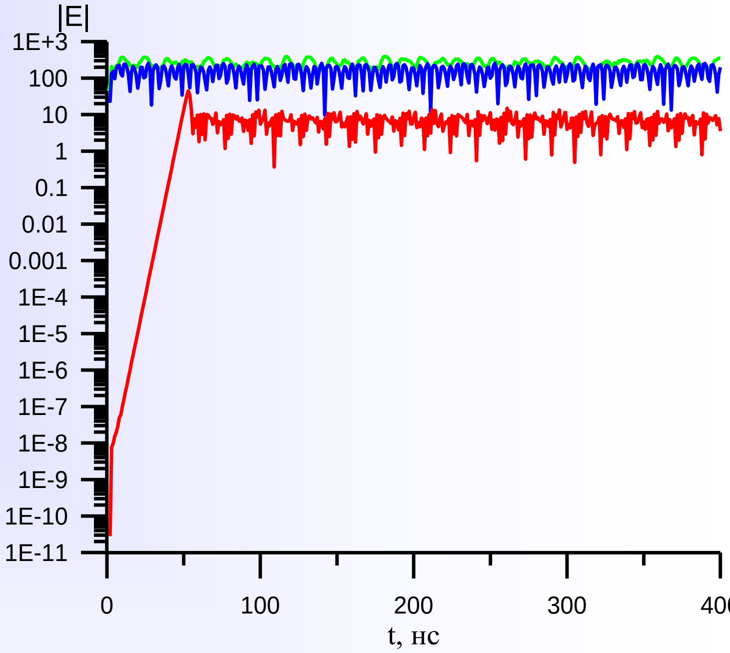
E_0 = 0

E_0 = 50+10sin (x/4)

E_0 = 100+20sin 3x+20δ

Влияние внешних сигналов на характер решения в ОЛСЭ





$E_0 = 0$

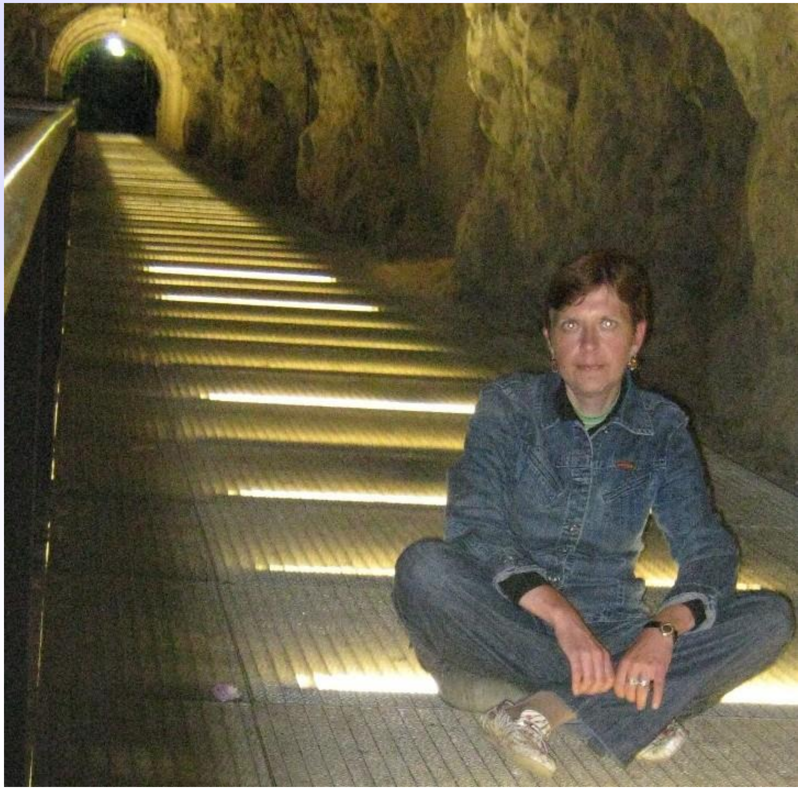
$E_0 = 50+10\sin(x/4)$

$E_0 = 100+20\sin 3x+20\delta$

Выводы

- Изменение геометрии неодномерной дифракции ведет к изменению типа динамического хаотического решения и выбором геометрии ОЛСЭ можно реализовать периодическую динамику вместо хаотической.
- Неодномерная геометрия дифракции представляет сложную картину переходов между различными хаотическими динамическими режимами и позволяет специальным выбором параметров геометрии получить большие значения амплитуд полей при генерации ОЛСЭ по сравнению с одномерной геометрией, а также принципиально другой тип решения.
- Рассмотрено влияние внешних сигналов на характер решения в ОЛСЭ. Показано, что специальным выбором параметров внешних сигналов можно получить большие значения амплитуд полей, а также принципиально другой тип решения. Таким образом показана эффективность использования многосекционных ОЛСЭ.

Спасибо за внимание!



sytova@inp.bsu.by