

# О роли нелинейности эффекта Комптона в проектах узкополосных гамма источников



Сергей Рыкованов (Сколтех)

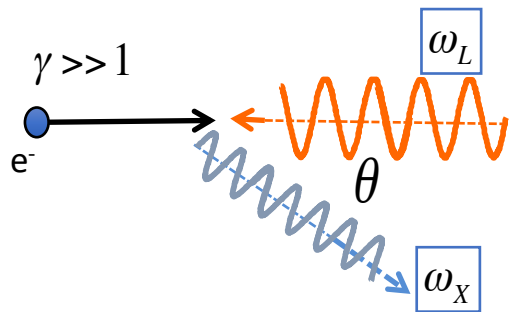
Антонина Тимошенко (Сколтех)

Александр Федотов (МИФИ)

Максим Малахов (МИФИ)

Игорь Костюков (ИПФ РАН)

# Обратное комптоновское рассеяние (ОКР)



$$a_0 = \frac{eA_L}{mc^2} \ll 1$$

$$\omega_X \approx \frac{4\gamma^2 \omega_L}{1 + \theta^2 \gamma^2 + \chi}$$

$$I \ll 10^{18} \text{ W/cm}^2$$

$$E_{\text{max}} = 4\gamma^2 \hbar \omega_L$$

$$\theta_{\text{max}} \sim \frac{1}{\gamma}$$

квантовая отдача  $\chi \approx \frac{2\gamma \hbar \omega_L}{mc^2}$

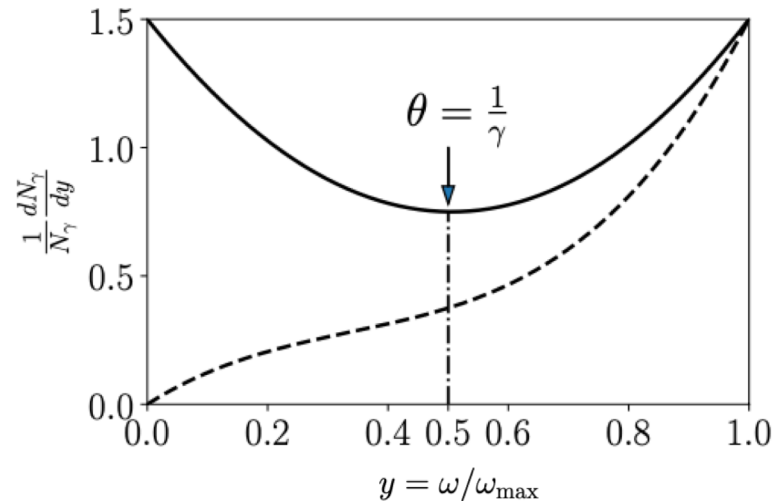
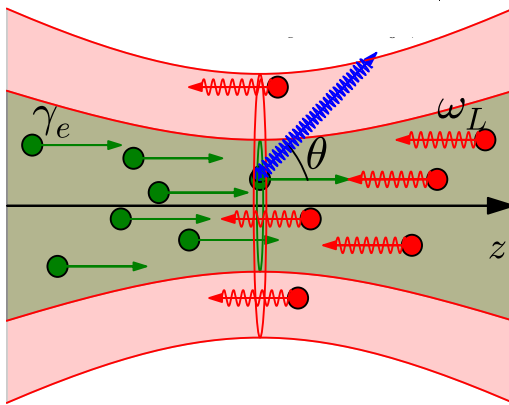
## Примеры:

$\gamma = 1000$  ( $\sim 0.5$  ГэВ  $e^-$ )  
 $\hbar \omega_L = 1.55 \text{ eV}$  ( $\sim 1$  мкм лазер)  $\rightarrow$  Макс. энергия фотонов:  
 4 МэВ  
 $\chi \approx 0.5\%$

$\gamma = 40$  ( $\sim 20$  МэВ  $e^-$ )  
 $\hbar \omega_L = 1.55 \text{ eV}$  ( $\sim 1$  мкм лазер)  $\rightarrow$  Макс. энергия фотонов:  
 10 кэВ  
 $\chi \approx 0.02\%$

