

Хаос в объемных лазерах на свободных электронах

Светлана Сытова
Институт ядерных проблем

Белгосуниверситета

sytova@inp.minsk.by



Содержание

- Что такое объемные лазеры на свободных электронах (ОЛСЭ)
- Физические и математические модели ОЛСЭ
- Что нового
- Переход к хаосу в ОЛСЭ
- Выводы

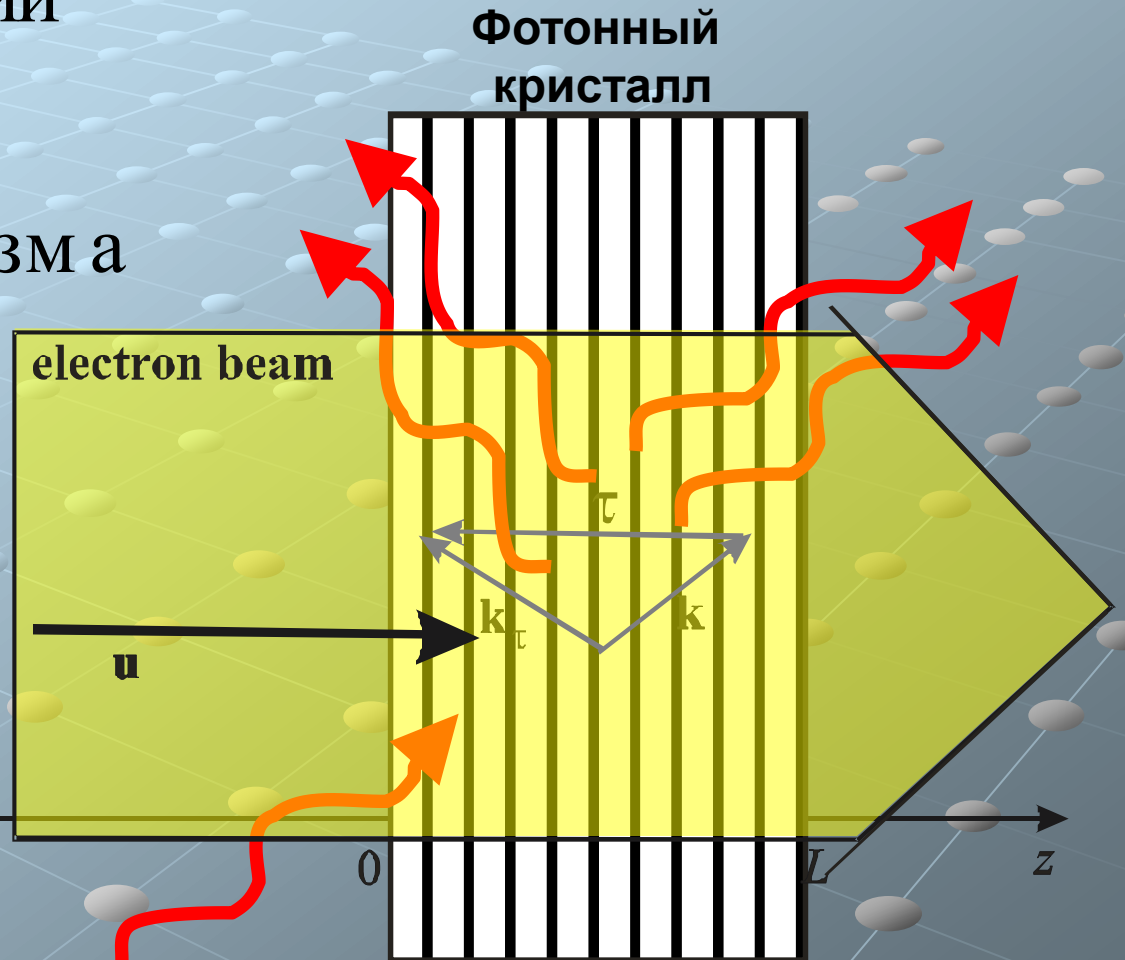
Основные принципы работы ОЛСЭ

Условия дифракции

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

Условия синхронизма

$$|\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}| = \delta\omega \approx 0$$

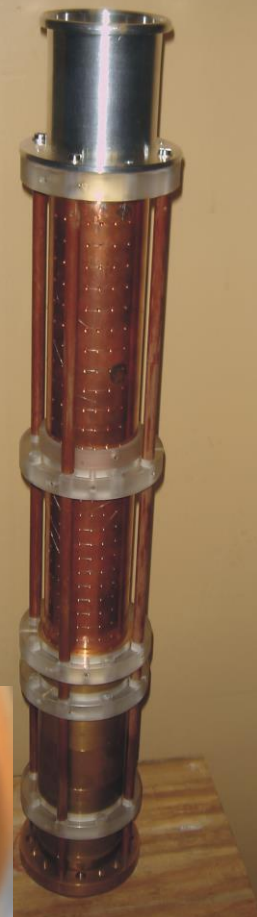
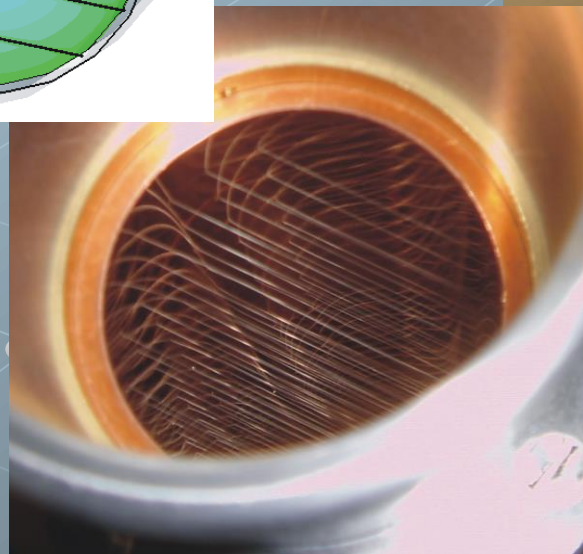
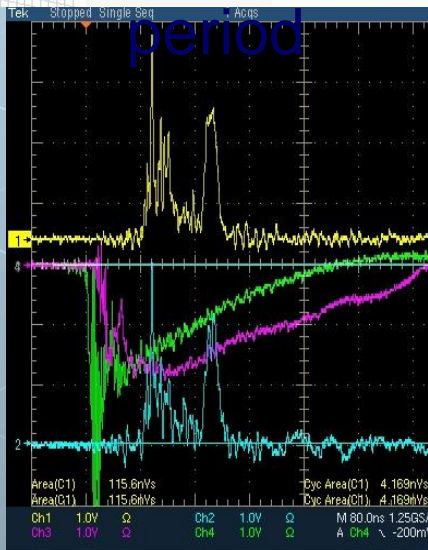
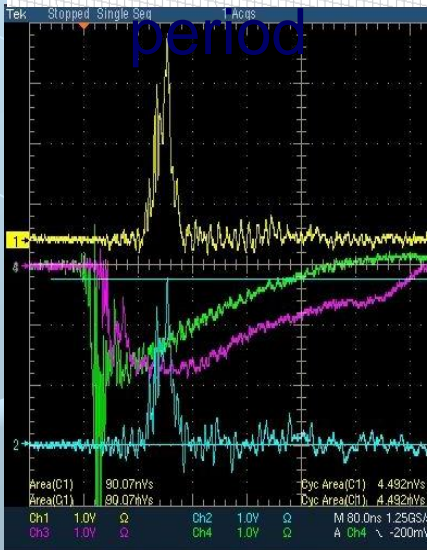
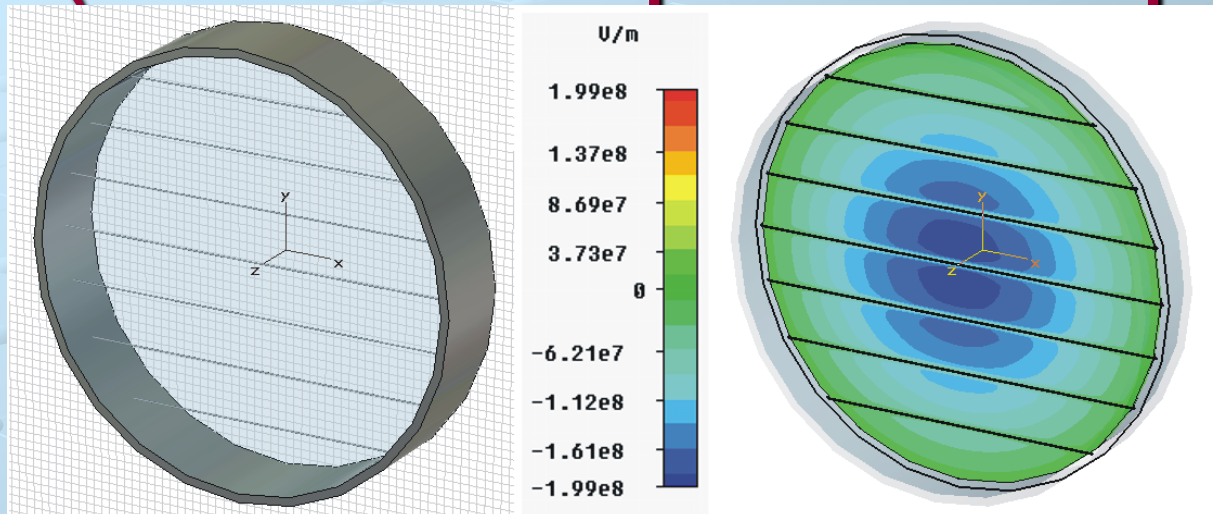