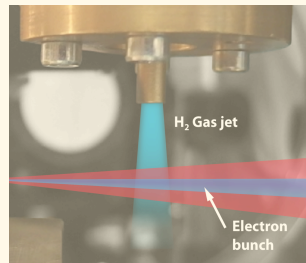
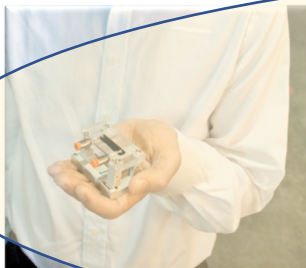
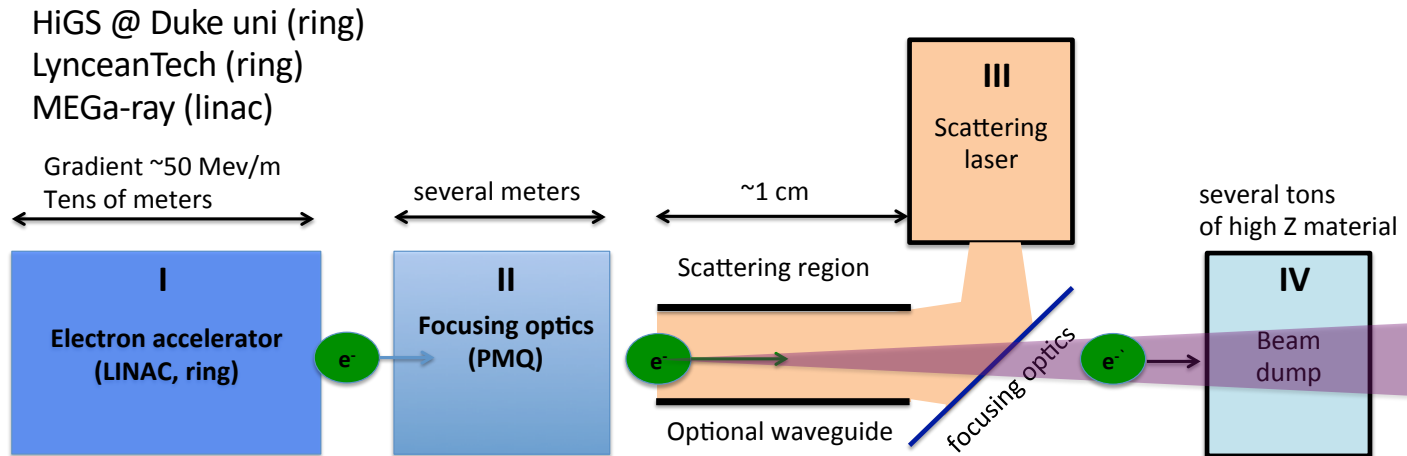
# Основные преимущества ОКР

Столкновение мощного лазерного импульса с ультра-релятивистским ( $\gamma \gg 1$ ) электронным пучком

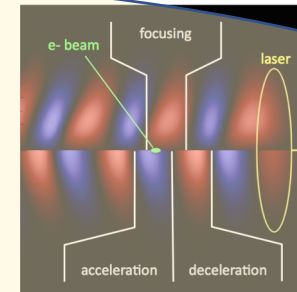


- Источник с настраиваемой энергией и поляризацией
- Короткие импульсы гамма излучения (зависят от длительности электронного пучка)
- Квазимонохроматичность
- Применения: науки о жизни, ядерная физика, материаловедение

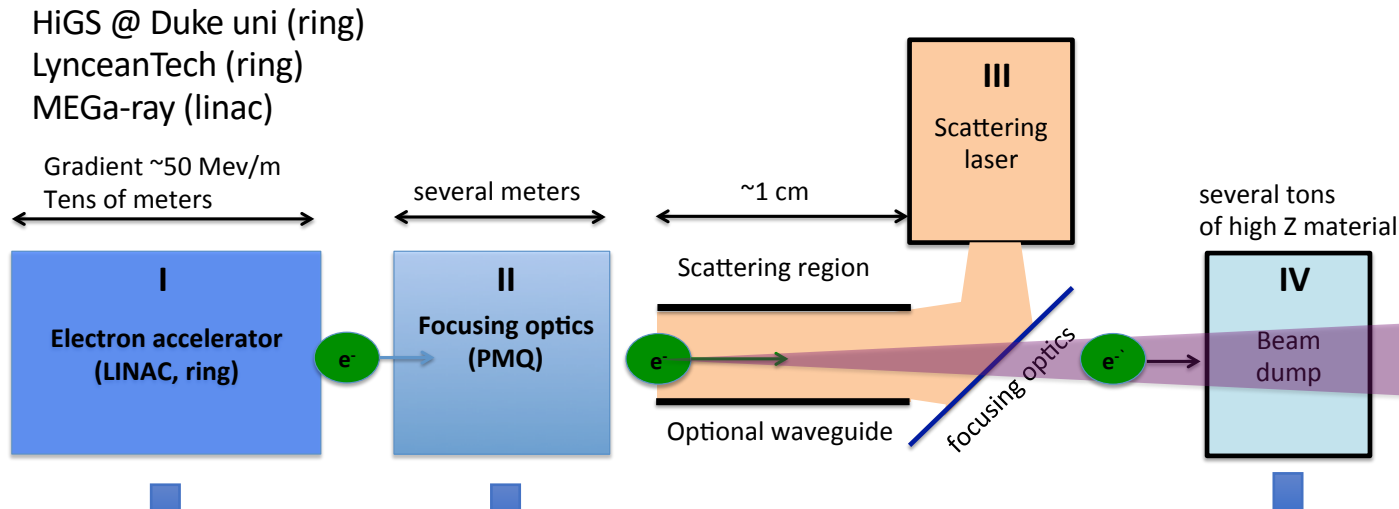
# Основные компоненты источника ОКР



применение  
плазменных  
ускорителей



# Основные компоненты источника ОКР



Вопросы:

1. Сколько фотонов?
2. Какая ширина линии источника?
3. Как учесть неидеальность взаимодействия (дрожание, пучки итд)?