$$j_{start} \sim \frac{1}{(kL)^{3+2s}}$$

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

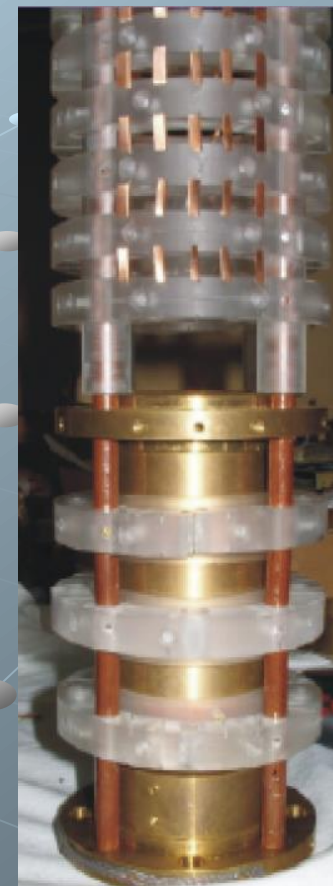
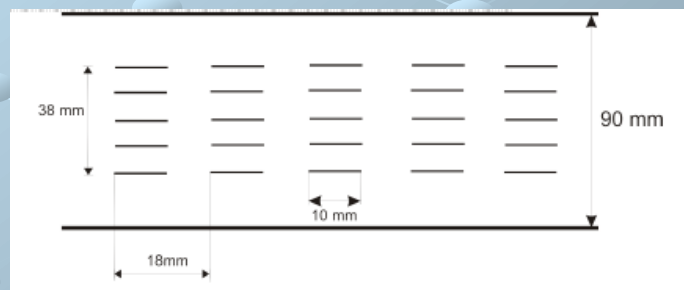
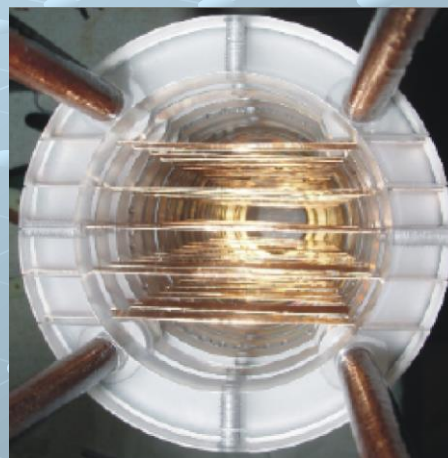
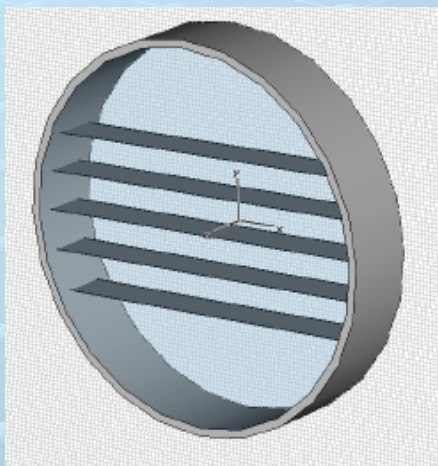
В.Г.Барышевский, *ДАН СССР*, 299(1988), 1363

Фотонные кристаллы (сеточные резонаторы)*



**V.G.Baryshevsky et al. Proc. IRMMW-THz 2010; Proc FEL2010.*

Фольговый резонатор*



* V. G. Baryshevsky et al. Proc. IRMMW-THz 2010; Proc. FEL2010.

Система для двухволнового ОЛСЭ

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

$$= 2\pi j\Phi \int_0^{2\pi} \frac{2\pi - p}{8\pi^2} \left(e^{-i\theta(t,z,p)} + e^{-i\theta(t,z,-p)} \right) dp,$$

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

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

$$l = l_0 + \delta, \quad \delta - \text{отклонение от условия синхронизма,}$$

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

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

$\chi_0, \chi_{\pm 1}$ – Фурье-компоненты диэлектрической проницаемости среды.

Уравнения для электронного пучка

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

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

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

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

Использован метод усреднения по фазам влета релятивистских электронов в область взаимодействия (по моменту t_0 и по поперечной координате влета электронов в область взаимодействия при $z = 0$)

Закон сохранения энергии

$$\frac{\partial W}{\partial t} + P + P_{\tau} = C\eta,$$

$$\eta = \int_0^{2\pi} \frac{2\pi - p}{8\pi^2} \frac{2u^2 - v^2(z=L, p) - v^2(z=L, -p)}{u^2} dp$$

-электронный кпд

$$W = EE^* + E_{\tau}E_{\tau}^* = |E|^2 + |E_{\tau}|^2$$

- энергия, запасенная в резонаторе

$$P = C_1|E(L)|^2 \text{ и } P_{\tau} = C_2|E_{\tau}(0)|^2$$

-потери проходящей и дифрагированной волн

Основные численные результаты

- ▶ Численно получены все основные физические законы функционирования ОЛСЭ включая пороговые условия генерации
- ▶ Показано, что для эффективной генерации существует оптимальный набор параметров ОЛСЭ
- ▶ Получены пороги генерации для экспериментальных установок ОЛСЭ

Что нового?

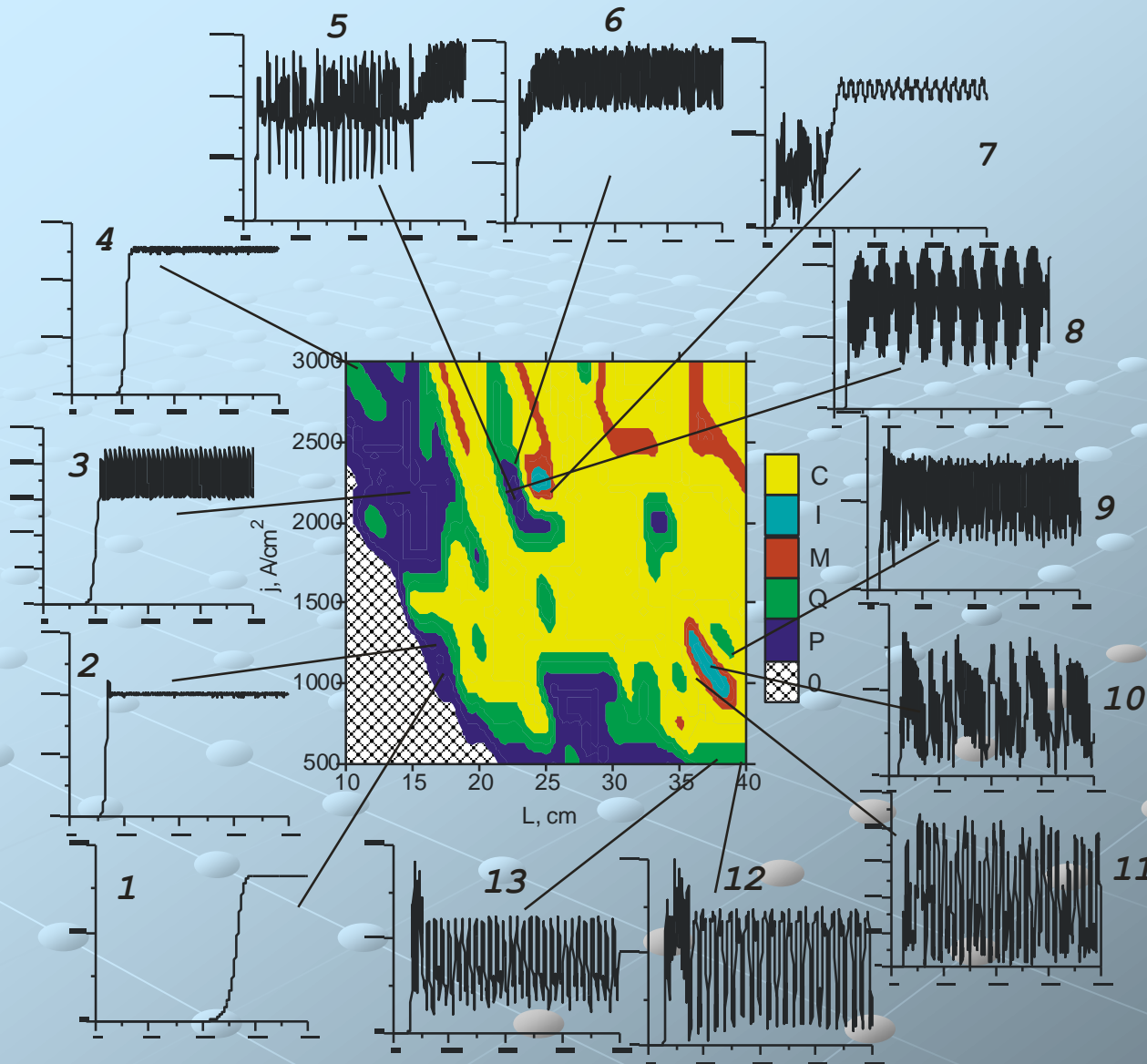
Объемный лазер на свободных электронах как динамическая хаотическая система исследован методами нелинейной динамики

Сложная природа взаимодействия пучка электронов с электромагнитным полем в условиях объемной распределенной обратной связи, реализующейся в фотонных кристаллах при выполнении условий динамической дифракции, приводит к неоднородному распределению интенсивности электромагнитного поля в фотонном кристалле, что в свою очередь ведет к значительным возмущениям в движении электронов и соответственно к многообразию динамики генерации в ОЛСЭ.