Необходимо провести численное моделирование ТВ

# Обзор существующих установок и ИКИ НЦФМ

Программа исследований в области ядерной физики на пучке квазимоноэнергетических фотонов, образующихся в процессах обратного комптоновского рассеяния (ОКР) излучения мощного лазера на пучке релятивистских электронов, должна быть ориентирована на использовании преимуществ пучка фотонов нового типа по сравнению с пучками, использованными ранее (КМА, тормозных, других ИКИ) применительно к главной задаче исследований – **получению точной, надежной и достоверной информации о сечениях как полных, так и парциальных фотоядерных реакций, разнообразных характеристиках образующихся в таких реакциях частиц и легких ядер.**

	$E_\gamma$ , MeV	$\Delta E_\gamma$	$I_\gamma$ , ph/sec
ELI-NP (VEGA) (Румыния, проект)	0.2-19.5	0.5	$\sim 10^8$
NewSubaru (Япония, SPRING8) работает	0-76	1.2	$\sim 10^5$
HIγS (США, работает)	0-100	0.8-10	$\sim 10^7$
ИКИ НЦФМ (Россия, проект)	0-300?	0.1-0.3	$\sim 10^7$

## Основные требования и преимущества ИКИ:

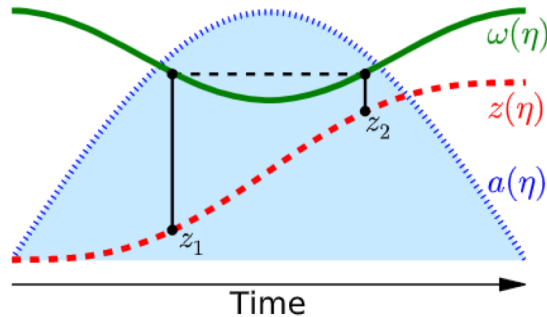
1. Интенсивность, достаточная для проведения активационных экспериментов - порядка  $10^7$  -  $10^8$  фотонов в секунду;
2. Высокая монохроматичность (среднеквадратичный относительный разброс по энергии не хуже 0.1-0.3% и малая расходимость);
3. Быстрая и плавная перестройка энергии с шагом не более 100 КэВ в диапазоне от 10 до 40 МэВ
4. Короткая длительность импульса - пикосекунды - для проведения экспериментов по времяпролетной методике на достаточно короткой базе;

# Подходы к расчету выхода фотонов

Метод	Плюсы	Минусы
1. «Траектории»	<ul style="list-style-type: none"><li>• Самая полная картина</li><li>• Учет нелинейности</li><li>• Генерация гармоник</li></ul>	<ul style="list-style-type: none"><li>• Долго считать</li><li>• Нет правильного учета множественного рассеяния (&gt;1 фотона за время взаимодействия)</li><li>• Шумные результаты (зависит от сэмплинга)</li></ul>
2. «Сечения»	<ul style="list-style-type: none"><li>• Гладкие результаты</li><li>• В идеальных случаях быстрый расчет и иногда «аналитика»</li></ul>	<ul style="list-style-type: none"><li>• Нет учета нелинейности (или она учитывается не всегда корректно)</li><li>• В случае неидеальных пучков многомерные интегралы (см. «Монте-Карло» п.3)</li></ul>
3. «Монте-Карло»	<ul style="list-style-type: none"><li>• Метод расчета многомерных интегралов из п. 2</li><li>• Учет неидеальных пучков</li><li>• Быстрее, чем п. 1</li></ul>	<ul style="list-style-type: none"><li>• Шумные результаты (зависит от сэмплинга)</li><li>• Нет учета нелинейности (или она учитывается не всегда корректно)</li></ul>