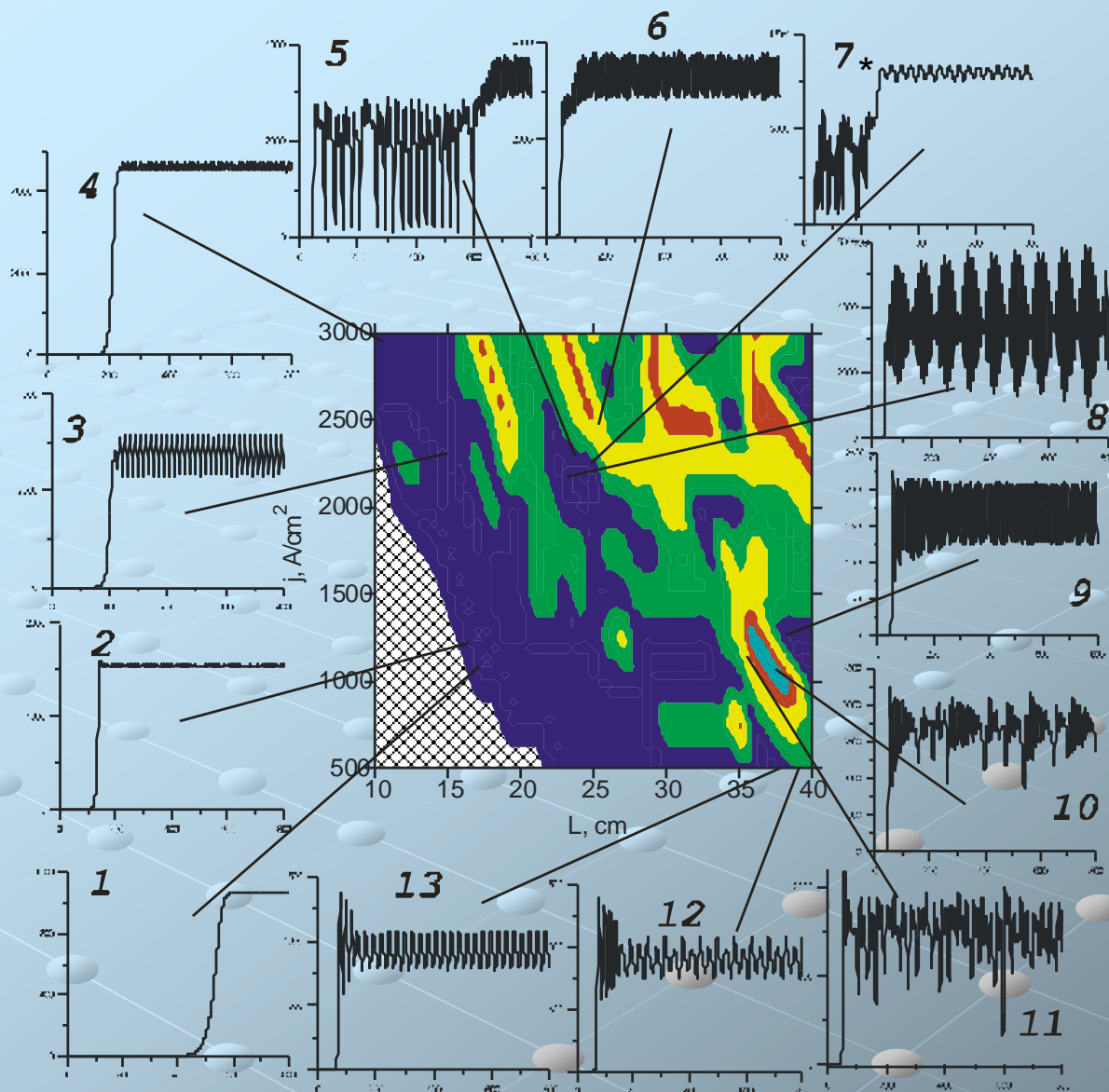
Исследование хаоса в ОЛСЭ

- Были изучены пространственно-временная и фазовая динамика ОЛСЭ.
- Получены следующие динамические режимы работы ОЛСЭ: периодический, квазипериодический, хаотический, перемежаемость, переходной хаос и др., дополненные соответствующими фазовыми портретами, аттракторами и картами Пуанкаре.
- Получены примеры сложной трансформации динамических режимов с наличием областей периодичности, квазипериодичности и хаоса.
- Исследована чувствительность различных режимов к изменению начальных условий.
- Построены параметрические карты перехода к хаосу при изменении плотности тока j и (1) фактора асимметрии, (2) отстройки от точного выполнения условий синхронизма, (3) длины фотонного кристалла, (4) диэлектрической проницаемости среды, (5) системного параметра I_0 .

Параметрическая карта перехода к хаосу при изменении длины фотонного кристалла L и плотности тока j для проходящей волны.



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)



**Параметрическая
 карта
 перехода к хаосу
 при
 изменении длины
 фотонного
 кристалла L и
 плотности тока j
 для
 дифрагированной
 волны.**

***В теории релятивистских ЛОВ обнаружена т.н. cross-excitation instability**
 когда происходит переход от одной моды в режиме насыщения к другой.**

****B.Levush et al. IEEE Trans. Plasma Sci. 20 (1992) 263**

Стационарное решение

Будем искать решение системы в виде:

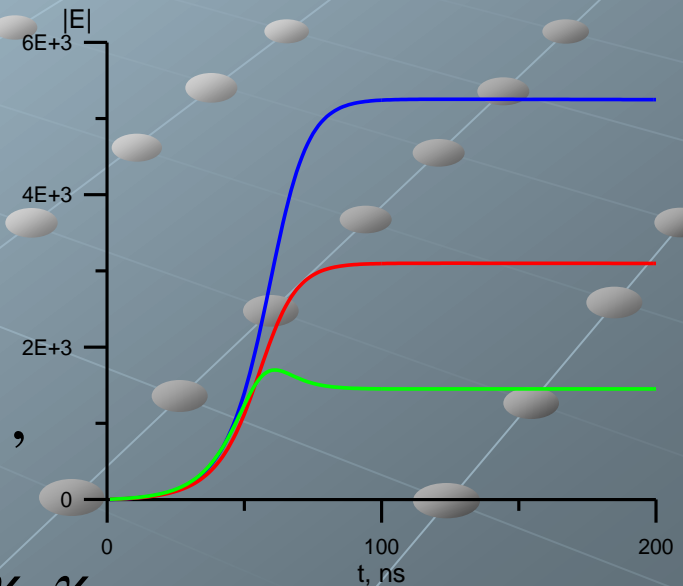
$$\begin{cases} E = C_1 e^{ik\delta_1 z} + C_2 e^{ik\delta_2 z}, \\ E_\tau = s_1 C_1 e^{ik\delta_1 z} + s_2 C_2 e^{ik\delta_2 z}, \\ j = j_1 e^{ik\delta_1 z} + j_2 e^{ik\delta_2 z}. \end{cases}$$