# Пондеромоторное уширение (нелинейный Комптон)

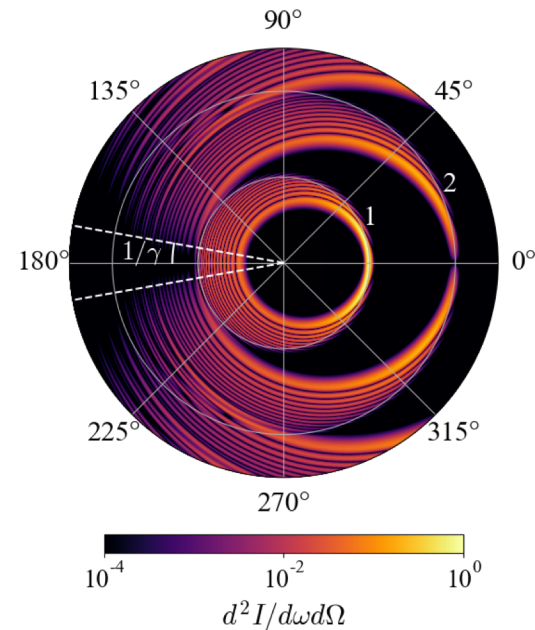
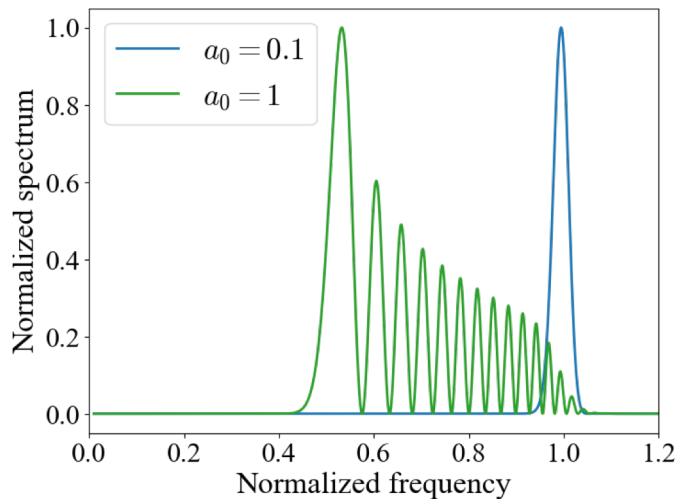
$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$



$$\omega_n(\eta) = \frac{4\gamma^2 n \omega_0}{1 + a(\eta)^2/2}$$

Ponderomotive broadening destroys the monochromaticity of Compton photon source and severely limits its applicability

S.G. Rykovanov, et al, PRAB 19 (2016): 030701



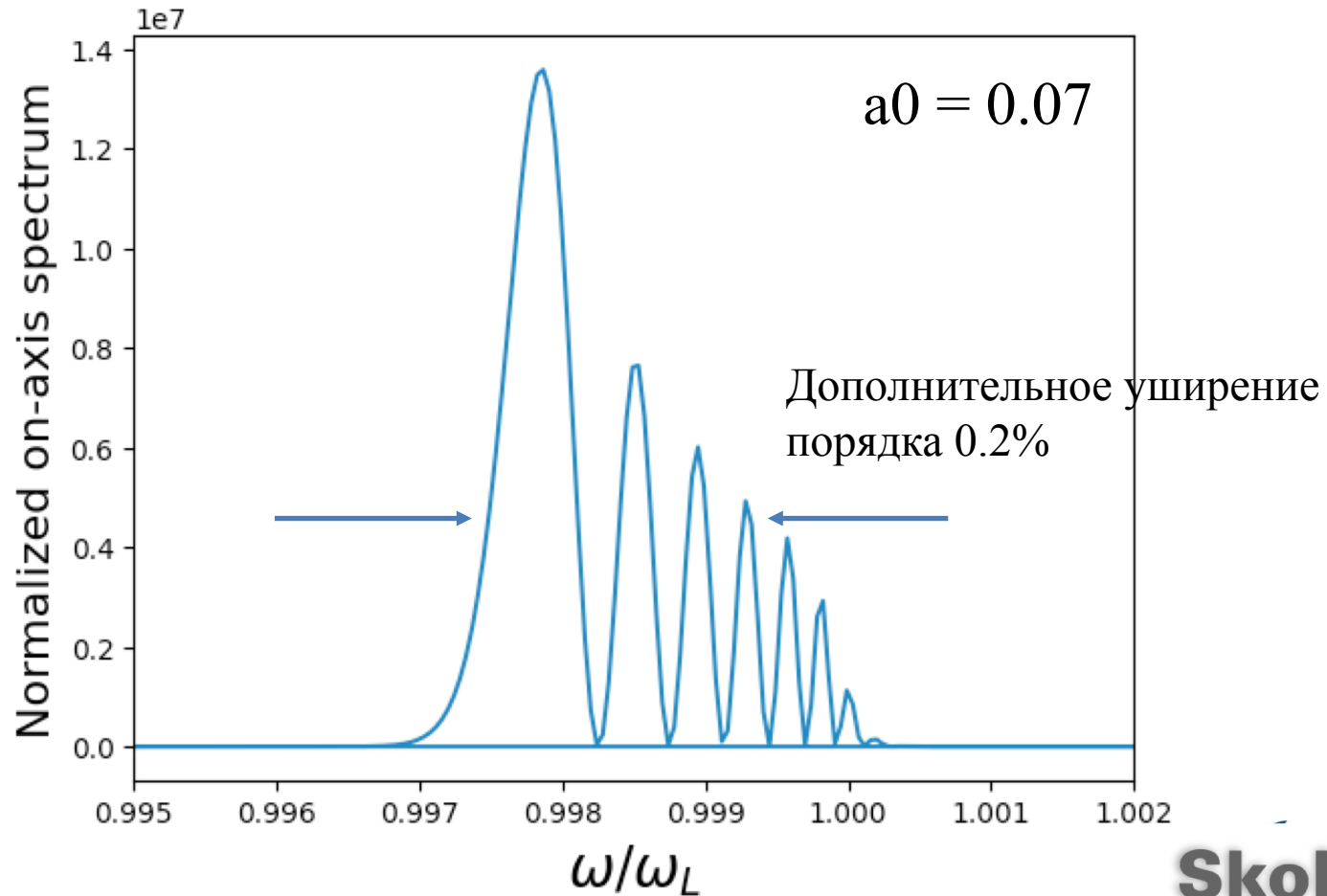
Analytics:

VY Kharin, D Seipt, SG Rykovanov, Physical Review A 93 (6), 063801

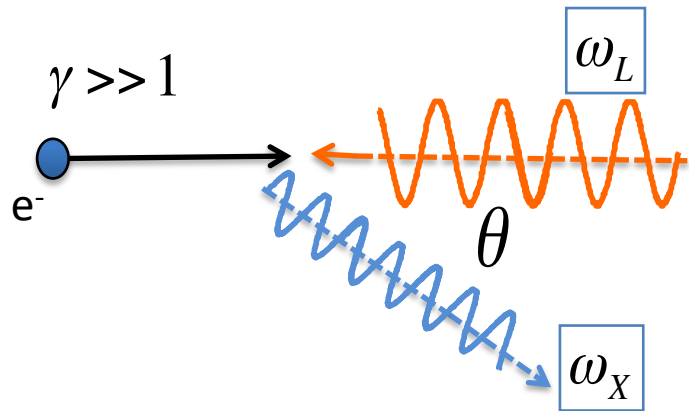


# Вклад нелинейности в ширину линии

Лазерный импульс с гауссовой огибающей



# Основной вклад в ширину линии



$$\hbar\omega_X = \frac{4\gamma^2 \hbar\omega_L}{1 + \gamma^2\theta^2 + a_0^2}$$

Описание	Величина	Вклад в ширину спектра источника
Энергетический разброс электронного пучка	$\Delta E/E_0$	$2\Delta E/E_0$
Поперечный эмиттанс электронного пучка	$\epsilon_n$	$(\epsilon_n/\sigma_{\perp,e})^2$
Ширина спектра лазерного пучка	$\Delta\omega/\omega_L$	$\frac{2\pi}{\omega_L\tau_L}$
Безразмерная амплитуда лазера	$a_0$	$a_0^2/2$

# Формулы для оценки выхода фотонов (лин. режим)

$$N_\gamma = 2c\sigma_T \int_{-\infty}^{+\infty} n_e(t, \mathbf{r}) n_p(t, \mathbf{r}) d^3 \mathbf{r} dt,$$

$$n_e = \frac{N_e}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{\perp,e}^2(z) \sigma_{l,e}} e\left(-\frac{r_{\perp}^2}{2\sigma_{\perp,e}^2(z)} - \frac{(z-ct-z_{0,e})^2}{2\sigma_{l,e}^2}\right)$$

$$n_p = \frac{N_p}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{\perp,p}^2(z) \sigma_{l,p}} e\left(-\frac{(\mathbf{r}_{\perp} - \Delta \mathbf{R})^2}{2\sigma_{\perp,p}^2(z)} - \frac{(z+ct-z_{0,p})^2}{2\sigma_{l,p}^2}\right),$$

Пучки гауссовы, продольные и поперечные размеры заданы по формулам. Численно можно учесть ошибки (промахи, задержки итд)

$$N_\gamma = \frac{\sigma_T N_e N_p F(x)}{\sqrt{2\pi} \sigma_l \sqrt{\sigma_{e,0}^2 + \sigma_{p,0}^2}} \frac{1}{\sqrt{\frac{\sigma_{e,0}^2}{\beta_e^{*2}} + \frac{\sigma_{p,0}^2}{\beta_p^{*2}}}},$$

$$x = \frac{\sqrt{2}}{\sigma_l} \sqrt{\frac{\sigma_{e,0}^2 + \sigma_{p,0}^2}{\frac{\sigma_{e,0}^2}{\beta_e^{*2}} + \frac{\sigma_{p,0}^2}{\beta_p^{*2}}}},$$

Оптимум при  $\sigma_l \approx 2\beta_p^*$ , то есть продольный размер лазерного импульса равен двум длинам Рэля

# Идеальный точечный электронный пучок (без эмиттанса)

Задана энергия в Джоулях и интенсивность в фокусе ( $a_0$ ), тогда продольный размер лазерного пучка жестко связан с остальными параметрами:

$$\sigma_l = \frac{cE_L}{(2\pi)^{3/2} I_L \sigma_{p,0}^2}, \quad I_L = \frac{a_0^2 \cdot 1.37 \cdot 10^{18} [\text{Вт/см}^2]}{\lambda_{L,\text{МКМ}}^2},$$

Максимальный выход фотонов,  $E_L$  – в Джоулях:

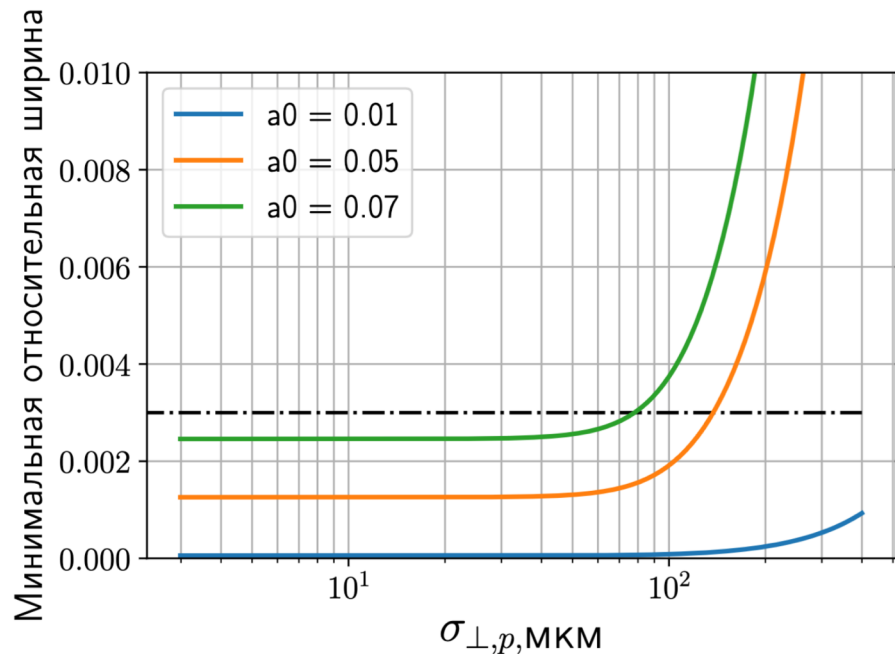
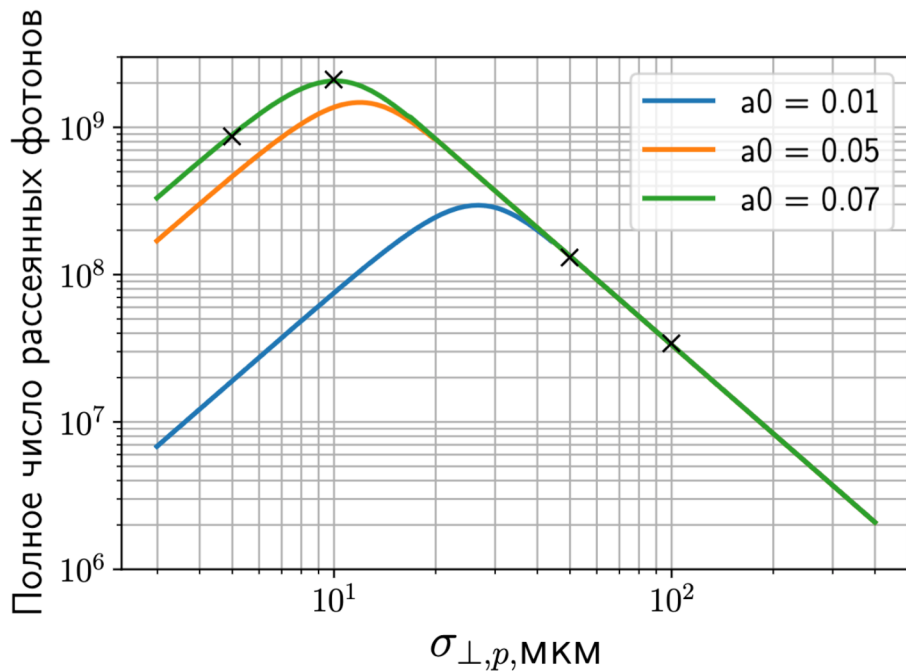
$$\frac{N_\gamma}{N_e} \approx 4.7 \cdot a_0 \cdot \sqrt{\frac{E_L}{\lambda_{L,\text{МКМ}}}}.$$

Оптимальный поперечный и продольный размеры лазерного пучка:

$$\sigma_{\perp,p,\text{ОПТ,МКМ}} \approx \frac{2.75 \lambda_{L,\text{МКМ}}^{3/4} E_L^{1/4}}{\sqrt{a_0}}.$$