$$\delta_n = (-(l_1 \gamma_0 + l \gamma_1 - \gamma_1 \tilde{j}_n) \pm ((l_1 \gamma_0 + l \gamma_1 - \gamma_1 \tilde{j}_n)^2 - 4\gamma_0 \gamma_1 (l l_1 - r - l_1 \tilde{j}_n))^{1/2}) / (4\gamma_0 \gamma_1),$$

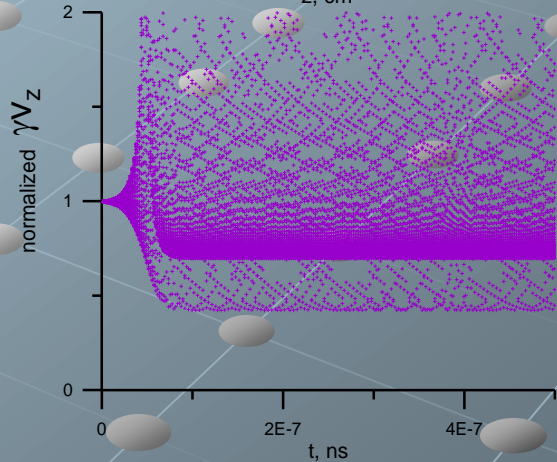
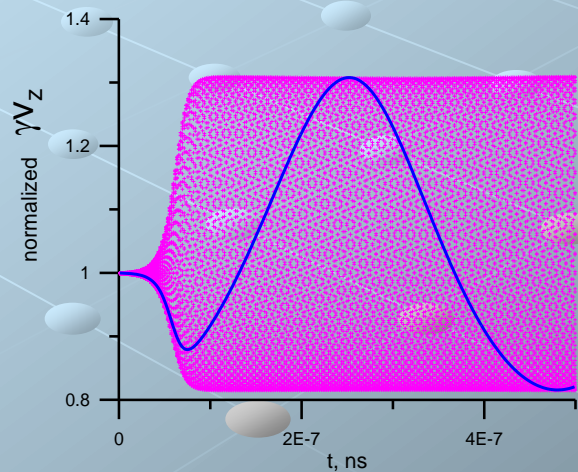
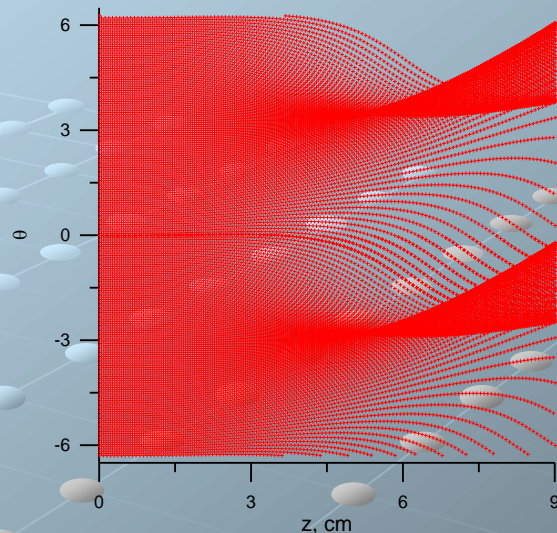
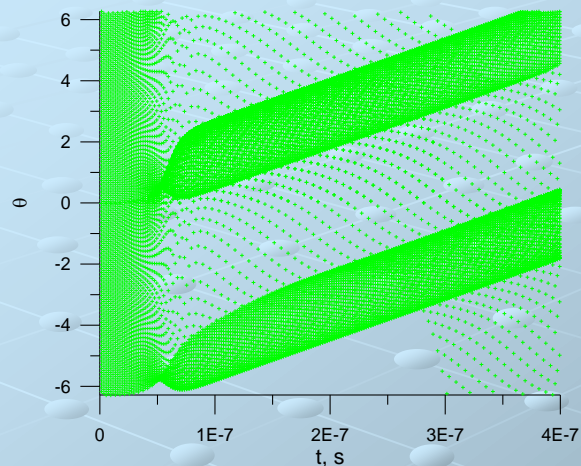
$$s_n = \frac{\chi_{-\tau}}{l_1 + 2\gamma_1 \delta_n}, \quad n = 1, 2$$

$$C_1 = \frac{-E_0 s_2 e_2}{s_1 e_1 - s_2 e_2}, \quad C_2 = \frac{-E_0 s_1 e_1}{s_1 e_1 - s_2 e_2},$$