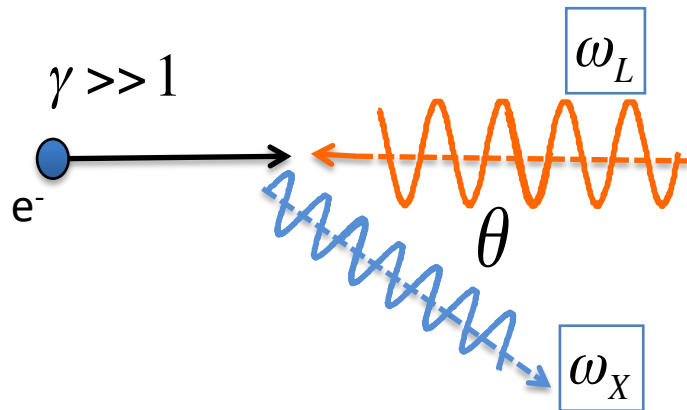
$$\frac{\sigma_{l,p,\text{ОПТ}}}{c} [\text{пс}] \approx 0.63 \frac{\sqrt{\lambda_{L,\text{МКМ}} E_L}}{a_0} [\text{пс}].$$

# Сравнение с расчетами по траектории (лазер 1 Дж)



Электронный «пучок» с нулевыми размерами и эмиттансом,  
1 нКл  
2 ГэВ

# Nonlinear ICS



no restriction on  $a_0$   
electron is „dressed“ by the laser pulse

Linear:  $\hbar\omega_L + \varepsilon_e = \hbar\omega_X + \varepsilon'_e$

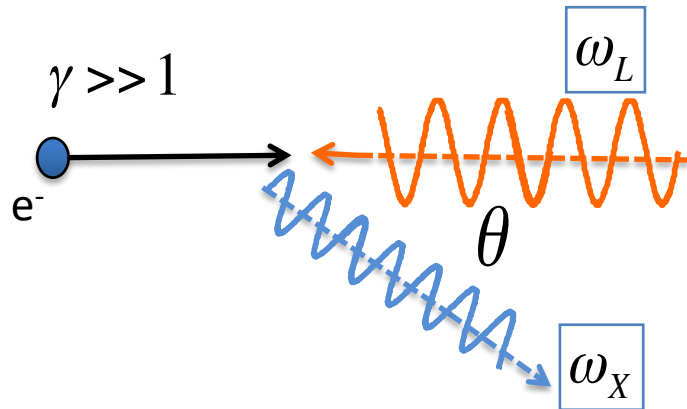
Energy-momentum  
conservation

Non-Linear:  $n\hbar\omega_L + \tilde{\varepsilon}_e = \hbar\omega_X + \tilde{\varepsilon}'_e$

Energy-momentum  
conservation + angular  
momentum conservation

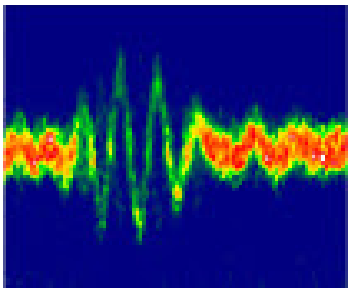
- Generation of harmonics (same as in magnetic undulator)
- Harmonics can carry well-defined Orbital Angular Momentum (OAM)

# Nonlinear ICS



no restriction on  $a_0$   
electron is „dressed“ by the laser pulse

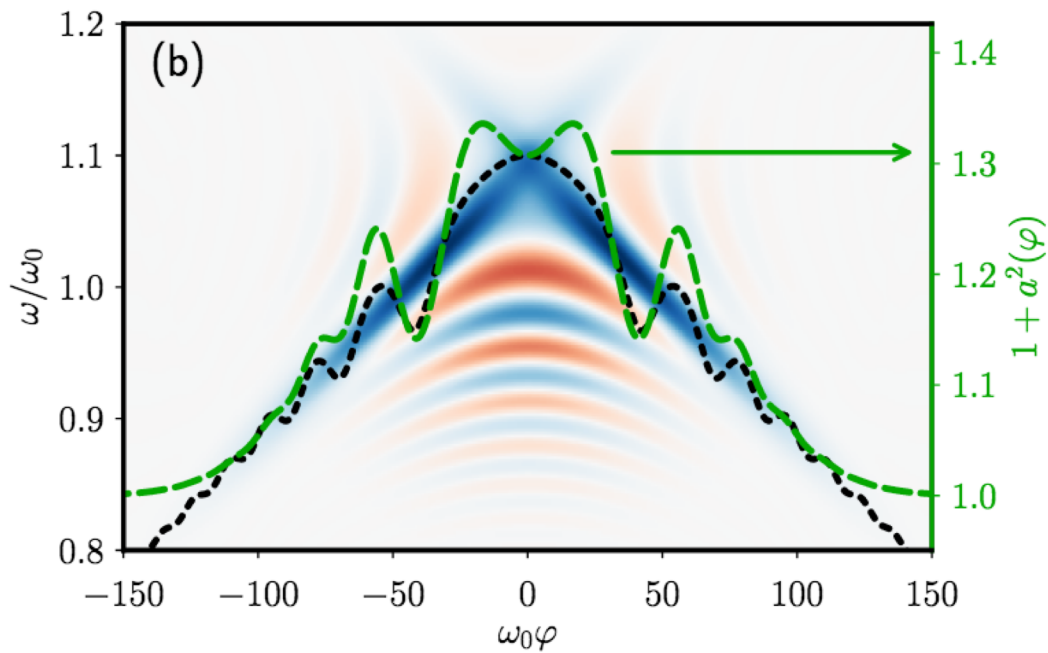
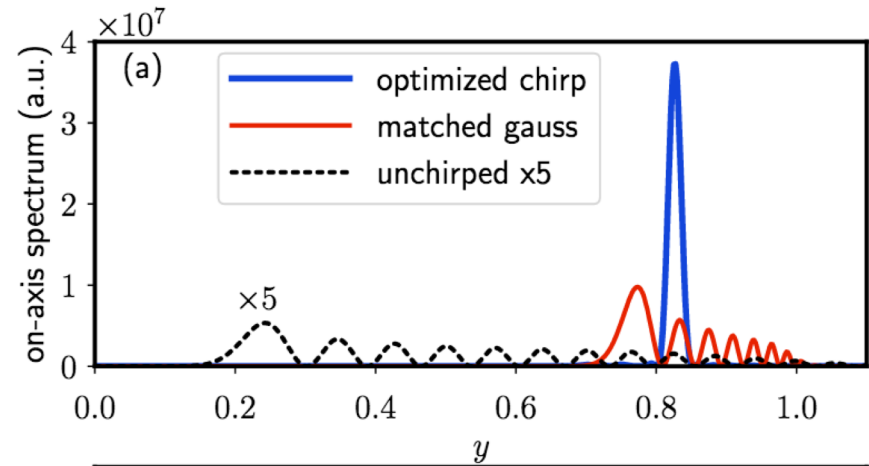
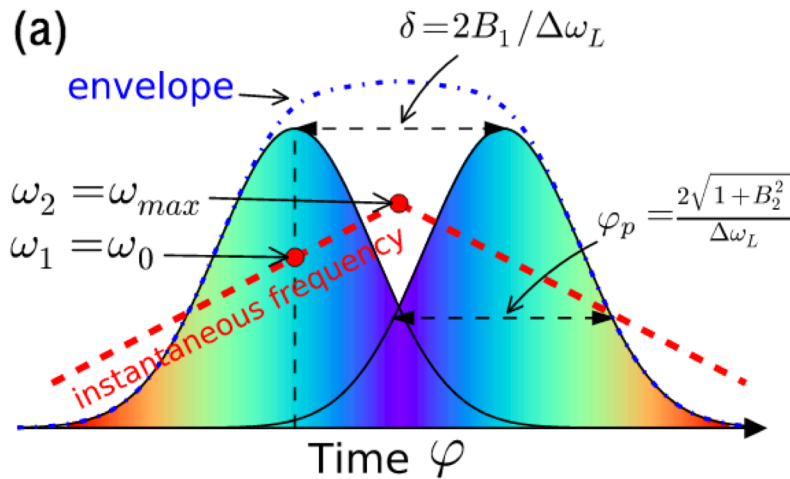
$$\hbar\omega_X = \frac{4\gamma^2\hbar\omega_L}{1 + \gamma^2\theta^2 + a^2(t)}$$



- Laser pulses ramp on and off smoothly --> time-dependent laser pressure
- Lorentz gamma factor becomes a function of time  $\gamma(t)$
- Generated frequency:  $\omega_X(t) = 4\gamma^2(t)\omega_L$

MPIPES (atto07)

# Two oppositely chirped laser pulses



Seipt, Kharin, Rykovanov,  
Phys. Rev. Lett. 122, 204802 (2019)



# Заключение

- Нелинейность необходимо учитывать при проектировке узкополосных комптоновских источников даже в «линейном» режиме
- Нелинейный режим позволяет наращивать выход фотонов в one-shot режиме, особенно если ослабить требования на ширину линии
  - Исследования быстропротекающих процессов
  - Весьма нехитрыми (линейными) манипуляциями со спектром лазерных импульсов мультитераваттных систем можно увеличить выход комптоновских фотонов по сравнению с линейным режимом
    - Минус: малая скважность (repetition rate)
    - Плюс: большая яркость в одном выстреле
- Нелинейный режим позволяет проводить фундаментальные исследования:
  - Проверка сильно-полевой КЭД, гамма-гамма коллайдер, проверка моделей реакции излучения