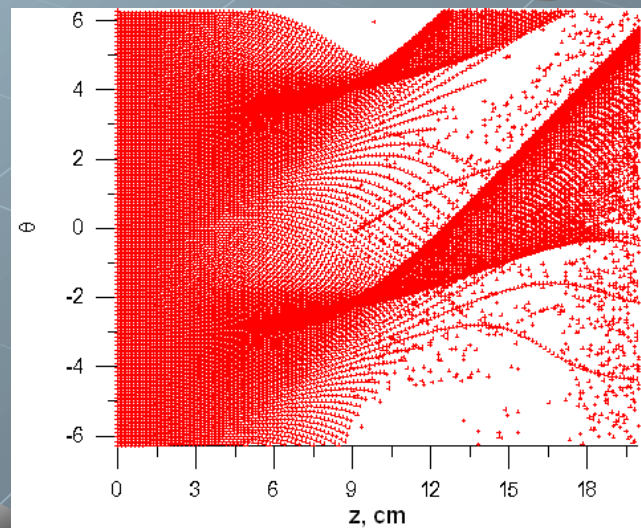
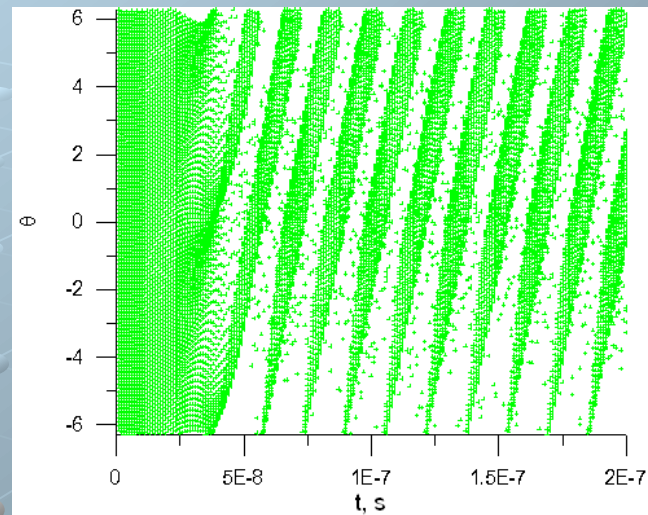
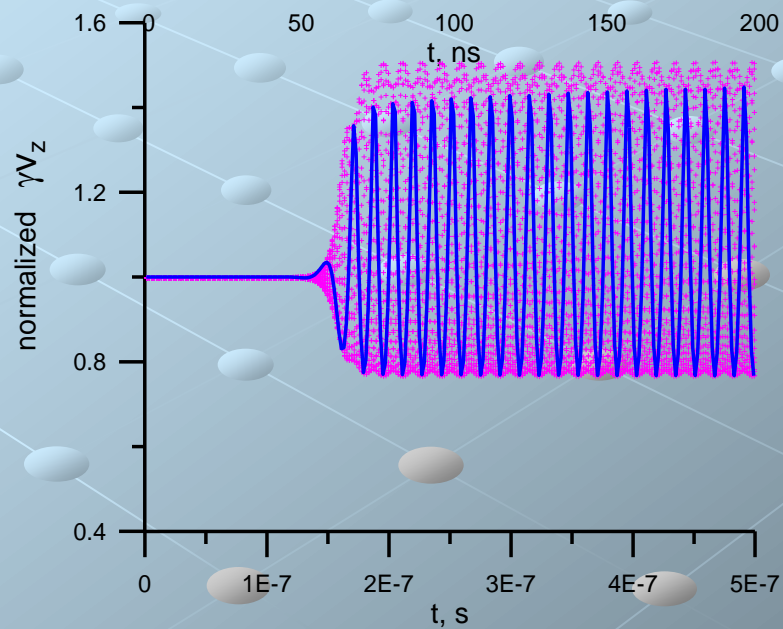
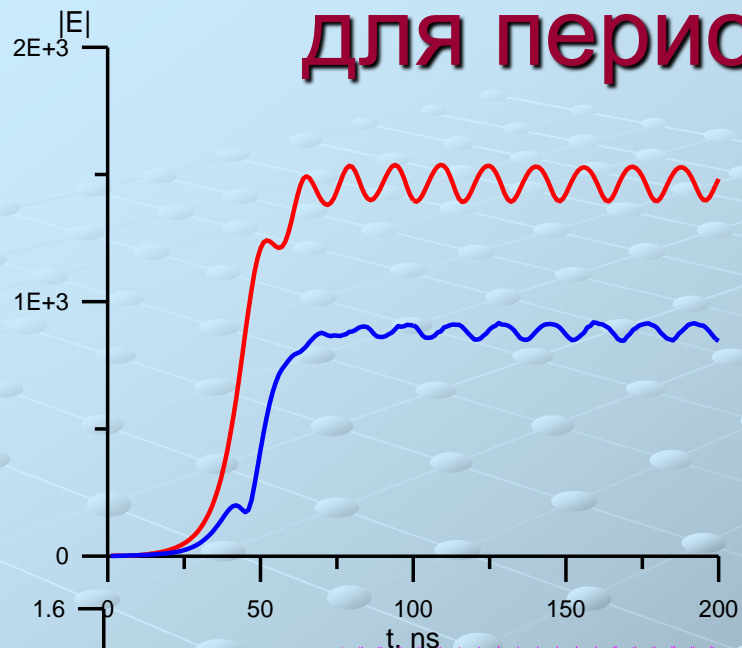
$$e_n = e^{ik\delta_n L}, \quad \tilde{j}_n = 2\Phi j_n / C_n, \quad r = \chi_\tau \chi_{-\tau}.$$



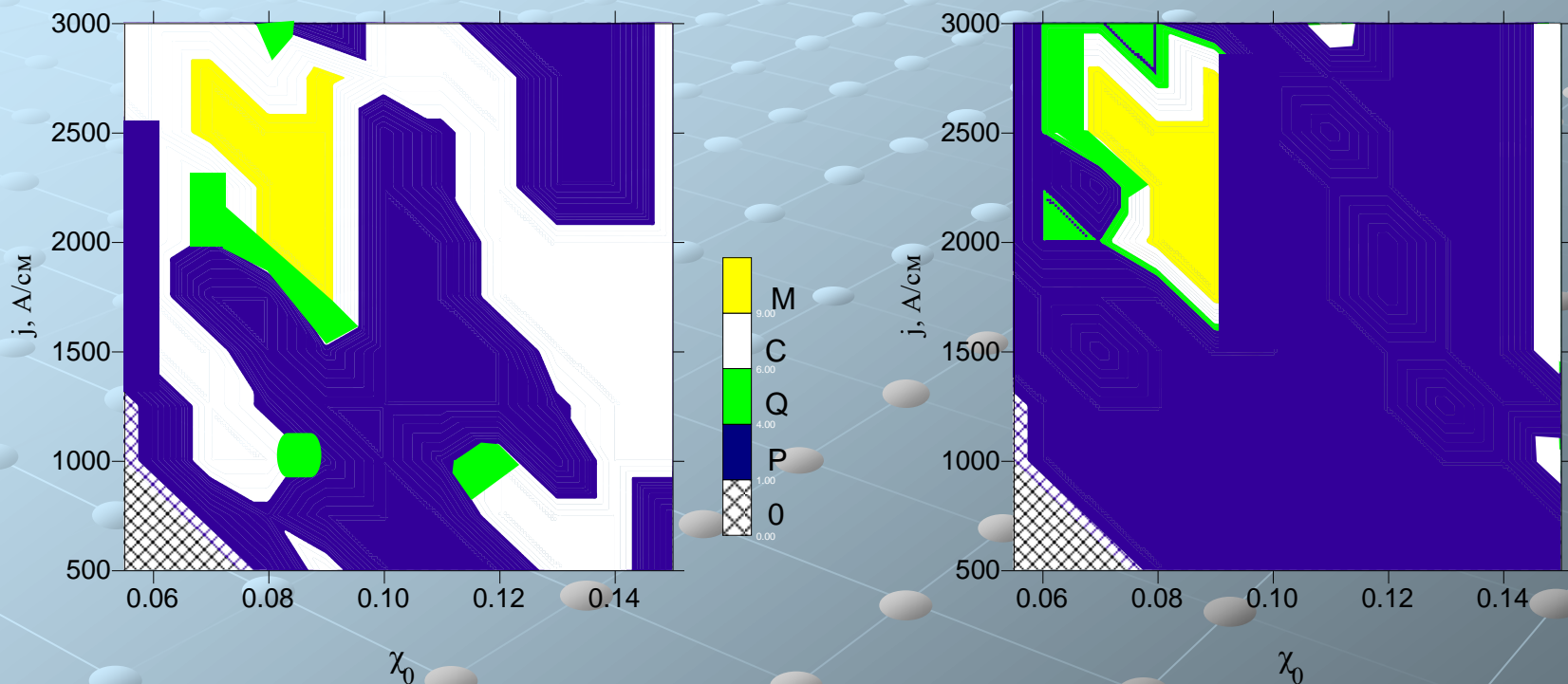
Пространственно-временная динамика для стационарного режима



Пространственно-временная динамика для периодического режима



Параметрическая карта перехода к хаосу при изменении диэлектрической проницаемости фотонного кристалла и плотности тока j



Изменение диэлектрической проницаемости фотонного кристалла может быть вызвано изменением материала и толщины нитей резонатора, а также расстояния между нитями.

Выводы

- Поскольку физические принципы работы ОЛСЭ отличаются от других вакуумных электронных приборов, то ОЛСЭ является новым объектом исследования.
- В моделировании ОЛСЭ исследованы различные стороны нелинейной динамики ОЛСЭ, что пригодится в его экспериментальных исследованиях
- Полученные экспериментальные и теоретические результаты свидетельствуют о том, что ОЛСЭ является источником мощного излучения в различных диапазонах длин волн, включая миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны.