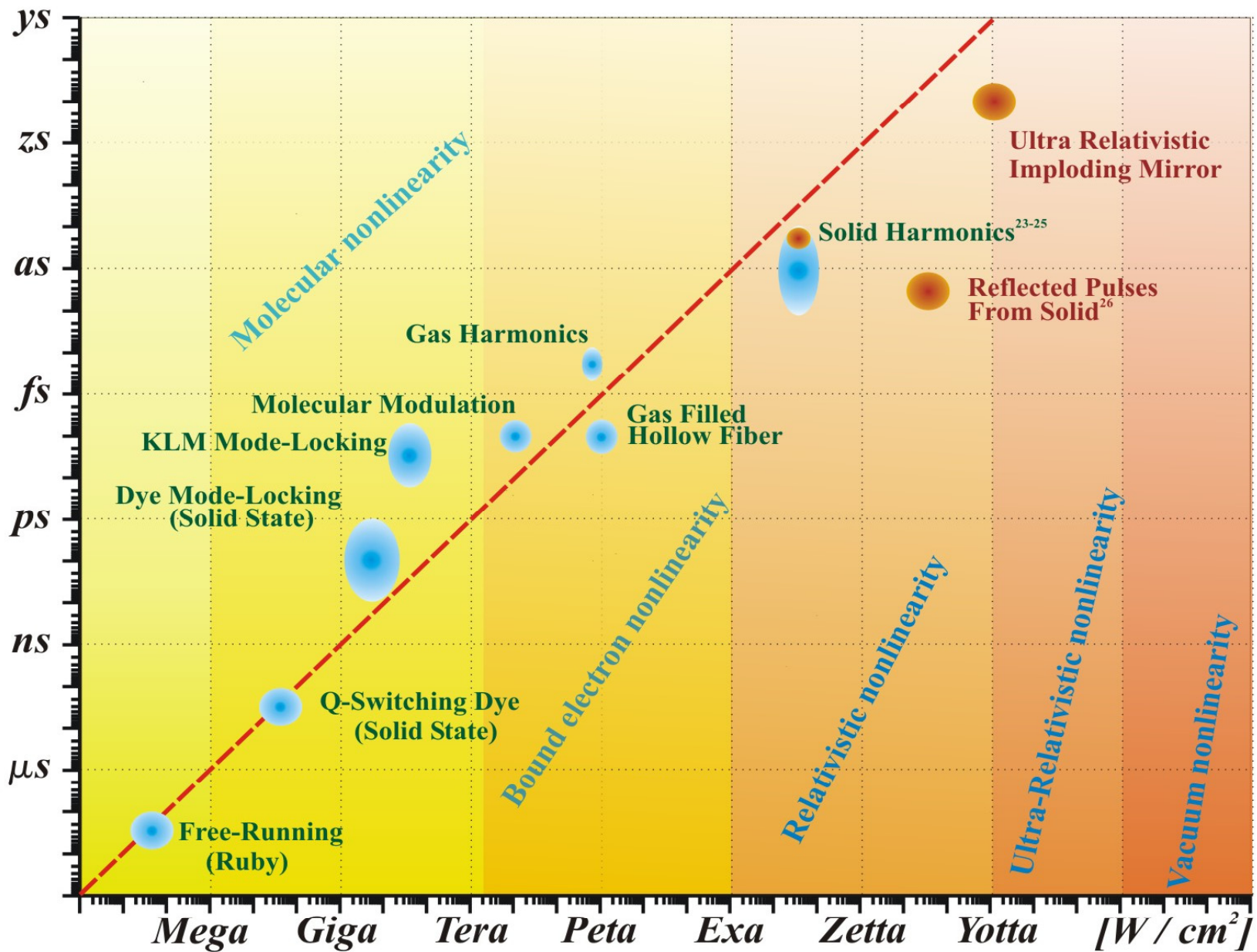


# Экстремальные световые поля для задач ядерной фотоники

Савельев-Трофимов Андрей Борисович  
МГУ им. М.В. Ломоносова  
[abst@physics.msu.ru](mailto:abst@physics.msu.ru)

# План

- *Какое электромагнитное поле называется экстремальным и как его создать?*
- *Ускорение электронов – основа для задач ядерной фотоники*
- *Фотоядерные процессы*
- *Процессы, индуцированные ускоренными ионами*



# Field strength in non-linear optics

Coulomb field strength in Hydrogen atom (atomic field):

$$E_a \sim \frac{e}{a^2} \sim 5 \cdot 10^9 \text{ V/cm} = 2 \times 10^7 \text{ SGSE}$$

Non-linear optical susceptibility:

$$\chi^{(2)} = \frac{\kappa}{E} \quad \kappa \approx 0.1 \quad \Rightarrow \quad \chi^{(2)} \approx 5 \times 10^{-9} \text{ SGSE}$$

$$\chi^{(3)} = \frac{\kappa}{E^2} \quad \Rightarrow \quad \chi^{(3)} \approx 2.5 \times 10^{-16} \text{ SGSE}$$



# Ultraintense laser fields

Field ionization (mutliphoton, tunnel, etc.):

$$\gamma^2 = \frac{2J}{E^2 / \omega^2} \propto \frac{J}{\epsilon_{osc}} \quad I > 10^{13} \text{ W/cm}^2$$

$\gamma \gg 1$  multiphoton

$\gamma \ll 1$  tunnel, ATI, BSI

Field strength comparable to atomic field:

$$E \sim E_a \sim \frac{e}{a^2} \sim 5 \cdot 10^9 \text{ V/cm}$$

Ultraintense laser field:

$$I_u = \frac{cE_a^2}{8\pi} \sim 3,4 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$$

# Relativistic optical field

Quiver electron velocity (classical):

$$m_e \ddot{x} = qE e^{i\omega t}$$

$$v_{osc} = \frac{qE}{m_e \omega} \approx c$$

Relativistic "threshold"

$$\mathcal{E}_{osc} = \frac{q^2 E^2}{2 m_e \omega^2} = \frac{q^2 I \lambda^2}{\pi m_e c^3}$$

$$Q = I \lambda^2$$

$$Q_R \approx 1,4 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2 \mu\text{m}^2$$

$$\mathcal{E}_{osc} \approx 0.5 \text{ MeV}$$

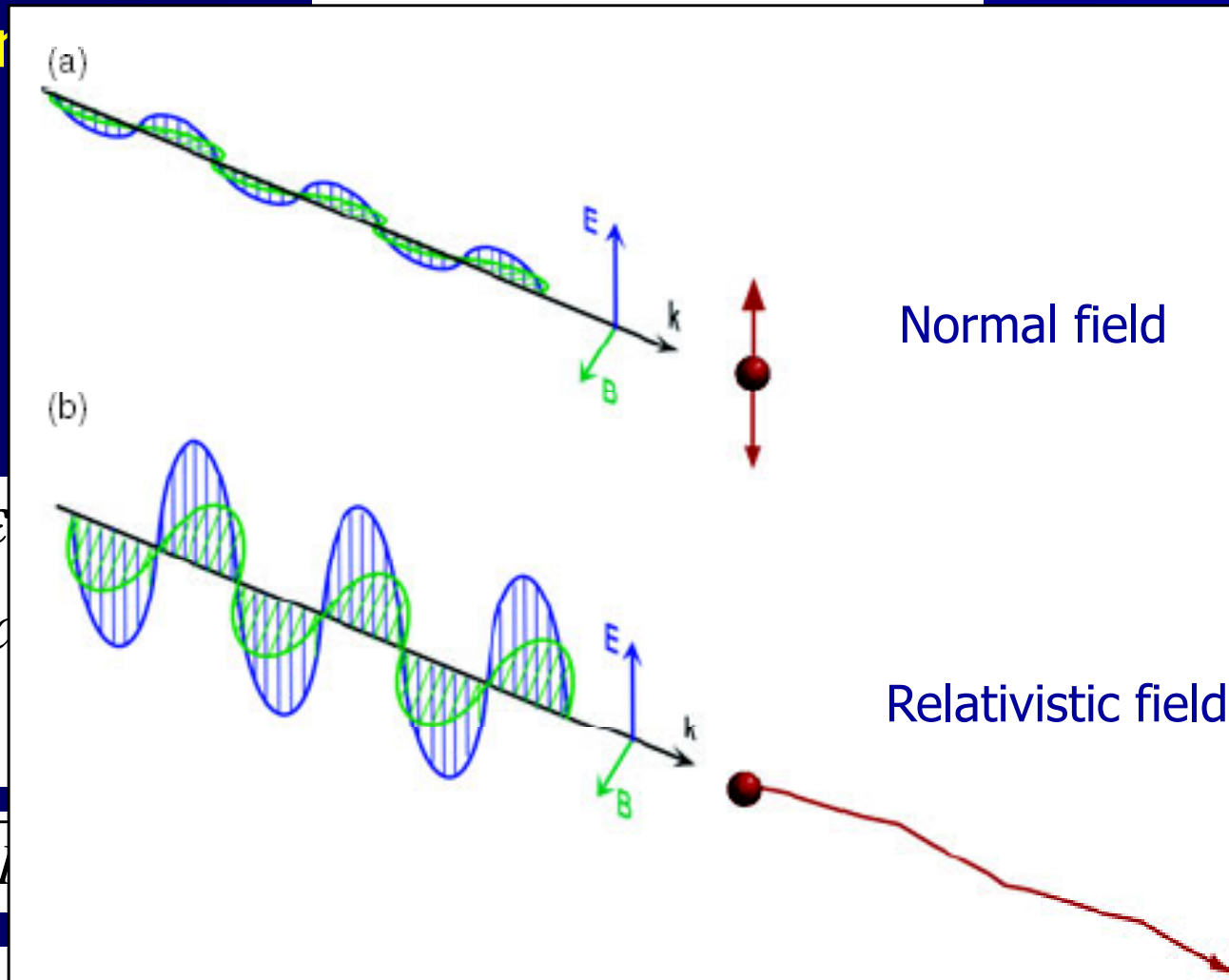
# Electron motion

Non-linear

$$\begin{cases} P_x - P_{x0} = \varepsilon \\ P_{\perp} - P_{\perp 0} = c \\ \varepsilon = \gamma - 1. \end{cases}$$

$$\gamma = \sqrt{1 + P_{\perp}^2 + P_x^2}$$

$$\varepsilon_0 = P_{x0} = P_{\perp 0} = 0$$



2)

3)

# Electron motion

$$\frac{dy}{d\tau} = c \cdot a$$

$$\frac{dx}{d\tau} = c \cdot \frac{a^2}{2}$$

$$\frac{dz}{d\tau} = 0$$

$$t = \tau - \frac{x(t)}{c}$$

$$y(\tau) = \frac{c}{\omega_L} a_0 [1 - \cos(\omega_L \tau)]$$

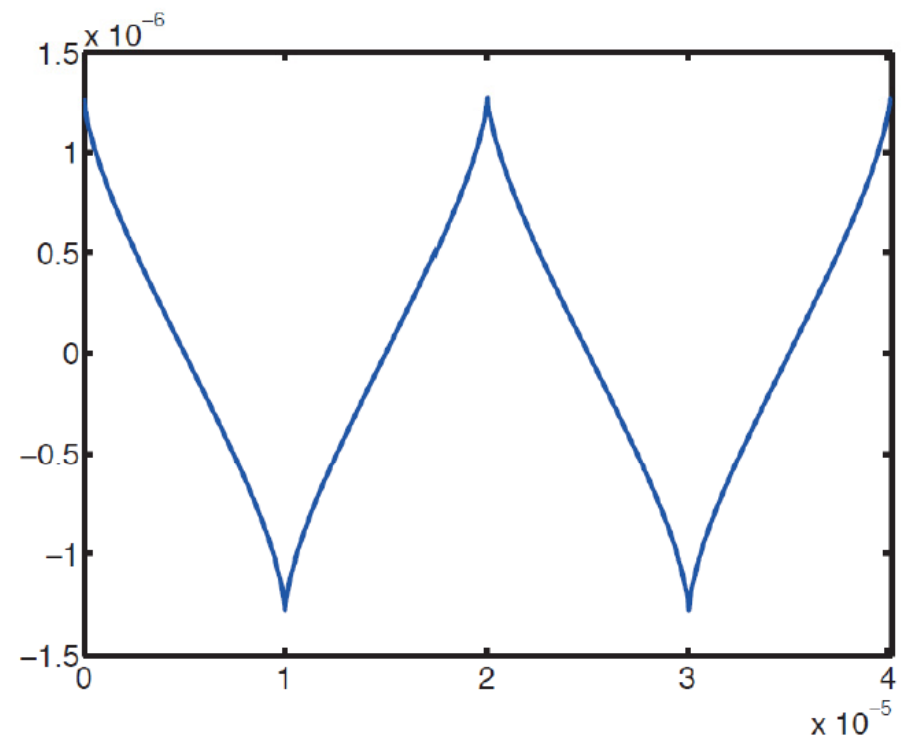
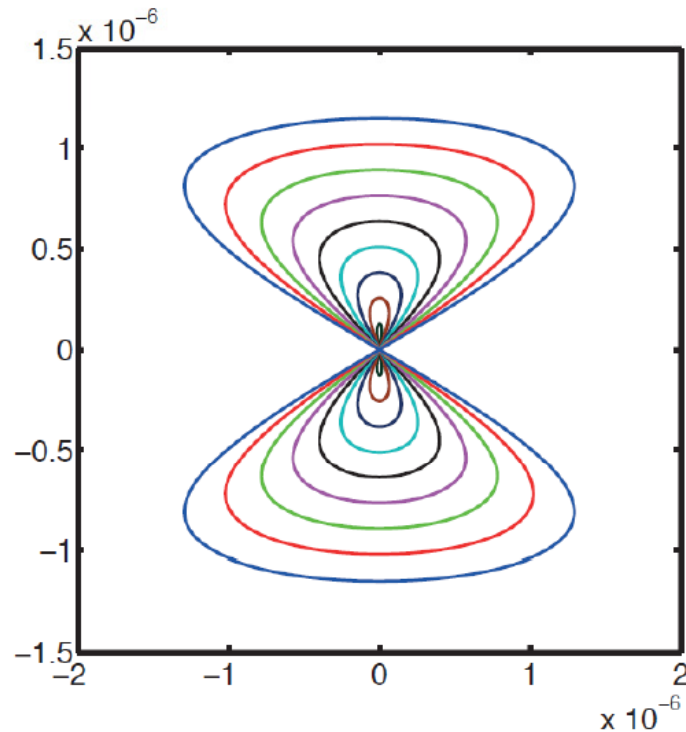
$$x(\tau) = \frac{ca_0^2}{4} \left[ \tau - \frac{1}{2\omega_L} \sin(2\omega_L \tau) \right]$$

$$z(\tau) = 0$$

$$x = \frac{ca_0^2}{4} \tau = \frac{ca_0^2}{4} \left( t - \frac{x}{c} \right) = \frac{ca_0^2}{4} t - \frac{a_0^2}{4} x$$

$$\Rightarrow x = \frac{ca_0^2}{4} \frac{t}{1 + \frac{a_0^2}{4}} = \frac{ca_0^2}{4 + a_0^2} t$$

$$\Rightarrow v_{drift} = \frac{a_0^2}{4 + a_0^2} c = \left\langle \frac{x}{t} \right\rangle$$



# Ultrarelativistic optical field

Relativistic ions:

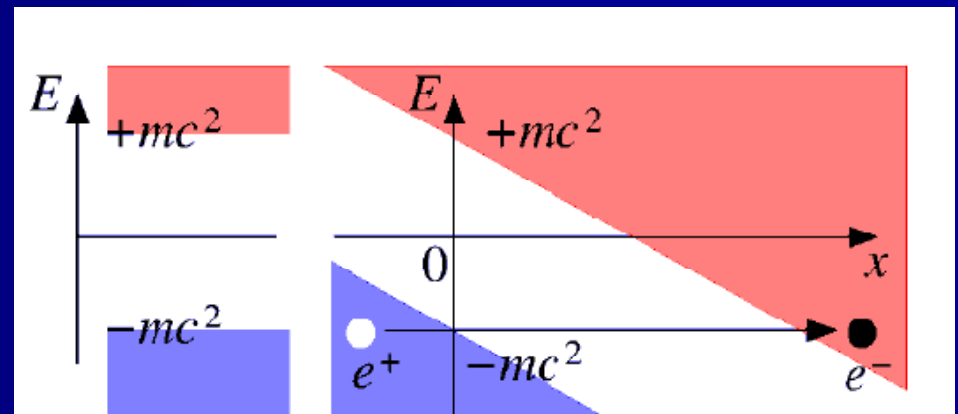
$$v^{(i)}_{osc} = \frac{eE}{M_i \omega} \approx c$$

$$I^{(proton)}_{rel} \approx 10^{24} \text{ W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2$$

Schwinger field (vacuum breakdown):

$$eE_{schw} \lambda_c > 2m_e c^2, \quad \lambda_c = \frac{h}{m_e c}$$

$$I_{schw} \approx 10^{29} \text{ W/cm}^2$$



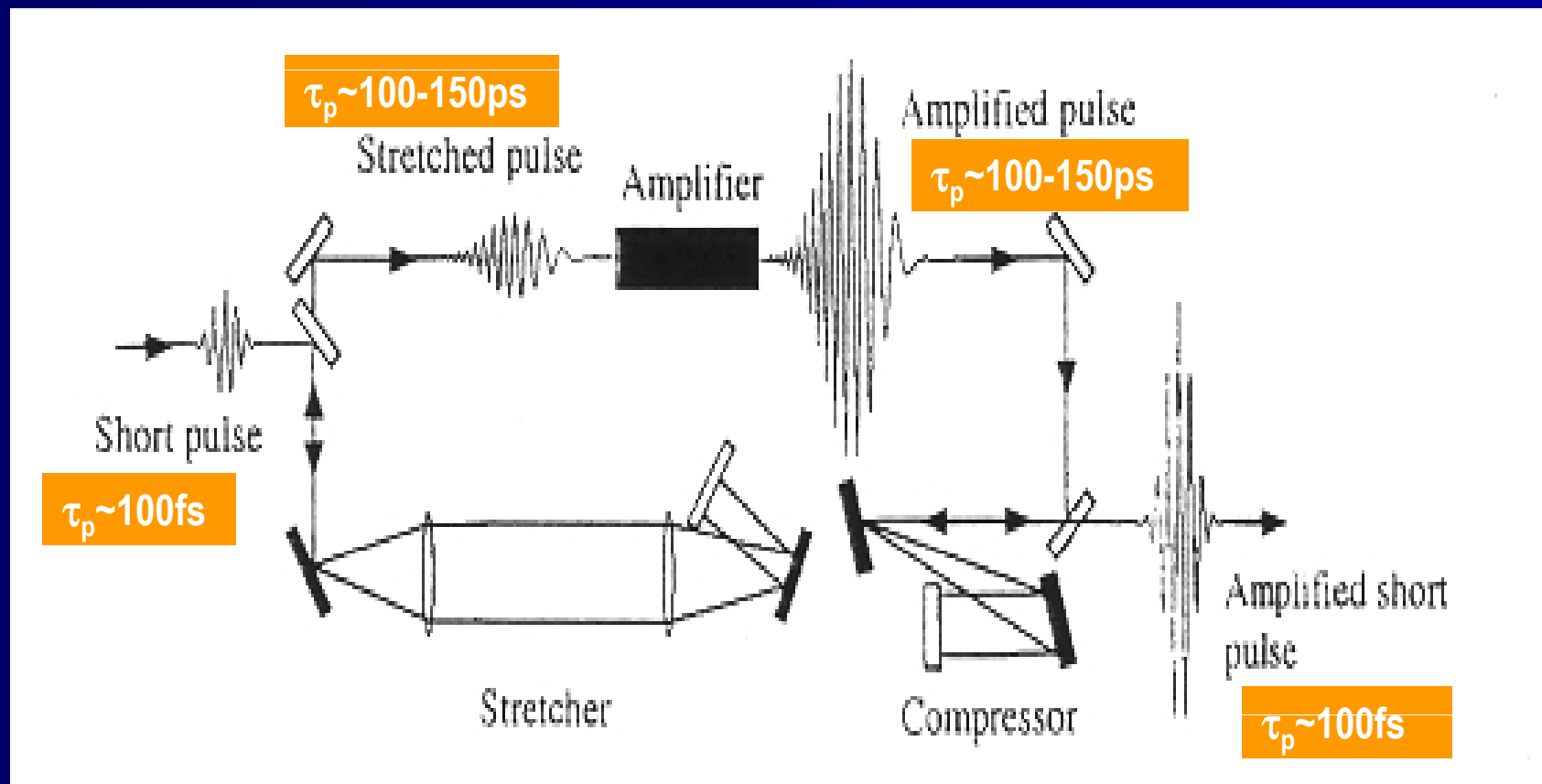
# CPA concept

$$I = \frac{W}{\tau \cdot S}$$

- Самовоздействие (фазовая модуляция импульса, самофокусировка):

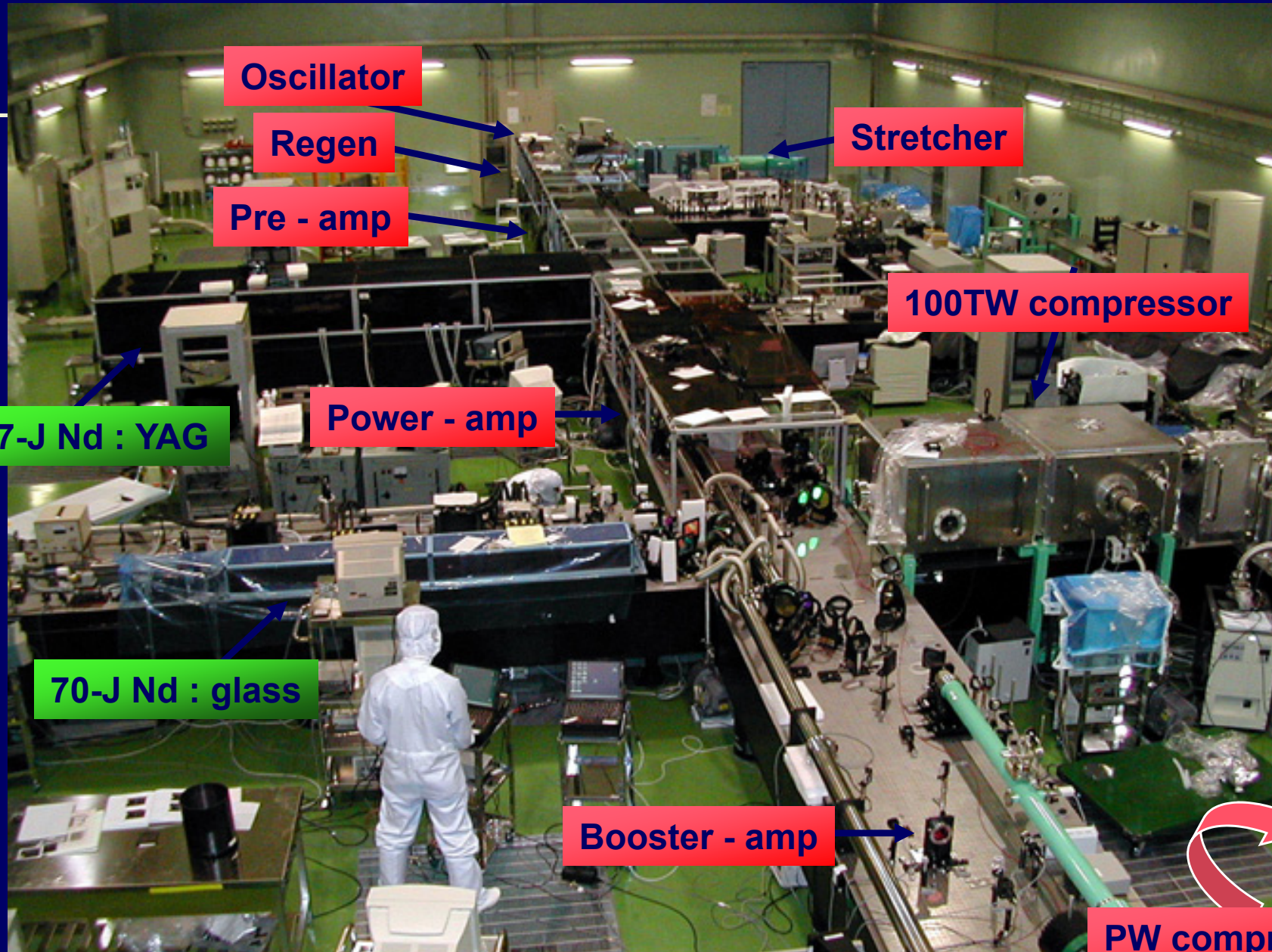
$$B = 2\pi/\lambda \int_0^L n_2 I(z) dz$$

- Пробой поверхности





# Petawatt Ti:Sapphire Laser System (JAERI-APRC)



Oscillator

Regen

Pre - amp

Stretcher

100TW compressor

7-J Nd : YAG

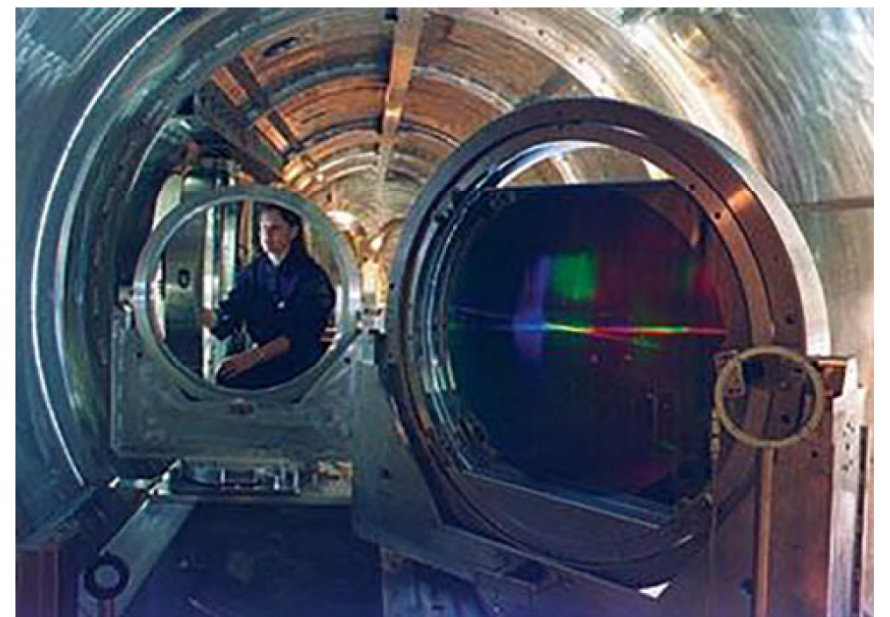
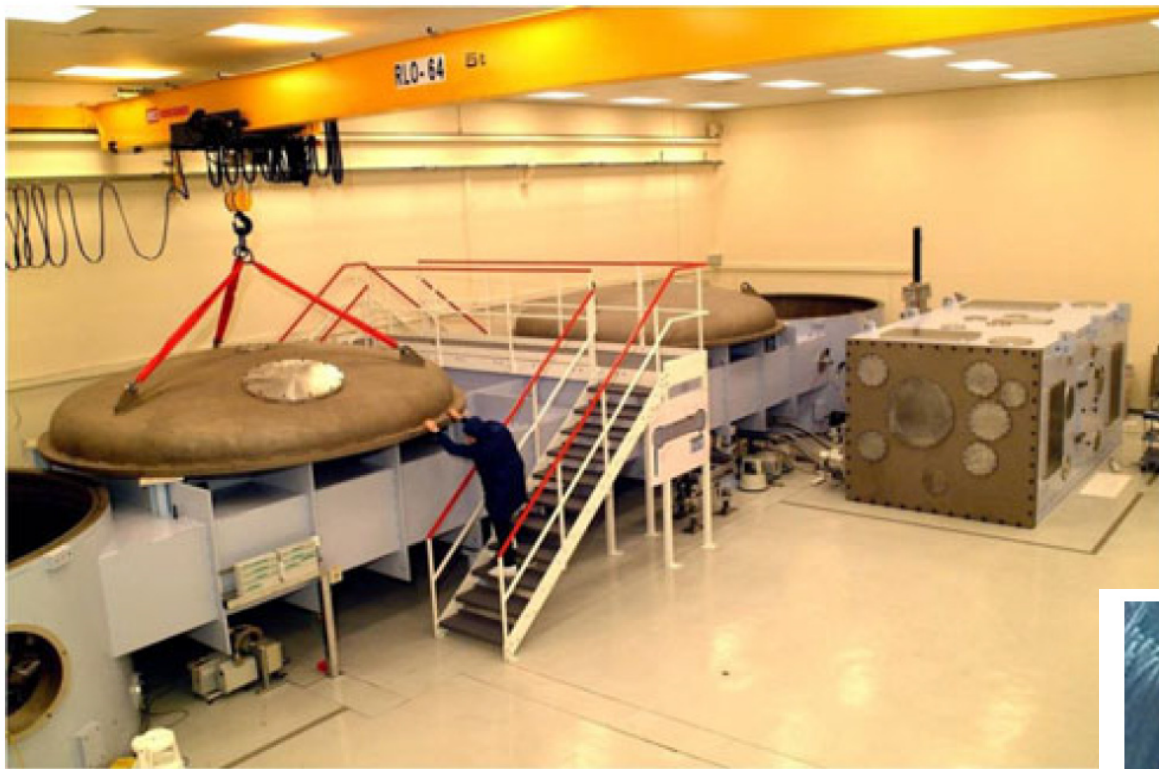
Power - amp

70-J Nd : glass

Booster - amp

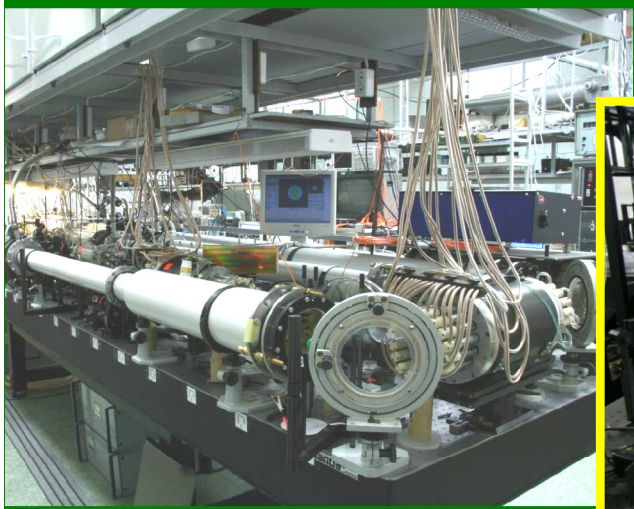
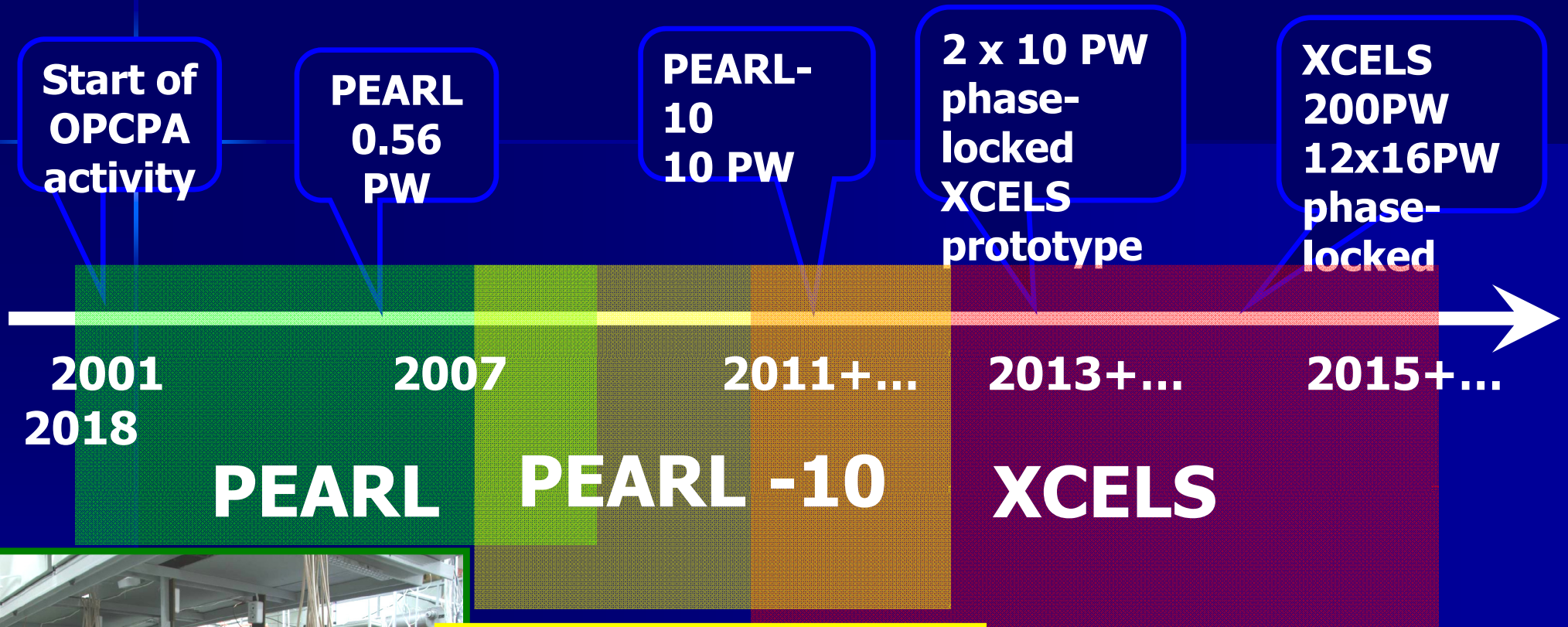
PW compressor





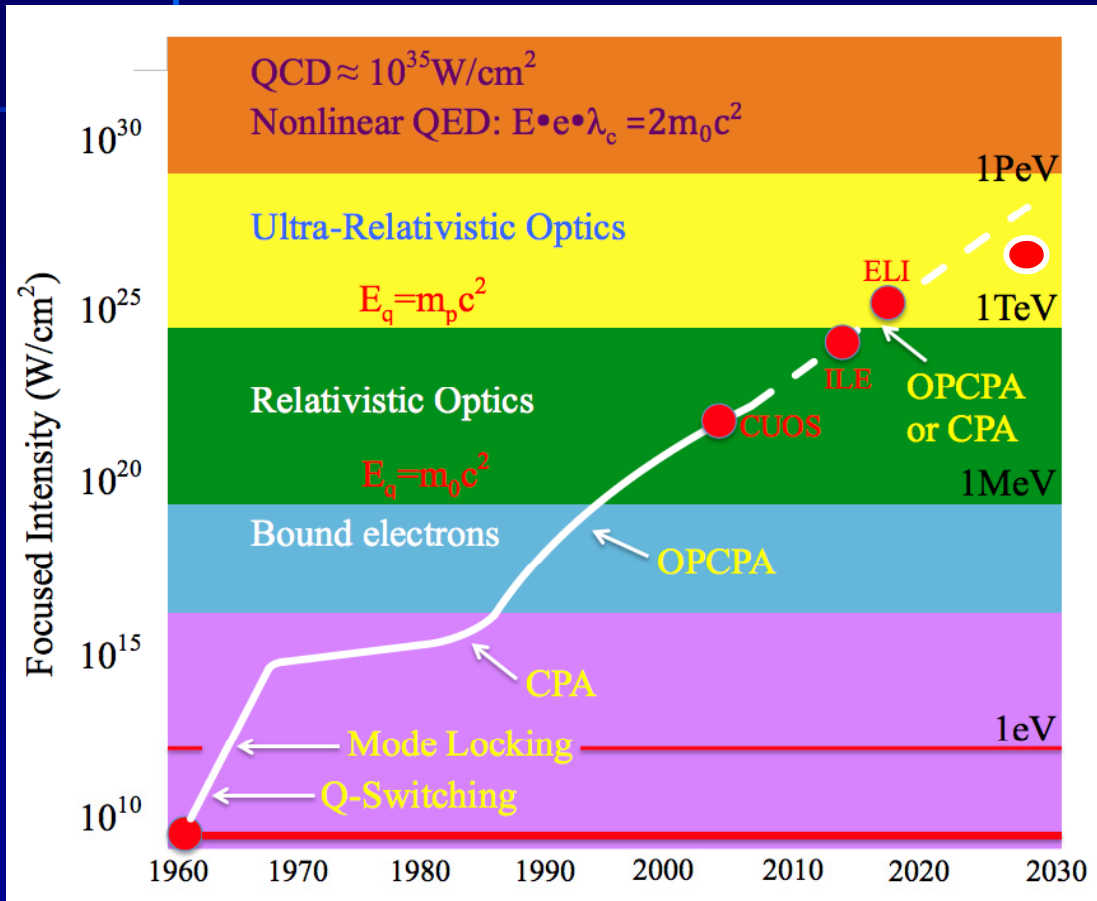


# 200 PW OPCPA laser

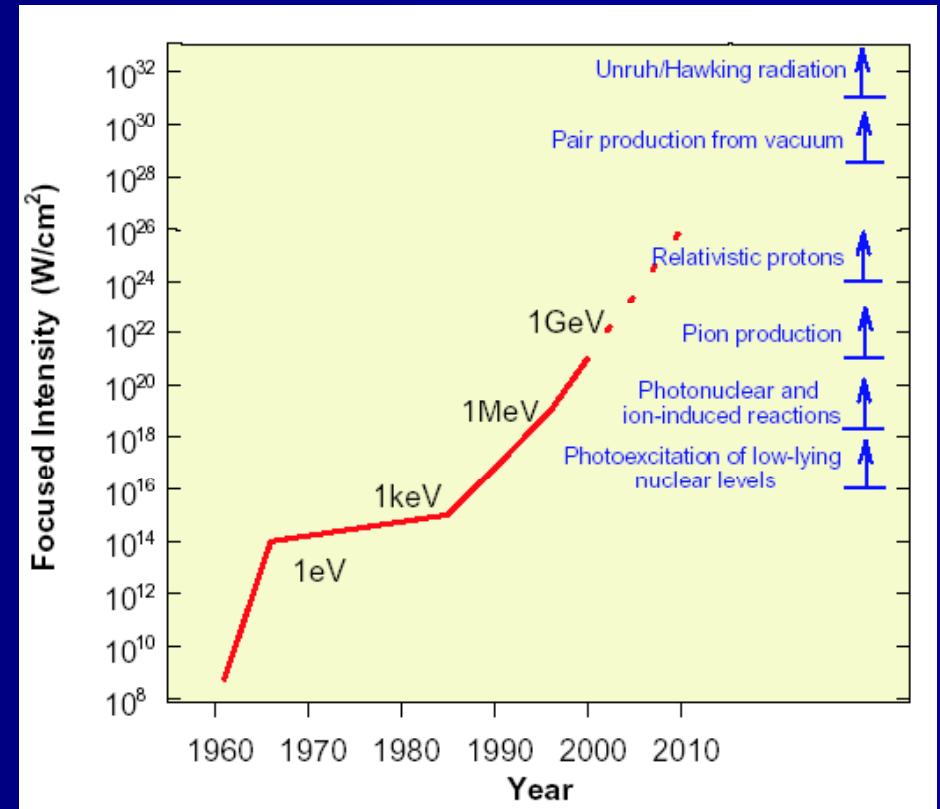


# Экстремальные электромагнитные поля

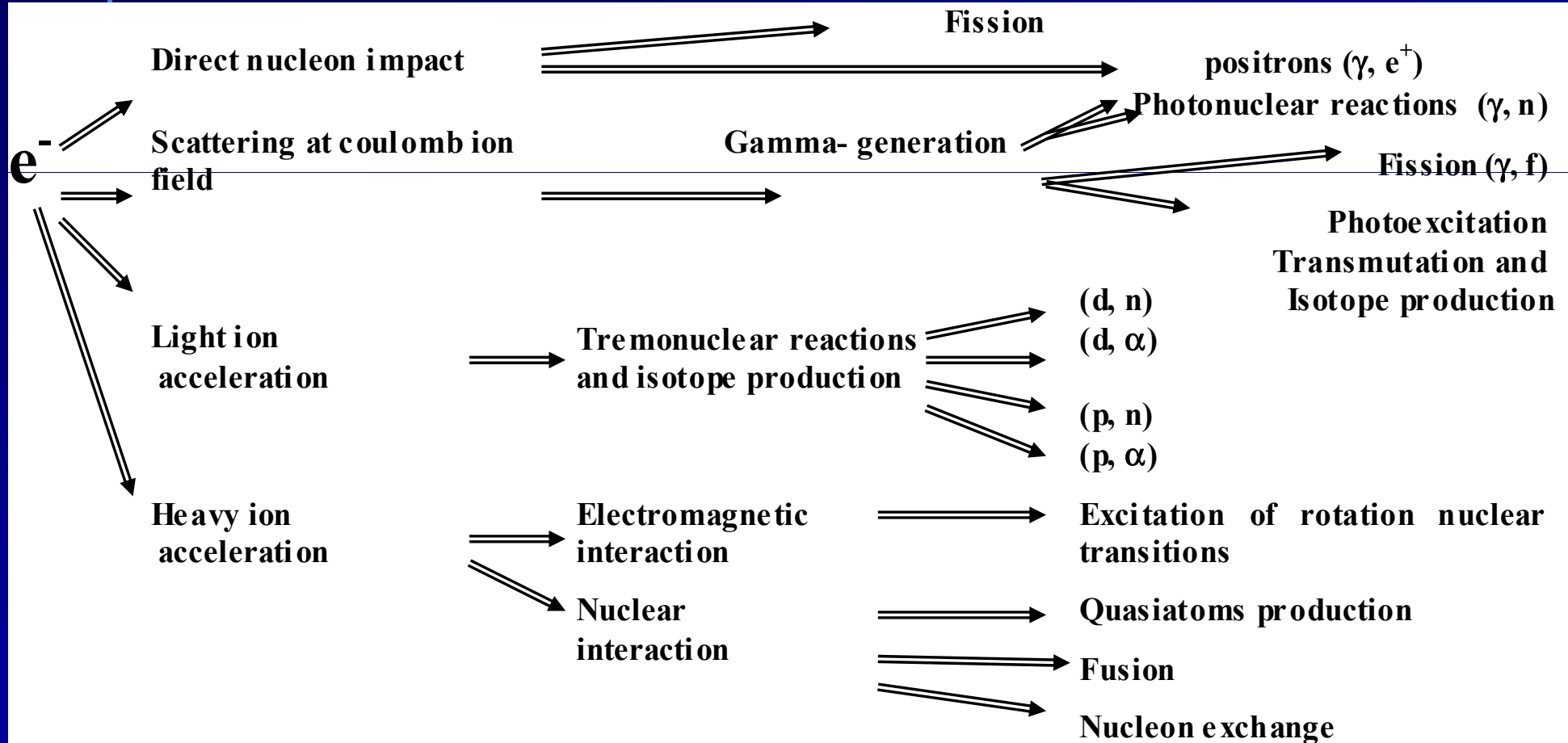
$$\epsilon_{osc} = mc^2 a^2 / 2 = 0.18 \cdot 10^{-18} I [W/cm^2] \lambda^2 [\mu m] MeV$$



XCELS



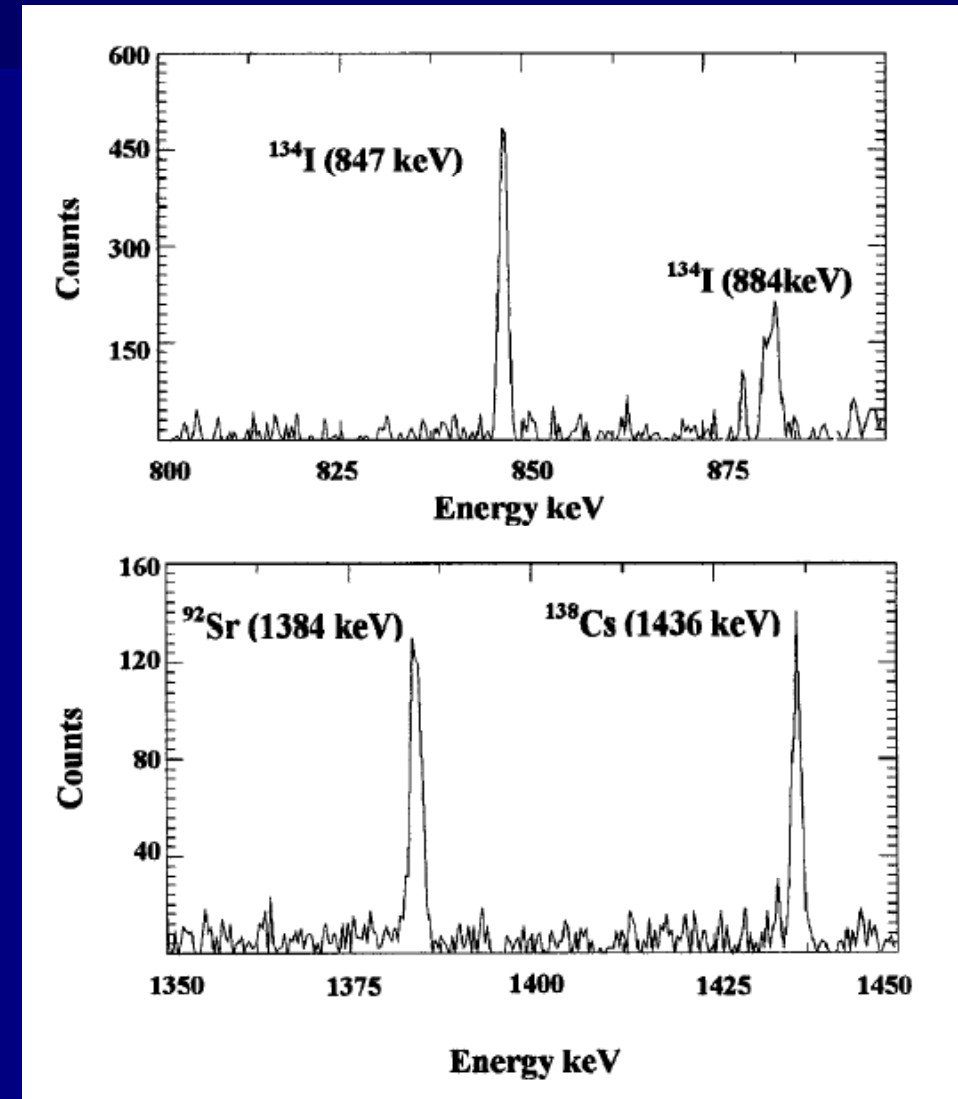
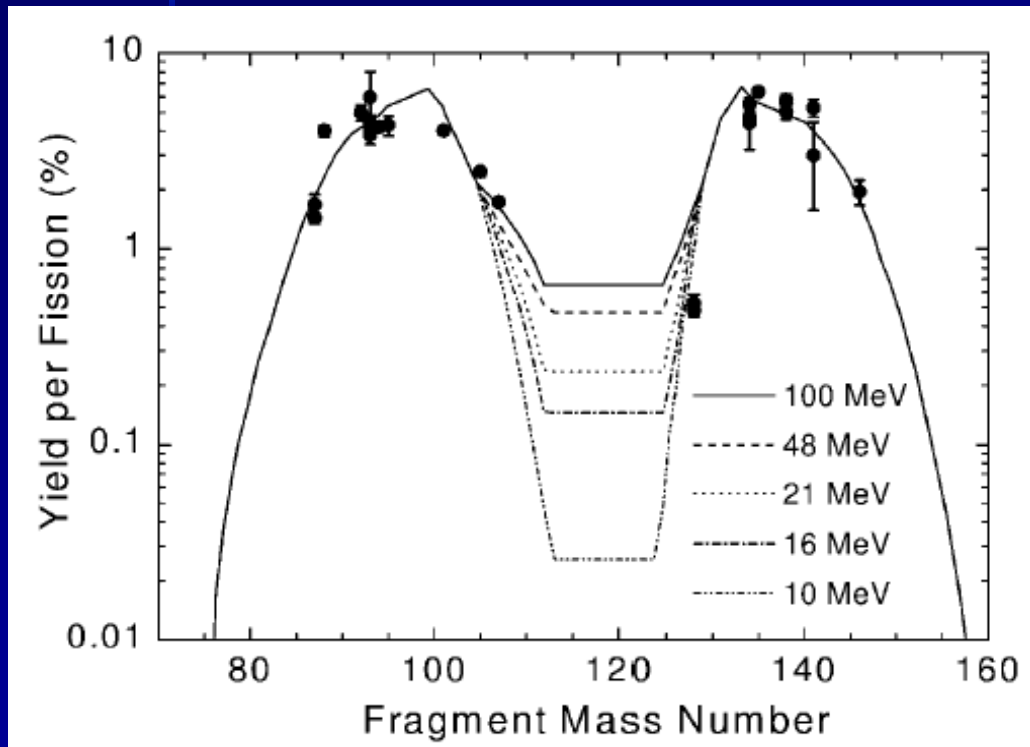
# Feasible channels for nuclear reactions



# Photoinduced nuclear reactions:



$I \sim 5 \times 10^{19} \text{ W}\tau / \text{cm}^2, \tau \sim 1 \text{ ps}$



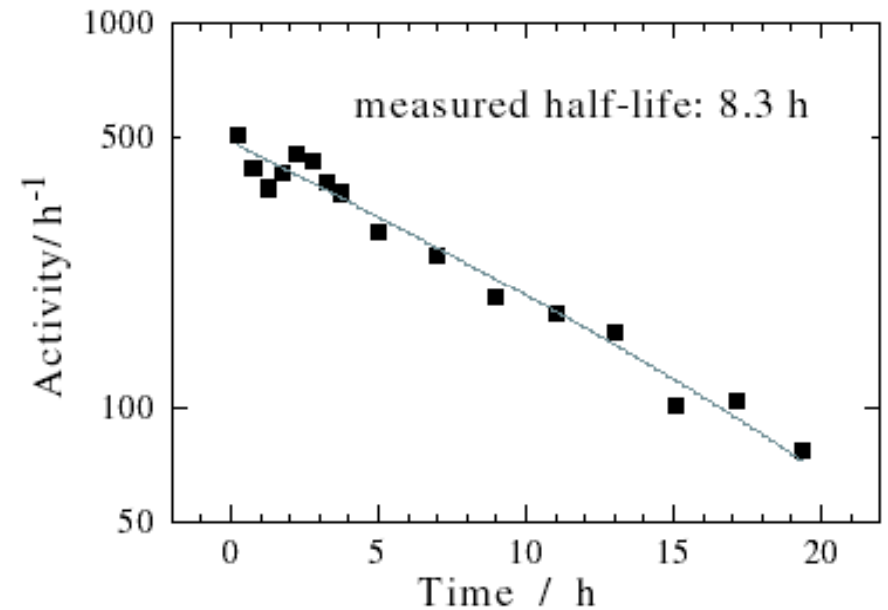
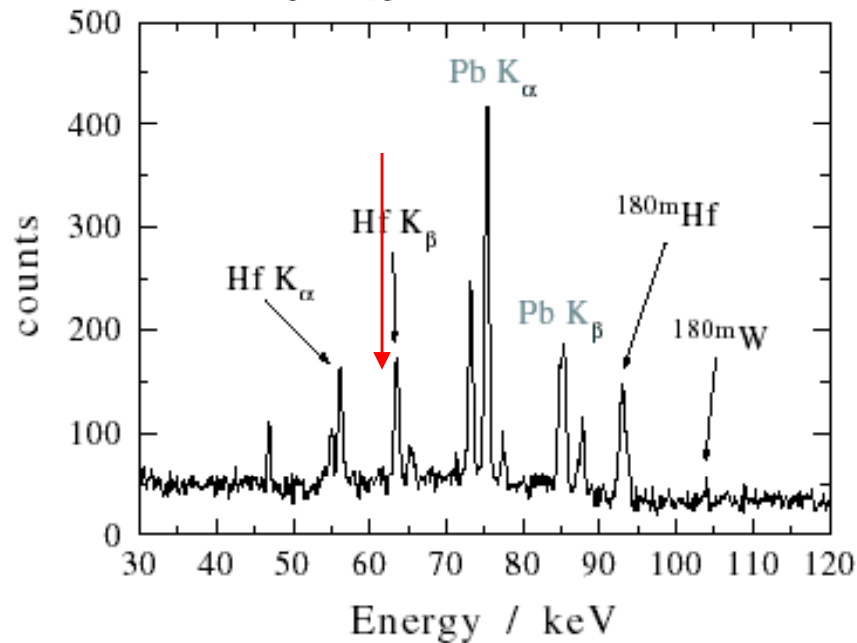
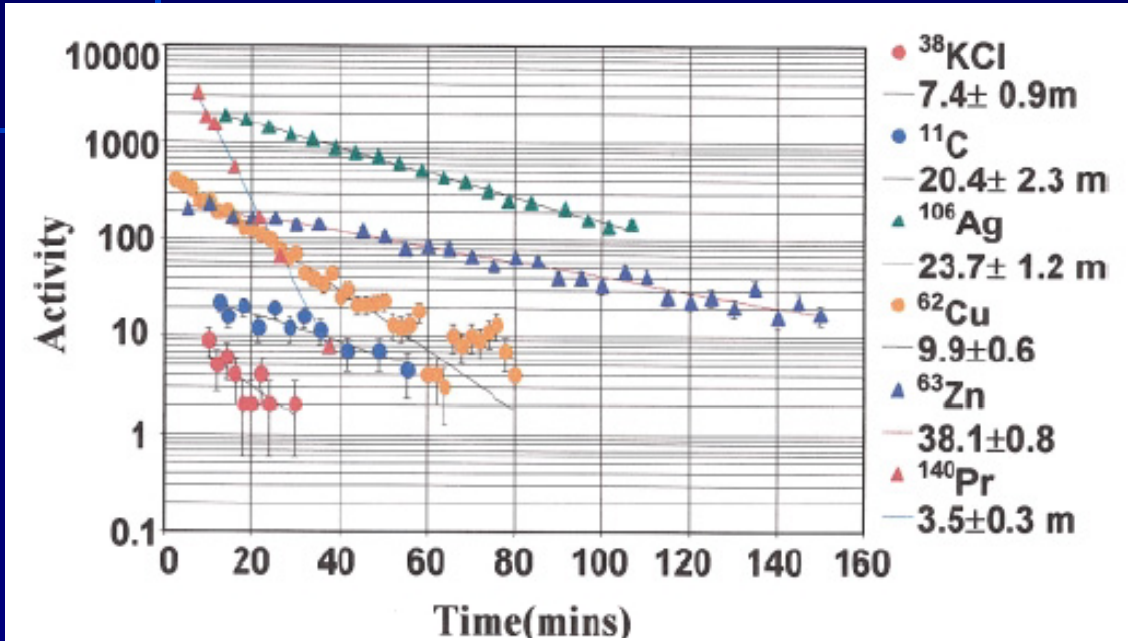
Rutherford: K.W. D. Ledingham, I. Spencer, T. McCanny, et al PRI 84 899 (2000)

LLNL: T. E. Cowan, A.W. Hunt, T.W. Phillips, et al PRI 84 903 (2000)



# Photoinduced reactions ( $\gamma, n$ ) : isotope production

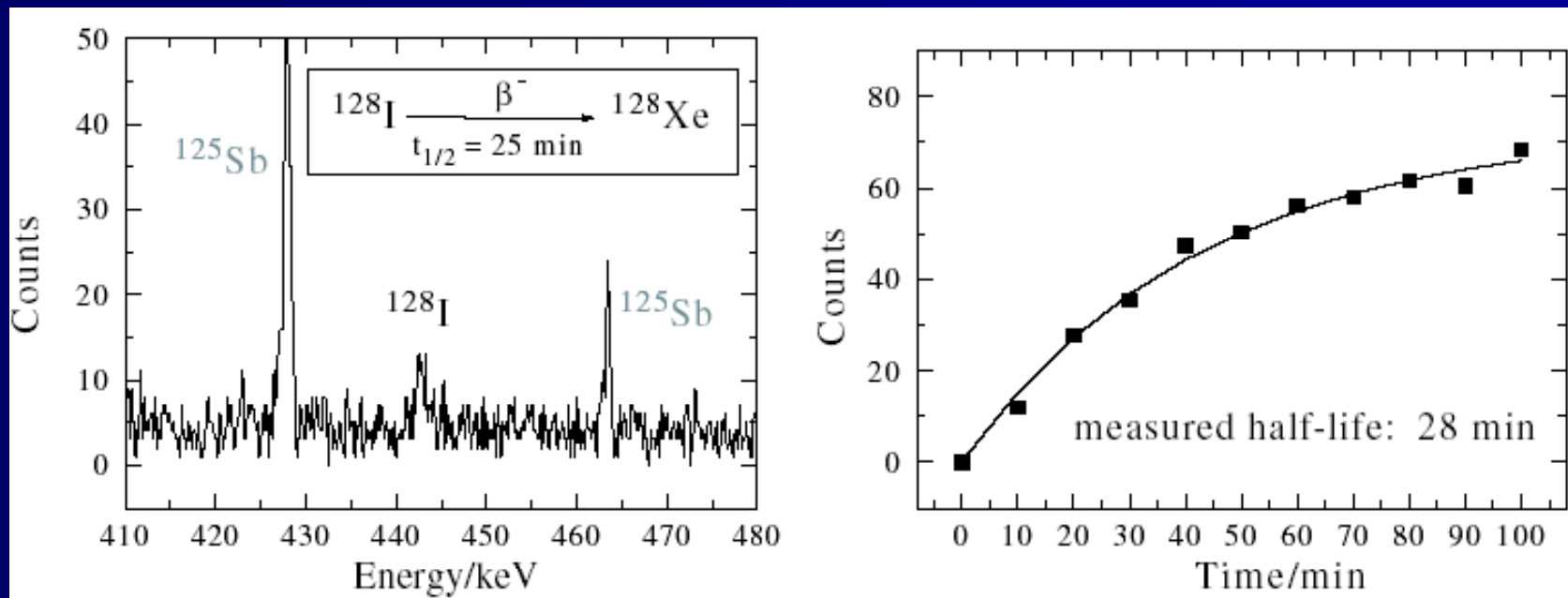
$I \sim 5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2, \tau \sim 1 \text{ ps}$



# Isotope transmutation



**$I \sim 10^{20} \text{ W/cm}^2, \tau \sim 70 \text{ fs}$**  100 fs      25 min



# Plasma waves

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E} = 0$$

$$\epsilon = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2$$

$$\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m}$$

$$k^2 \vec{E} - \vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E}) + k_0^2 \epsilon \vec{E} = 0$$

$$\begin{cases} (k^2 - k_x^2 - k_0^2 \epsilon) E_x - k_x k_y E_y - k_x k_z E_z = 0 \\ -k_x k_y E_x + (k^2 - k_y^2 - k_0^2 \epsilon) E_y - k_y k_z E_z = 0 \\ -k_x k_z E_x - k_y k_z E_y + (k^2 - k_z^2 - k_0^2 \epsilon) E_z = 0 \end{cases}$$

$$\epsilon(\omega) [k^2 - k_0^2 \epsilon(\omega)] = 0$$

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$$

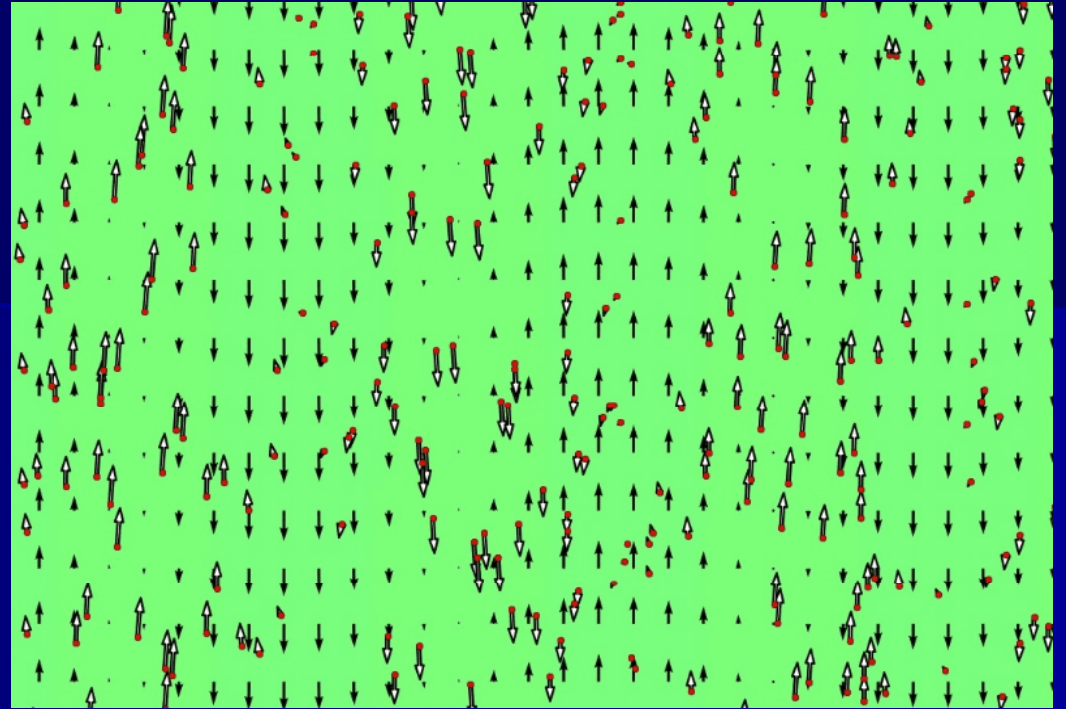
**Electromagnetic wave**

$$\omega = \omega_p$$

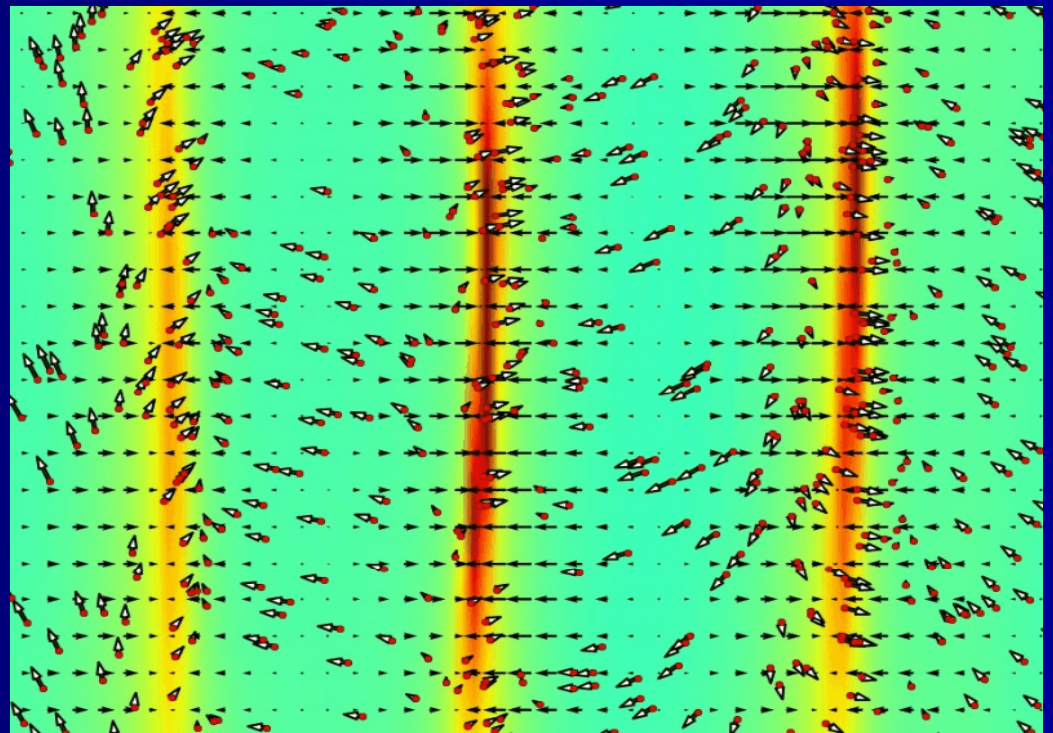
**Electrostatic wave**

# Plasma waves

**Electromagnetic wave**



**Electrostatic wave**





# Wake field generation

$$m_e \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

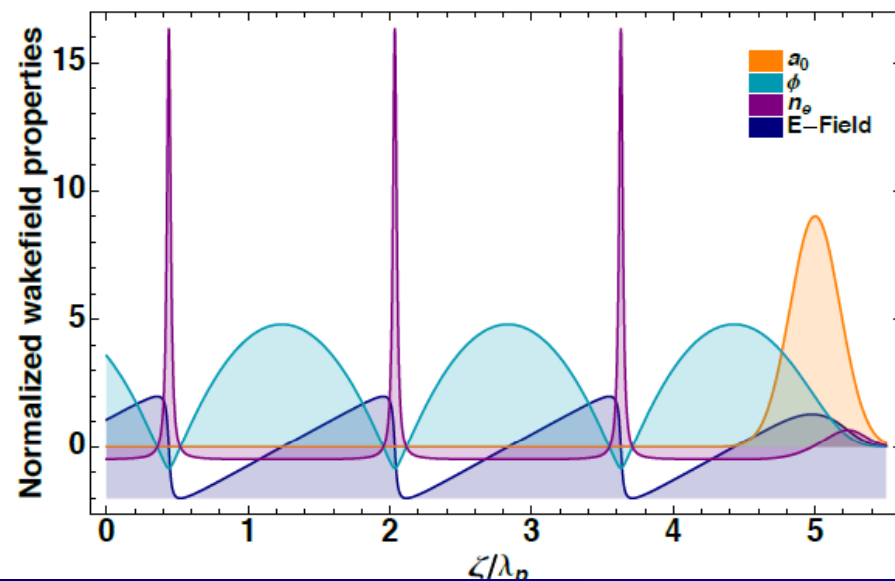
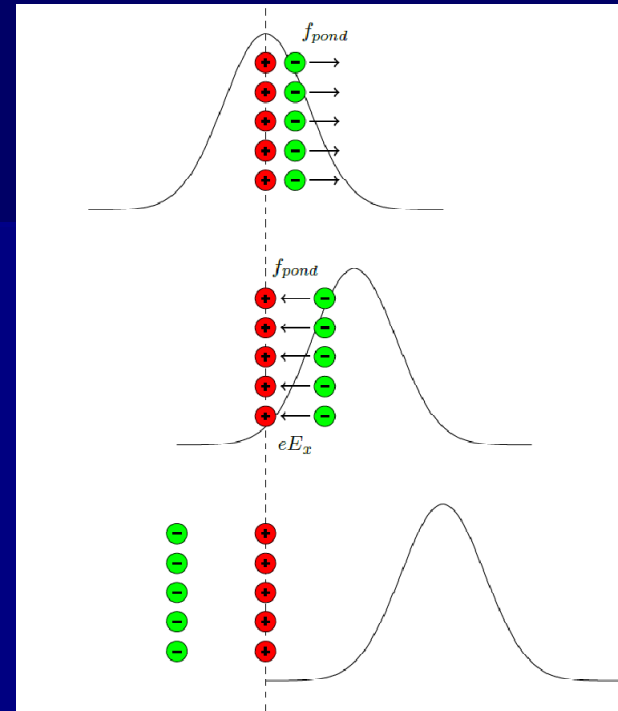
$$\mathbf{v} \approx \mathbf{a}c \quad \mathbf{B} = \frac{m_e c}{e} \nabla \times \mathbf{a}$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}) = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{e(n_e - n_i)}{\epsilon_0}$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \delta n_e = \frac{1}{2} n_0 c^2 \nabla^2 |\mathbf{a}|^2$$

$$n_e = n_0 + \delta n_e \quad \omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$$



# Wavebreaking



$$E_{\parallel} = \frac{m c \omega_p}{e} \frac{\frac{a_0^2}{2}}{\sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}}}$$

$$E_{wb} = \frac{m \omega_p c}{e} \sqrt{2(\gamma_p - 1)}$$
$$= \frac{m \omega_p c}{e} \sqrt{2 \left( \frac{\omega_L}{\omega_p} - 1 \right)}$$

$$n_e = 1.75 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \hat{=} 0.01 n_{cr}$$

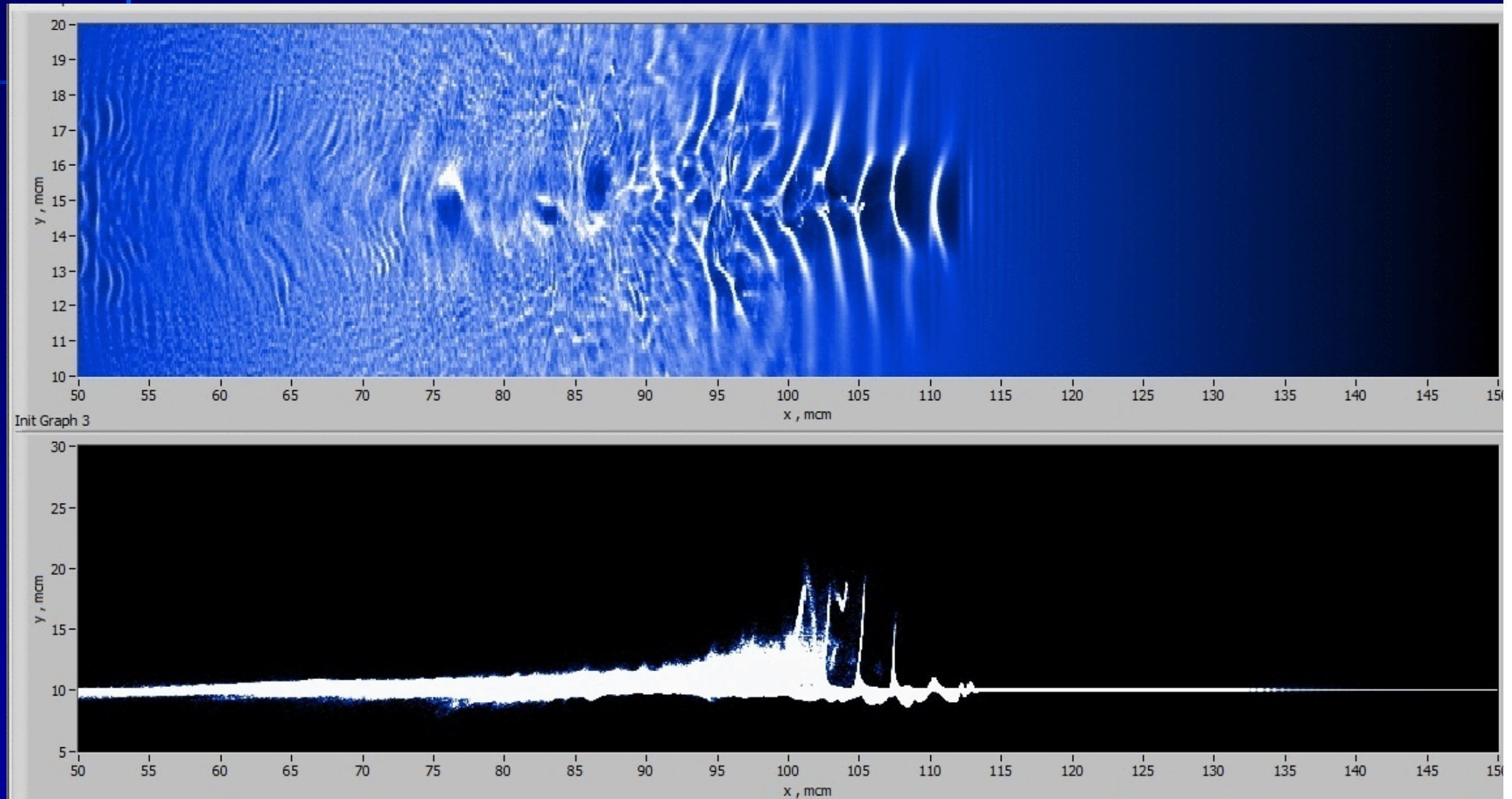
$$\lambda_L = 800 \text{ nm}$$

$$\frac{\omega_L}{\omega_p} = 10$$

$$E_{wb} = 1.7 \frac{\text{TV}}{\text{m}}$$

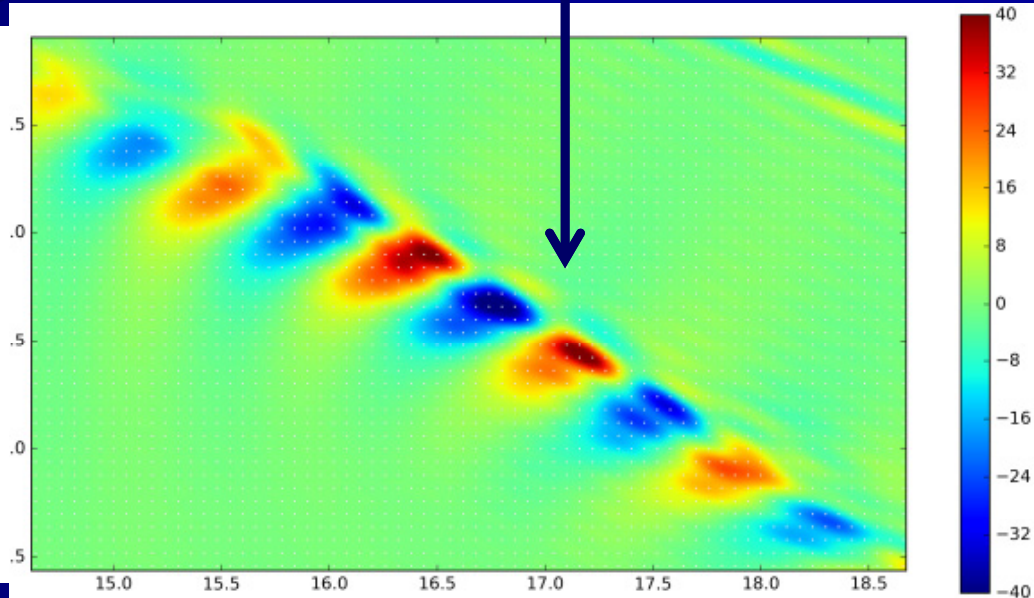
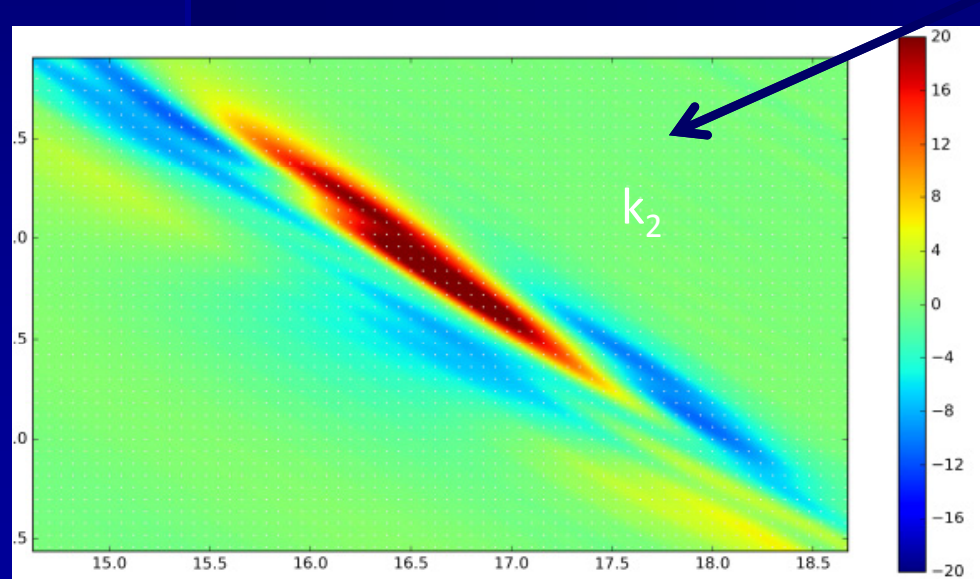
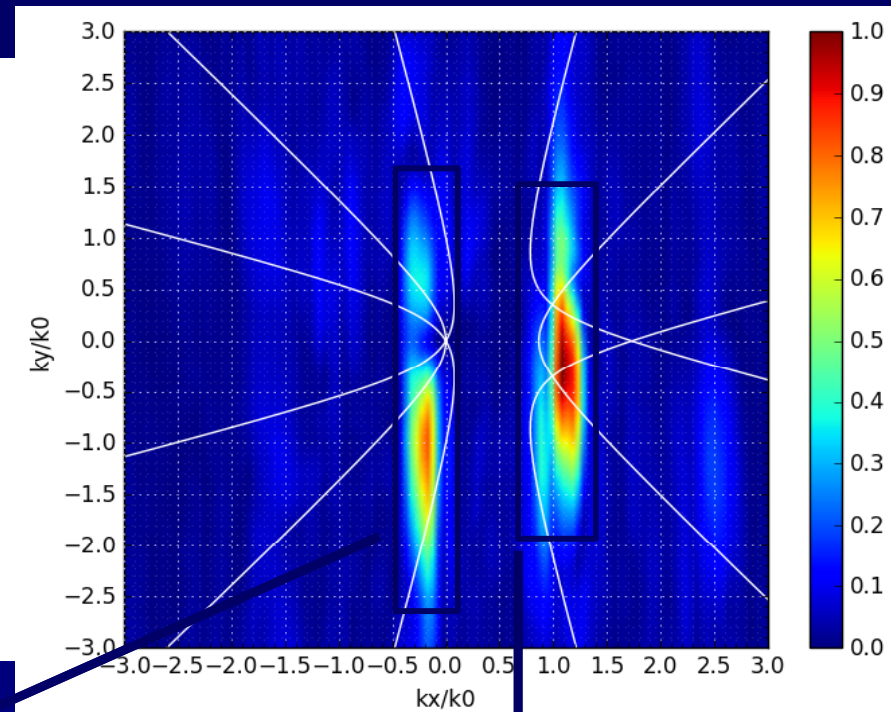
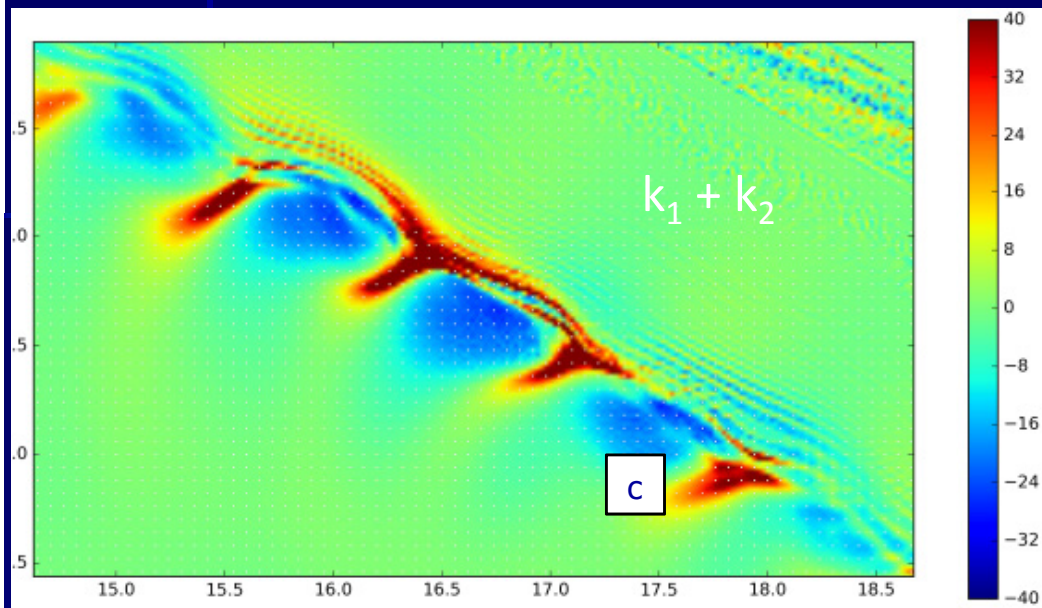


# Electron acceleration in plasma





# Plasma waves from SRS-TPD instability





$$\pi_0 \sim -\nabla E^2$$

# Hybrid SRS-TPD instability

$E^2 = E(\omega_0) E_1(\omega_0/2) + E(\omega_0) E_2(\omega_0/2) + E(\omega_0) E_s(\omega_0/2) + \text{нерезонансные члены}$

$H^2 = H(\omega_0) H_s(\omega_0/2) + \text{нерезонансные члены} \quad K_{1x} + k_{2x} = k_{0x}$

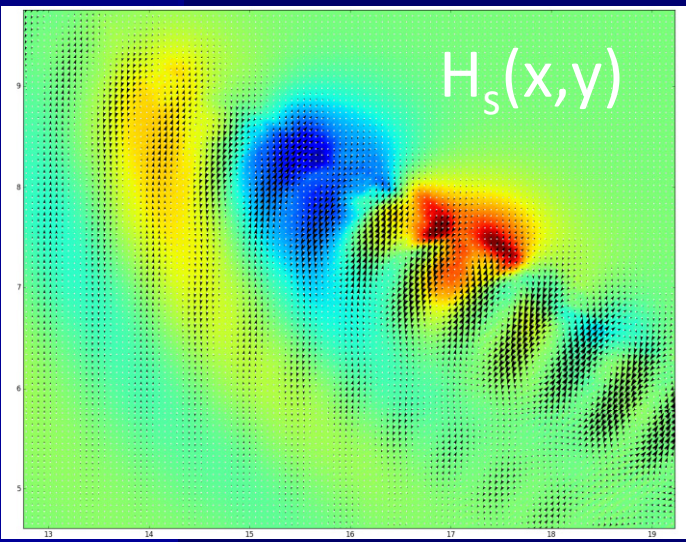
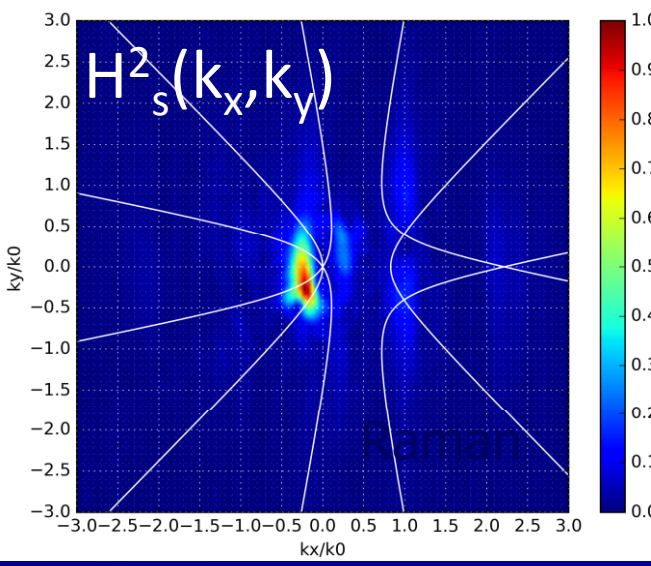
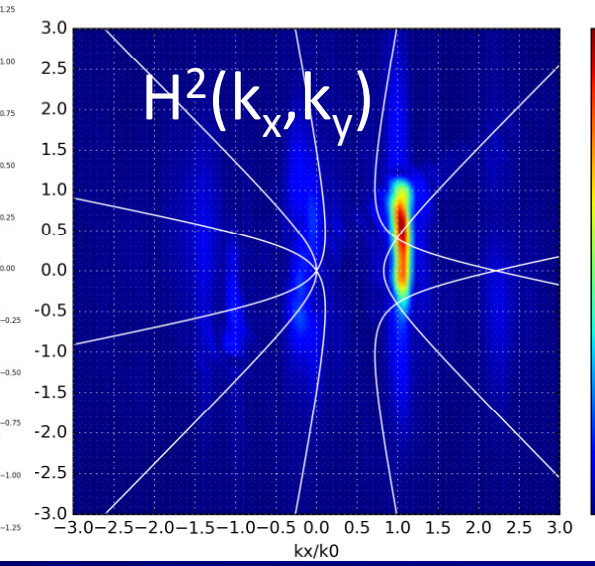
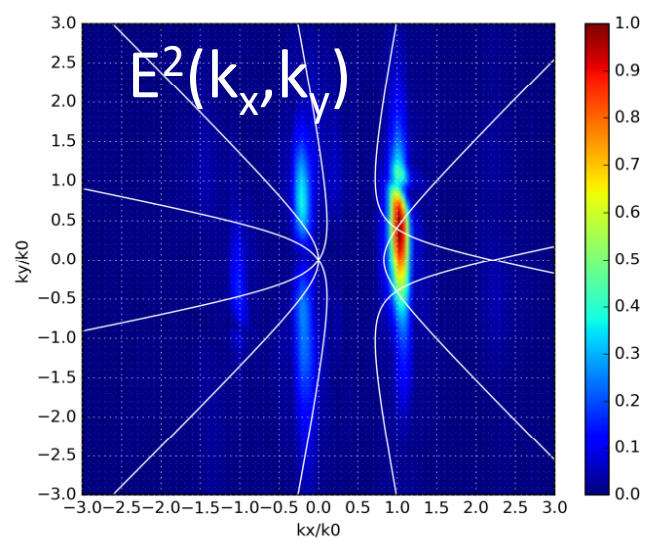
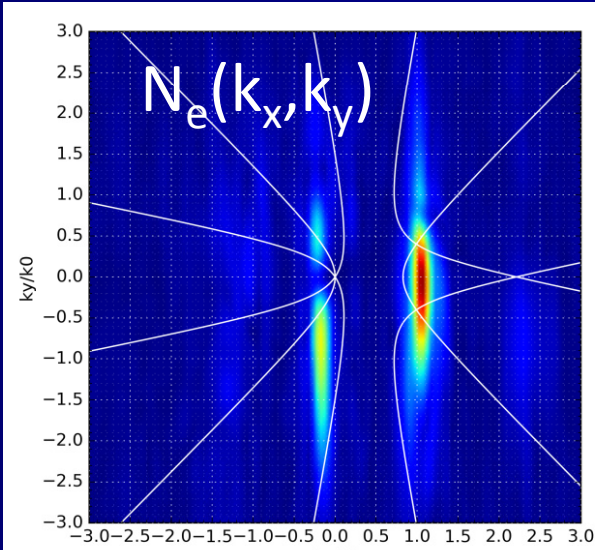
$E_{1,2}(\omega_0/2)$  – поля плазменных

$$k_{1x} \approx 1.1\omega_0/c \quad k_{2x} \approx -0.23\omega_0/c \quad k_{0x} \approx 0.87\omega_0/c$$

ВОЛН

$E(\omega_0), H(\omega_0)$  – поля лазерного импульса (накачка)

$E_s(\omega_0/2), H_s(\omega_0/2)$  – поля Стоксовой рассеянной электромагнитной волны

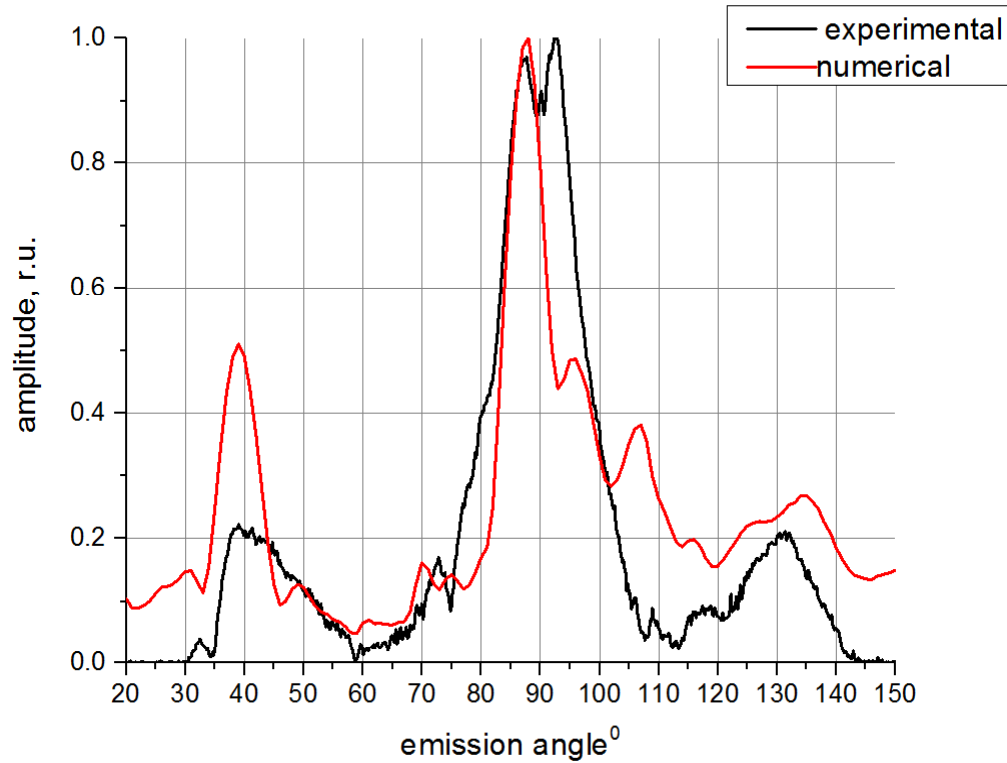
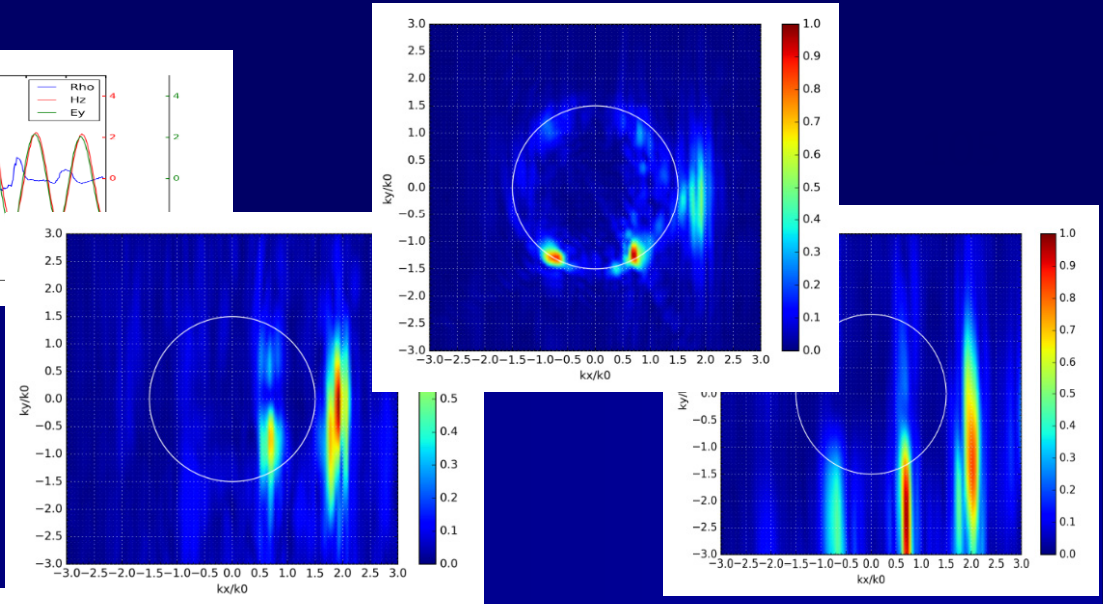
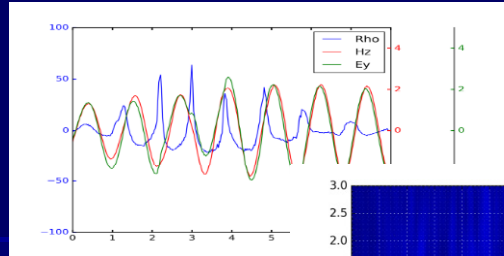


# 3/2w angular spectrum

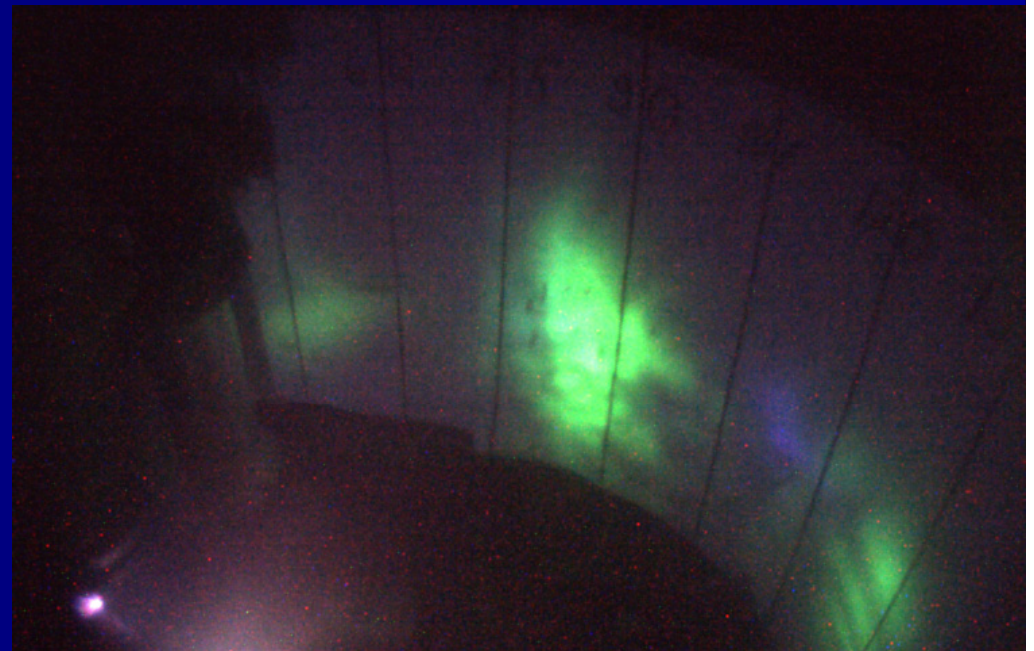
$$\left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \underline{A}_1 = \frac{4\pi}{c} \underline{j}_t$$

$$j_1(3\omega_0/2) = \rho(\omega_0/2)v(\omega_0)$$

$$j_2(3\omega_0/2) = \rho(2\omega_0/2)v(\omega_0/2)$$



“radiation circle”  $c^2k^2 = (3/2\omega_0)^2 - \omega_p^2$





# Лазерно-плазменный ускоритель в плазме подкритической плотности

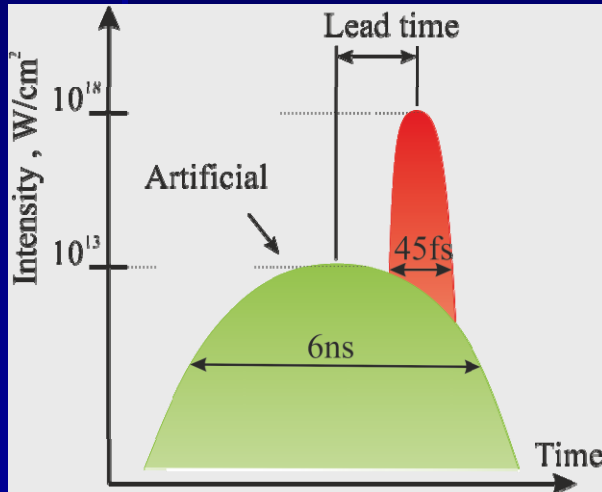
- ✓ Controlled energy deposition – plasma plume velocity control
- ✓ Controlled timing – plasma plume extent control
- ✓ Different wavelengths - feasibility of optical diagnostics

## Laser pulse parameters (Ti:Sapphire):

$$\tau_p = 45 \pm 5 \text{ fs}; \lambda = 800 \text{ nm};$$

$$10 \text{ Hz}; \text{ up to } 50 \text{ mJ}; M^2 = 1.4$$

$$I_{\max} > 5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2; \text{ contrast } 10^8.$$

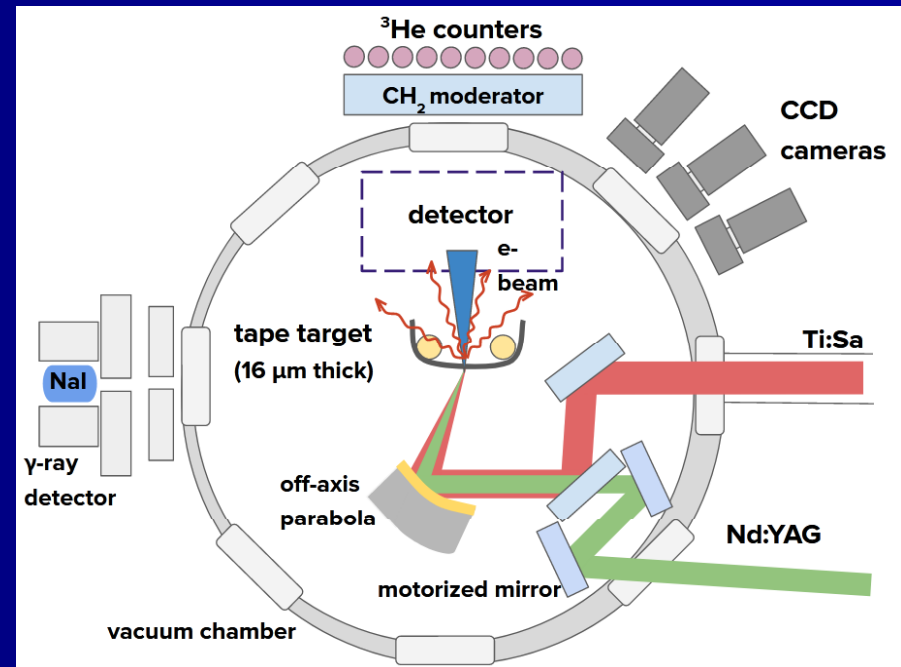
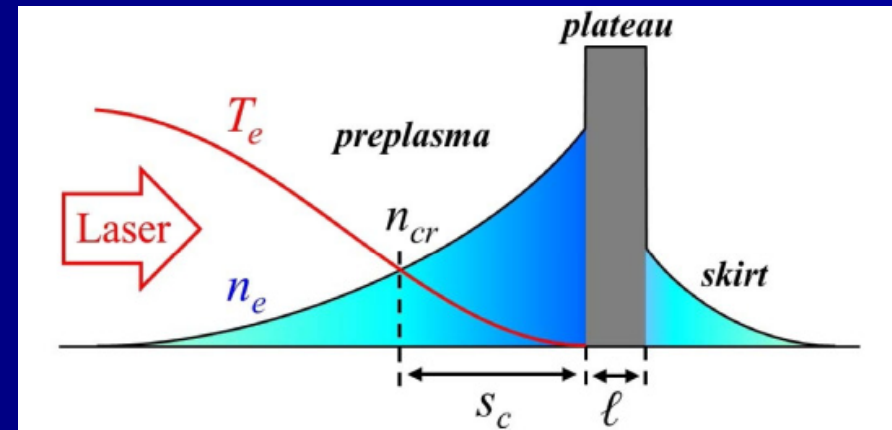


## Laser pulse parameters (Nd:YAG):

$$\tau_p = 6 \text{ ns}; \lambda = 532 \text{ (1064) nm};$$

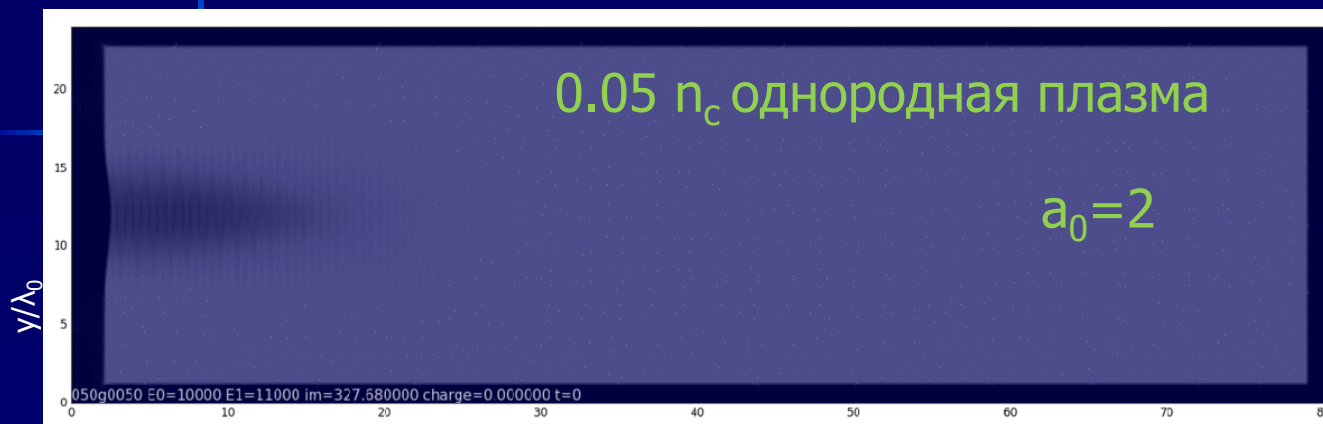
(locked with Ti:Sa, accuracy  $\sim 1 \text{ ns}$ );

$$E_p = 70 \text{ (230) mJ}; I \sim 10^{12} \text{ W/cm}^2.$$



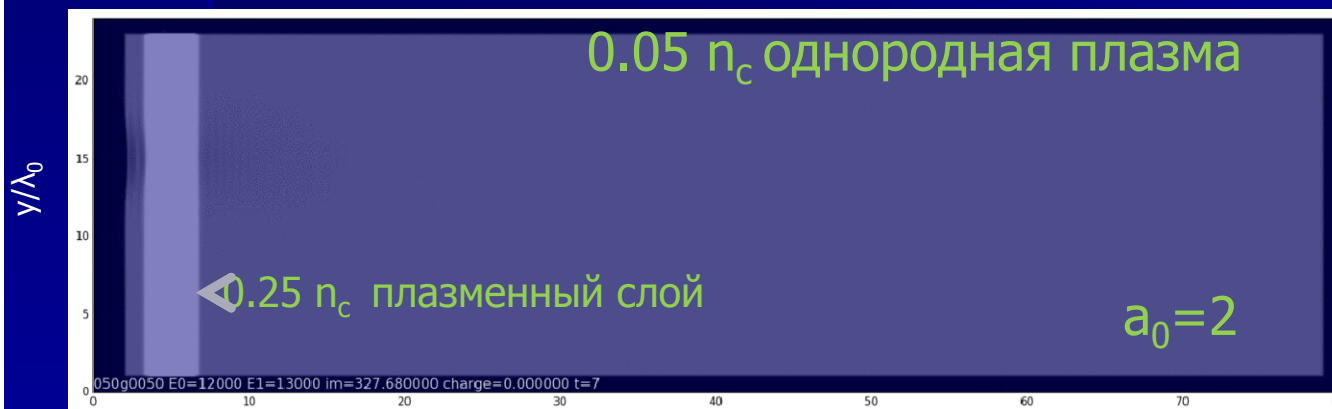


# Формирование коллимированных электронных пучков с большим зарядом в режиме DLA



Белым показана электронная концентрация; нет электронов с энергиями  $>4mc^2$

$x/\lambda_0$



Белым показана электронная концентрация, красным – электроны с  $E > 20mc^2$

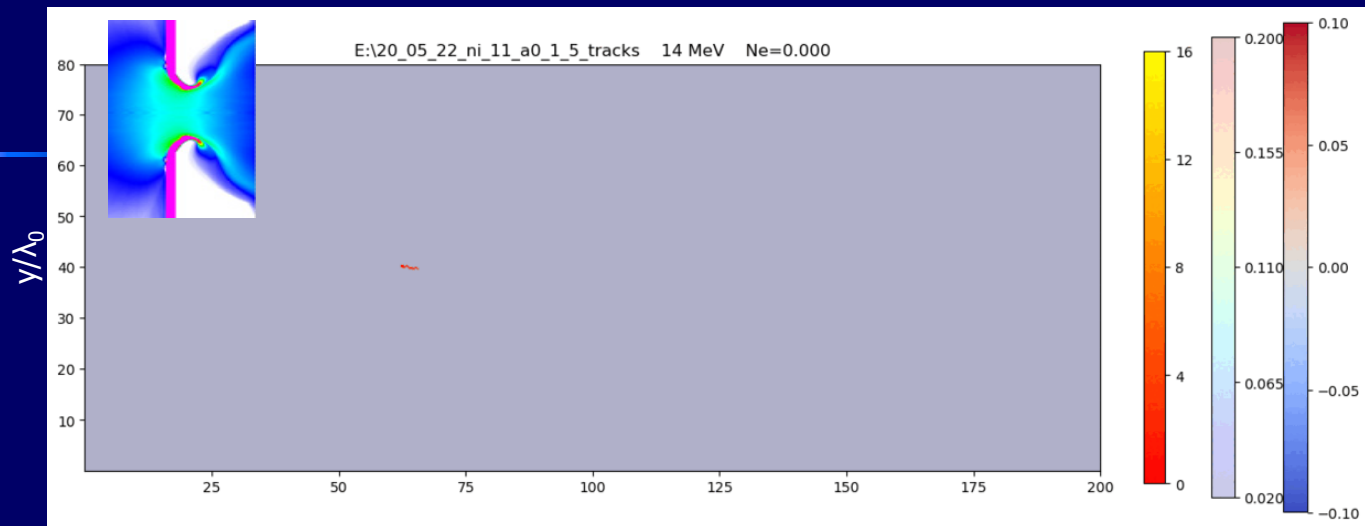
$x/\lambda_0$

Схема с инжекцией в плазменный канал за счет распада волн параметрических неустойчивостей в тонком слое более плотной плазмы

*Plasma Phys. Control. Fusion.* 2019.  
Vol. 61, № 7. P. 075016  
*Plasma Phys. Control. Fusion.* 2021.  
Vol. 62, № 2. P. 02201  
*Physical Review E* 2020, 102(6), 063206

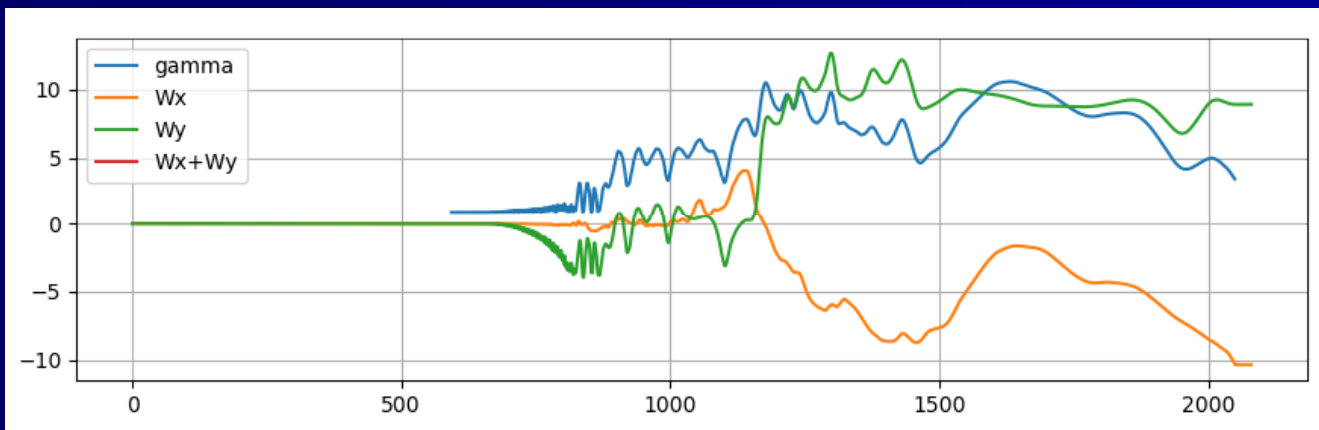
# SMILEY modeling

$$a_0=1.5, \tau=50\text{fs}, D_f=4\lambda$$



Energy gain

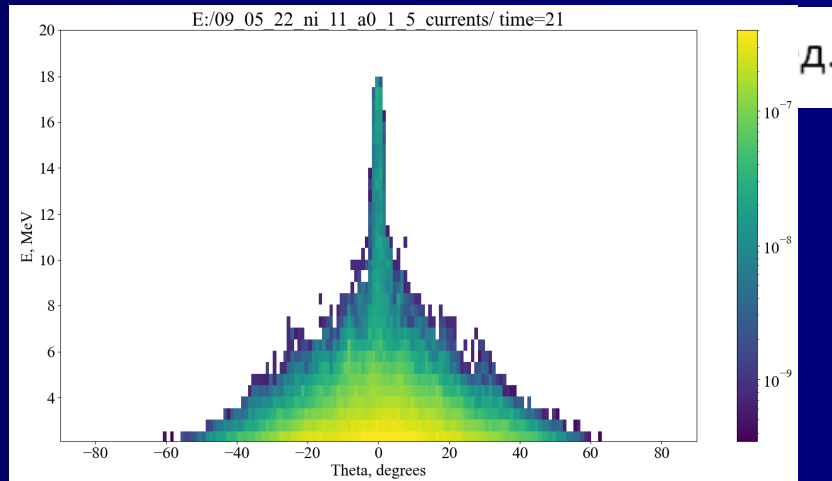
$$W_x = -e \int_0^t E_x v_x dt \quad W_y = -e \int_0^t E_y v_y dt$$



# Electron beam data

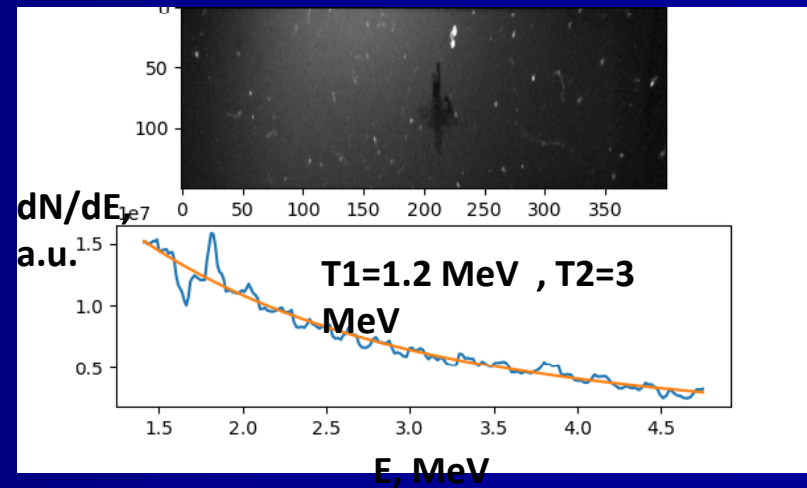
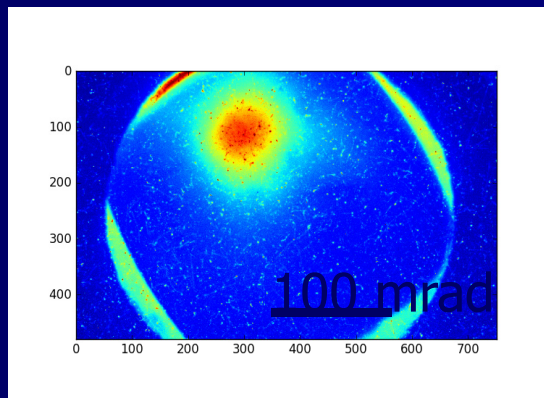
1 ТВТ (50 мДж, 50 фс) 100 пКл ( $E > 2 \text{ МэВ}$ )

Electron energy, MeV



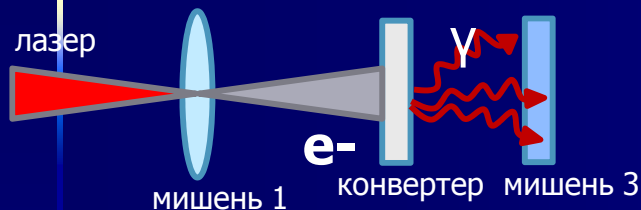
$Q \sim 50-100 \text{ pC}$  for  $E > 1.7 \text{ MeV}$

$Q \sim 1-2 \text{ nC/J}$  for  $E > 1.7 \text{ MeV}$



# Источники гамма излучения

## - тормозное излучение



- + большой заряд пучка электронов
- + широкий спектр вплоть до десятков МэВ
- + простота реализации
- + мишень рядом с гамма-источником
- сложно выделить узкую полосу
- большая расходимость
- существенный радиационный фон

Повышение интенсивности и (или) энергии лазерного импульса – увеличение потока гамма-квантов и их энергии

## - комптоновское рассеяние

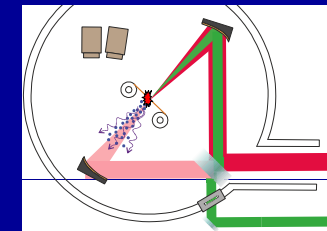
➤ С использованием лазерного ускорения электронов

DLA, LWFA, новые схемы

➤ С использованием линейного ускорителя

✓ Томсоновский генератор на линейном ускорителе 50-700 МэВ

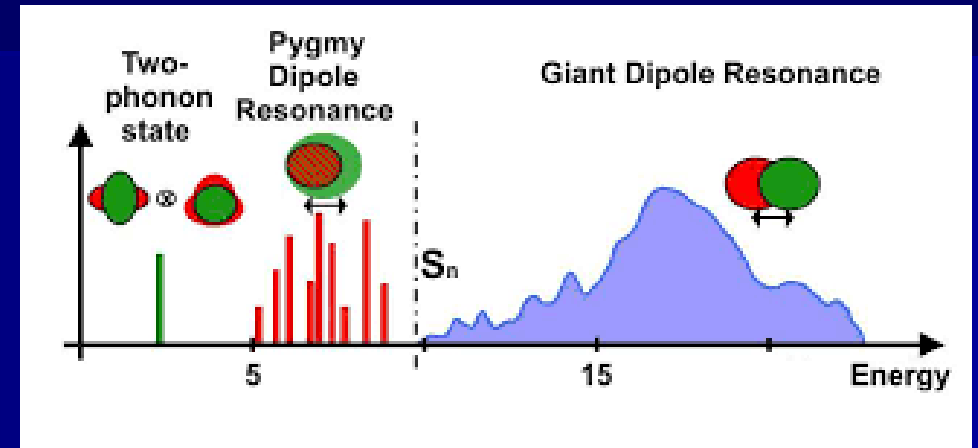
- + узкий спектр
- + перестройка по энергии квантов ( $\theta-\lambda$ )
- + малая расходимость
- + угловой момент фотонов
- малый заряд
- для перехода в область 10 МэВ и выше нужны электроны с энергией 0.5 ГэВ и более
- мишень вдали от источника



Повышение интенсивности и (или) энергии лазерного импульса – нелинейное рассеяние или увеличение сечения пучка – ухудшение монохроматичности и другие проблемы

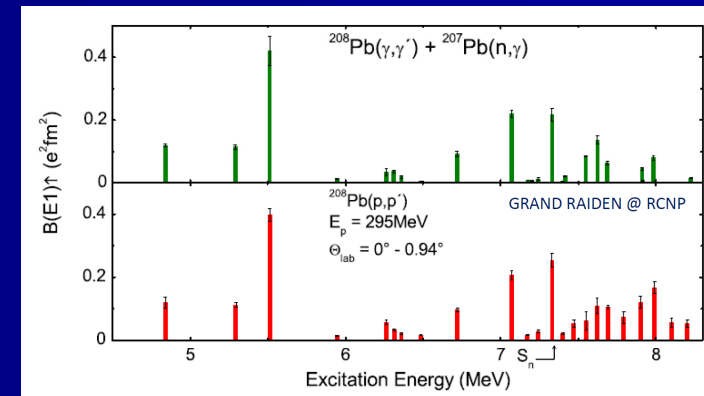
# Исследование сечений фотопоглощения

$E_\gamma$ , МэВ	Направление исследований
До 5	Астрофизика
5 – 10	Коллективные возбуждения ядер Гигантские резонансы. Пигми-резонансы
30 – 150	Кластерные состояния. Квазидейтроны
150 – 2000	Нуклонные резонансы. Фоторождение мезонов. Статическая, динамическая, спиновая структура нуклонов
До $10^6$	Векторная доминантность, адронизация фотонов



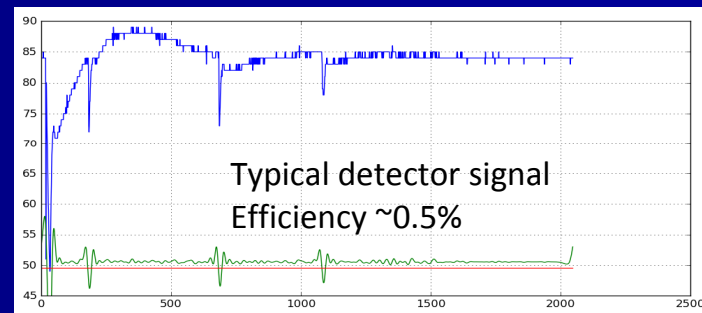
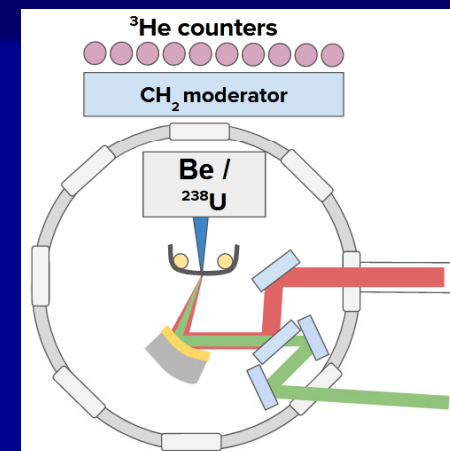
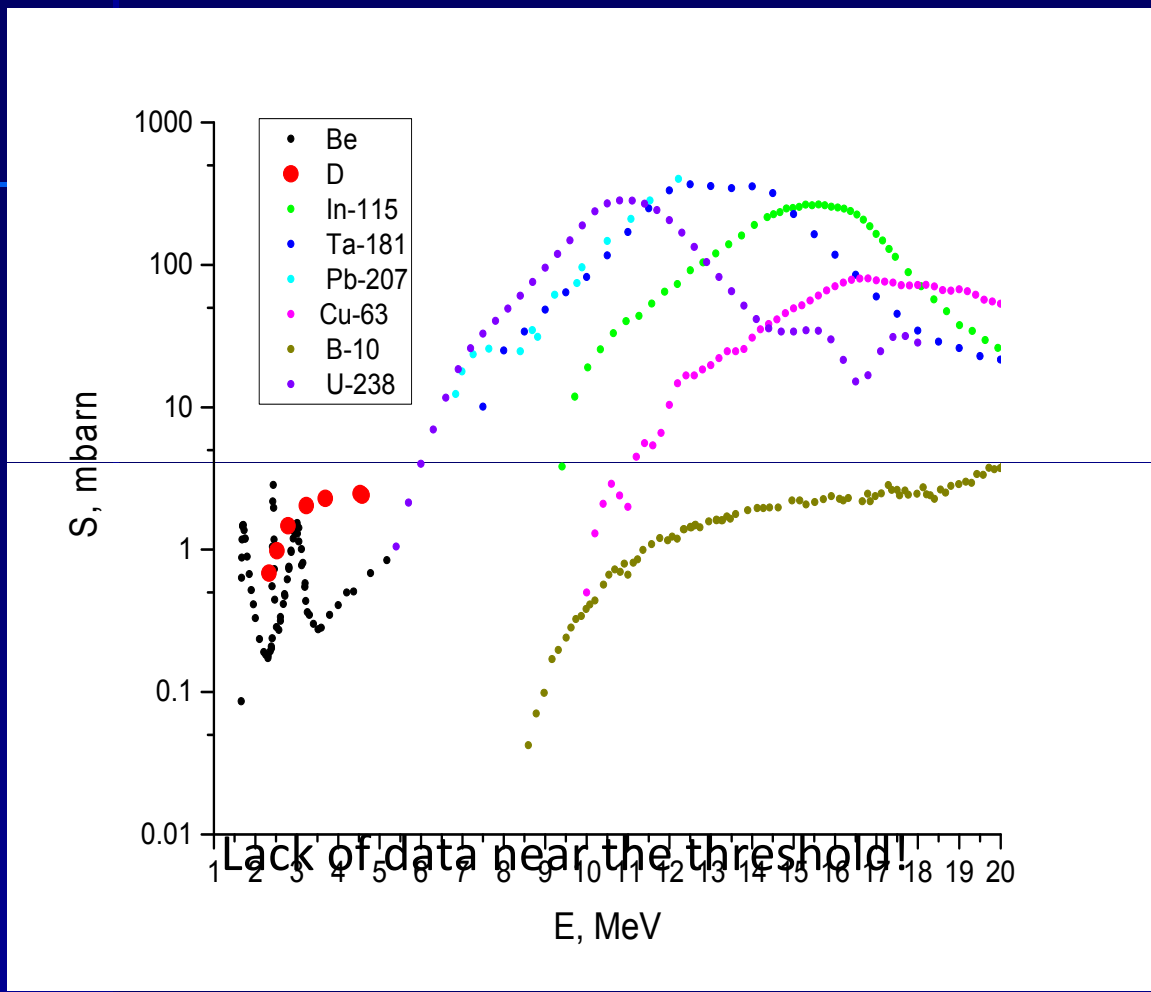
## Преимущества методов ядерной фотоники

- Мощный короткий импульс возбуждающих частиц ( гамма, электроны, протоны, ....)
- Исследование ПДР под действием разных частиц в едином эксперименте
- Использование метода совпадений для быстрых продуктов реакций
- Корреляционные измерения задержанного гамма-распада
- Исследование нестабильных изотопов и изомеров – наработка лазером
- Исследование переходов с высокой мультипольностью – закрученные фотоны

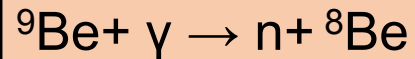


# Фотоядерные реакции

34



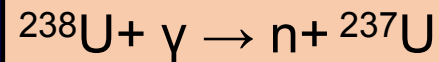
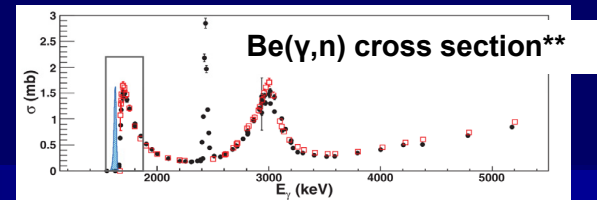
# Neutron generation through photodisintegration



Up to 15 registered neutrons per pulse

**Neutron flux**

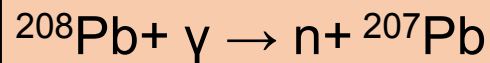
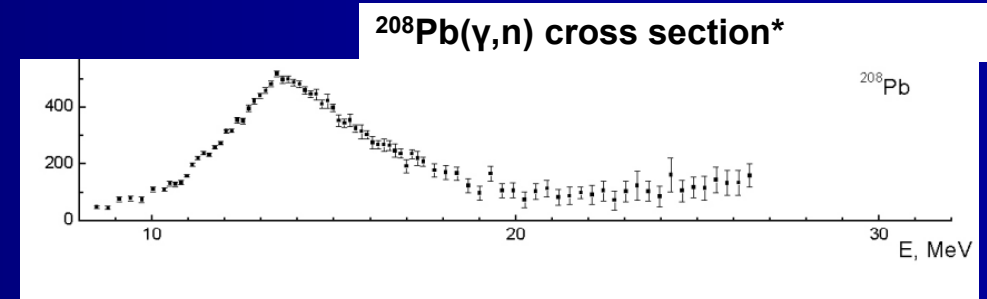
$\sim 10^5 - 10^6 \text{ s}^{-1} \text{ J}^{-1}$



Up to 4 registered neutrons per pulse

**Neutron flux**

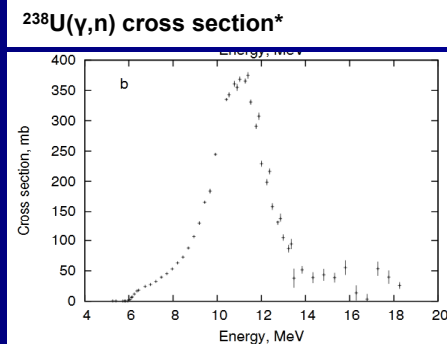
$\sim 10^5 \text{ s}^{-1} \text{ J}^{-1}$



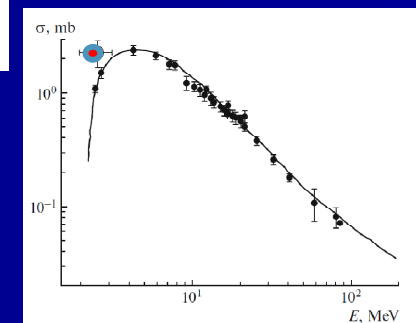
Up to 12 detected neutrons per pulse

**Neutron flux**

$\sim 10^5 - 10^6 \text{ s}^{-1} \text{ J}^{-1}$



$\langle \sigma_{\gamma n} \rangle = 2.5 \pm 0.5 \text{ mbarn}$

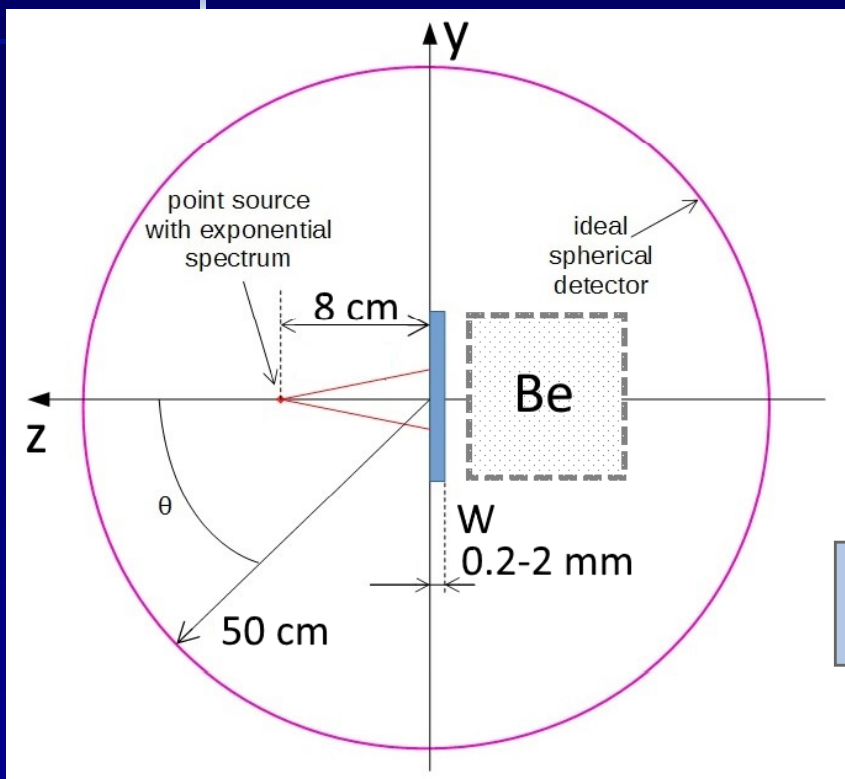


\*Ishkhanov, B. S., et al. "Photonuclear reactions and astrophysics." *The Universe Evolution: Astrophysical and Nuclear Aspects* (Nova Science Publishers, New York, 2013)

\*\*Arnold C. W. et al. Cross-section measurement of  ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$  and implications for  $\alpha + \alpha + n \rightarrow {}^9\text{Be}$  in the r process // *Physical Review C*. – 2012. – T. 85. – No. 4. – C. 044605.

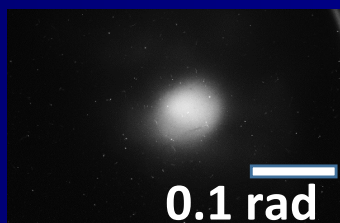
# Photonuclear reactions for e-beam charge measurement

GEANT4 simulation geometry

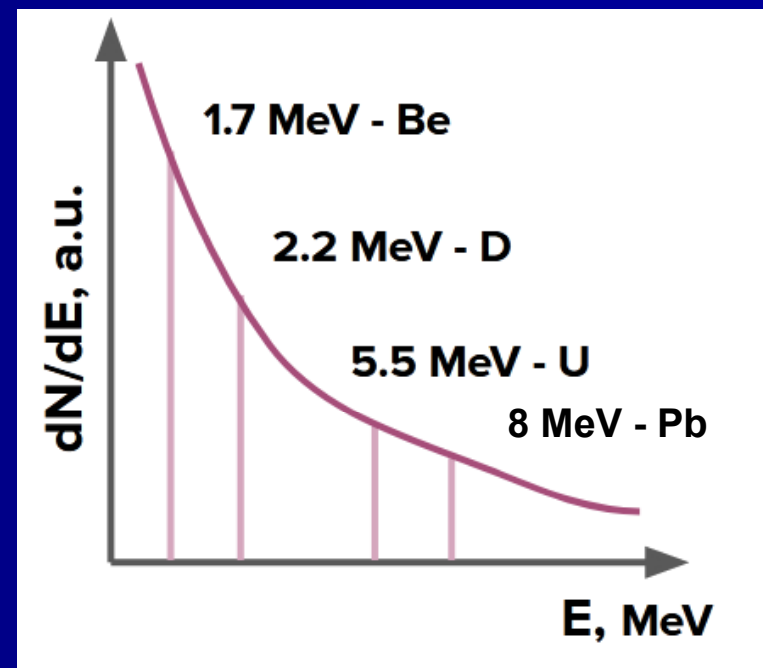


We obtained a conversion coefficient  
~neutrons/pC

T~2-2.5 MeV



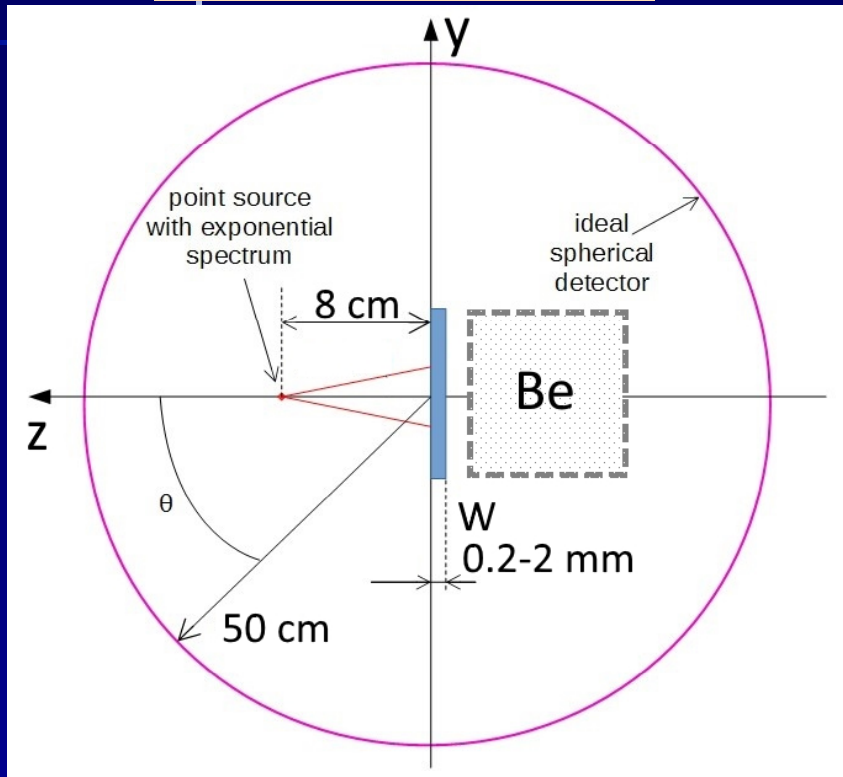
Q~100 pC  
for E>1.7 MeV



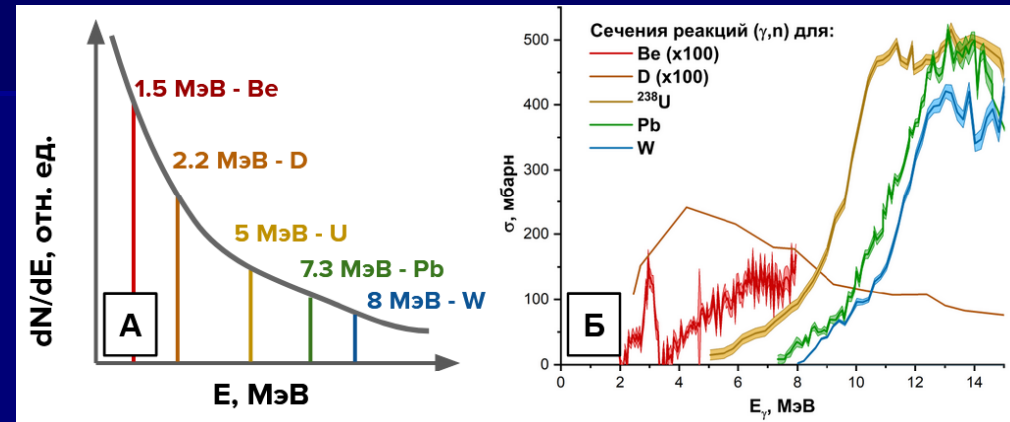


# Photonuclear reactions for e-beam charge measurement

GEANT4 simulation geometry



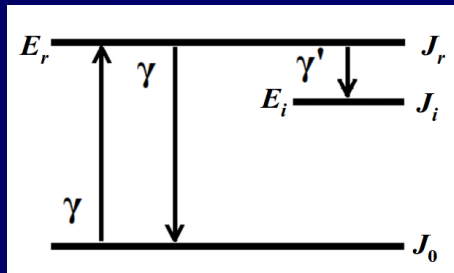
We obtained a conversion coefficient  
~neutrons/pC



target	Be	D <sub>2</sub> O	U	Pb	W
T, MeV	Charge Q for electrons with $E > 1$ MeV, pC				
1	270±7 0	-	-	-	-
1.5	109±2 6	(7±6)*10 3	80±27	105±20	85±24
2	60±14	(0,6±0,3) *10 <sup>3</sup>	11,8±1,9	18,2±1,2	16,0±1 ,7
2.5	33±8	190±90	3,0±0,4	4,8±0,3	4,8±0, 3

# Ядерная резонансная флюоресценция

- необходимые энергии гамма-квантов 0-15 МэВ
- позволяет получать точную информацию о возбужденном состоянии
- перестраиваемость комптоновского источника позволит сильно увеличить точность измерений
- гамма-кванты поляризованы – правила отбора



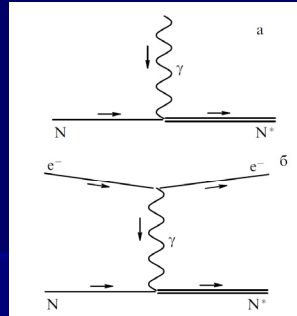
Наличие нескольких пучков  
открывает возможность проведения  
более сложных экспериментов



# Исследования ядерных изомеров

Метастабильные состояния ядра с большим временем жизни (наносекунды и выше)

Энергия состояний – от 8 эВ до единиц МэВ



## Каналы возбуждения:

- Однофотонное возбуждение (рентген, гамма)
- Неупругое рассеяние электронов
- Возбуждение электронами через атомную оболочку (обратная внутренняя электронная конверсия и др.)
- Возбуждение лазерным излучением через атомную оболочку
- Прямое (многофотонное??) возбуждение ядра лазерным излучением?

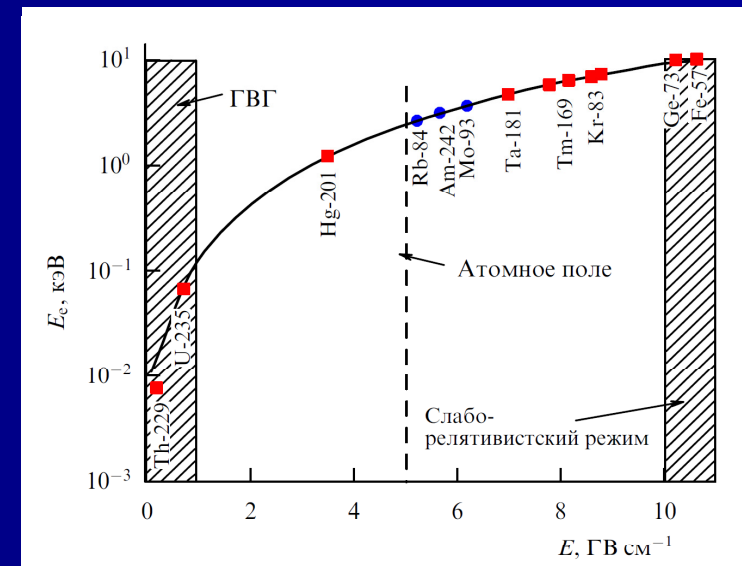


наработка  
ИЗОТОПОВ



возбуждение изомеров

Возбуждение ядерных изомеров при ГВГ

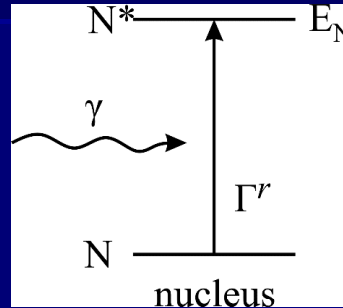


# Kr-83

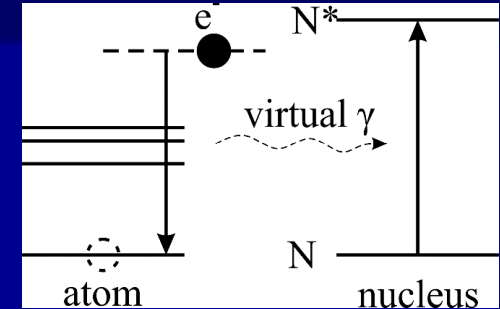
<sup>83</sup><sub>36</sub>Kr:

- Stable
- Fraction in natural Kr – 11.5%
- Two isomeric levels:
  - 9.4 keV with  $T_{1/2} = 156.8$  ns
  - 41.6 keV with  $T_{1/2} = 1.83$  h

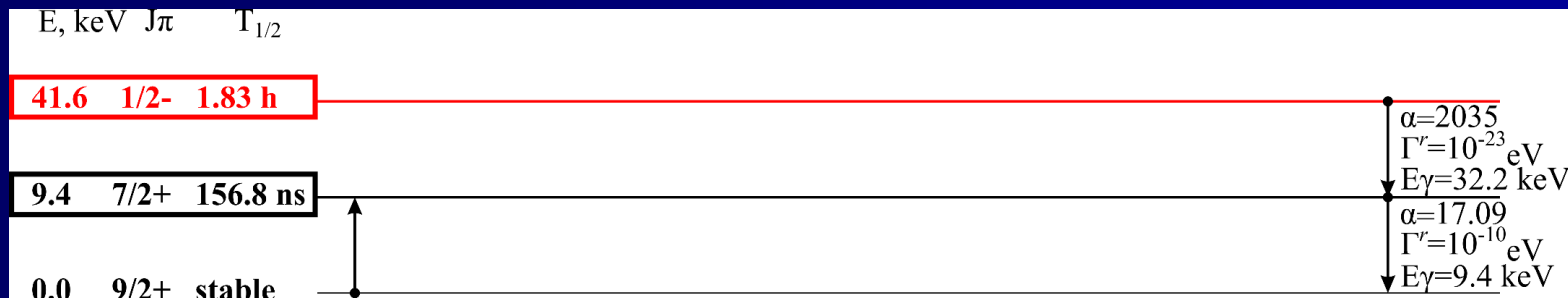
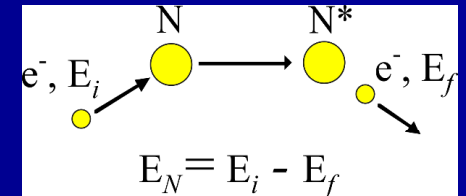
## Photoexcitation



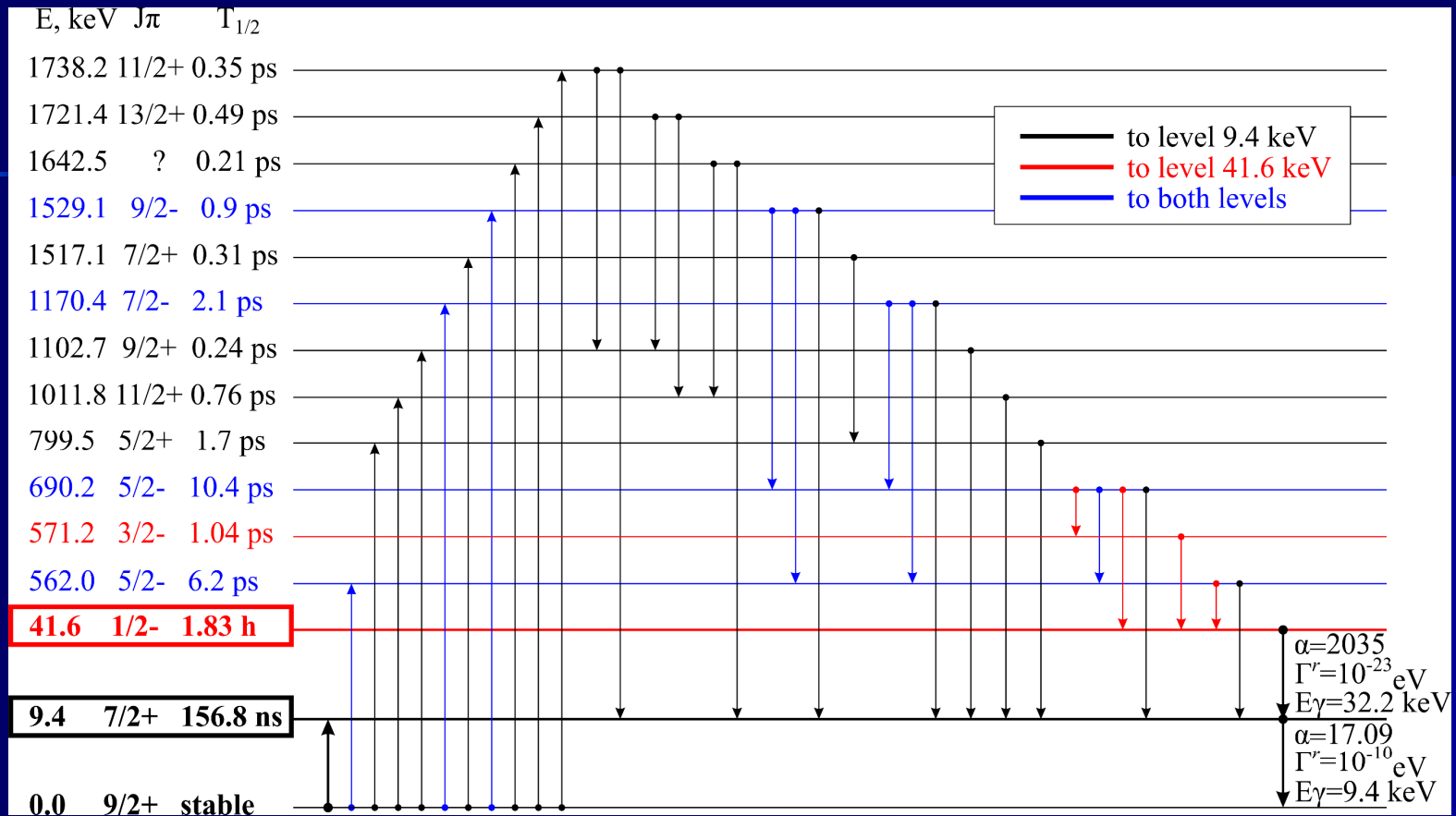
## Excitation by electron capture



## Inelastic electron scattering (ES)



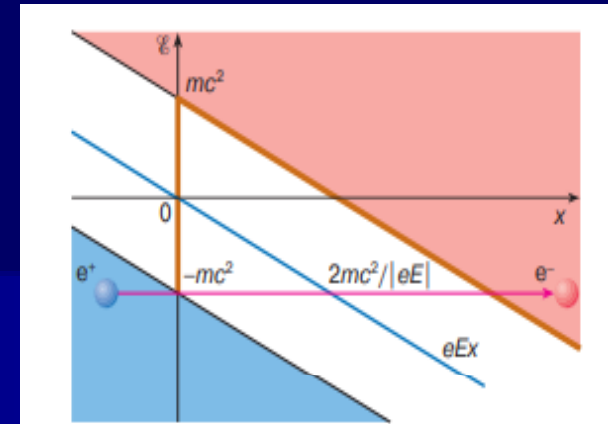
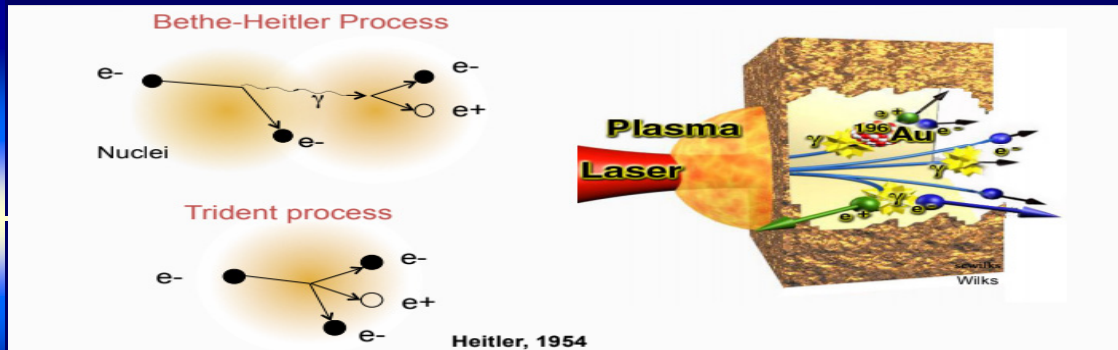
# Kr-83



Through short-lived levels with energies of 0.5–1.7 MeV  
photoexcitation cross section for 9.4 keV state increased more than 100 times!!!



# Генерация позитронов

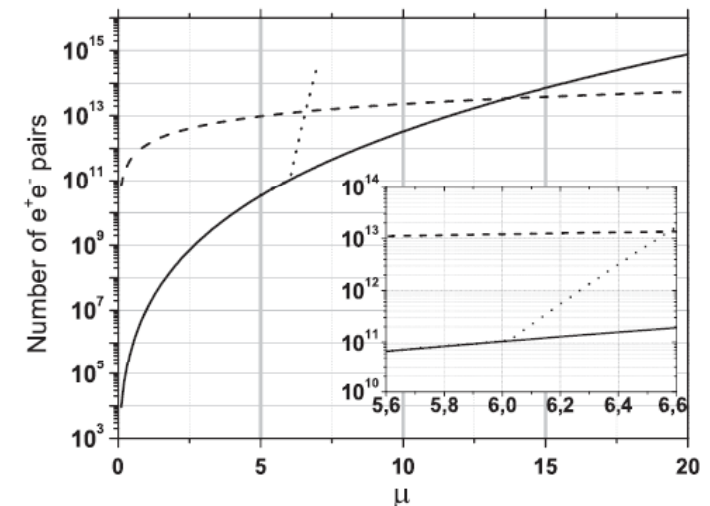


**Рис. 2.** Вакуумное рождение электрон-позитронной пары под действием сильного постоянного электрического поля  $E$  с потенциальной энергией  $eEx$  происходит в результате туннелирования электрона из состояния с отрицательной энергией через запрещенную область. Энергия родившихся частицы и античастицы оказывается одинаковой. Форма потенциального барьера изображена жирной линией

$$eE_s l_c = m_0 c^2$$

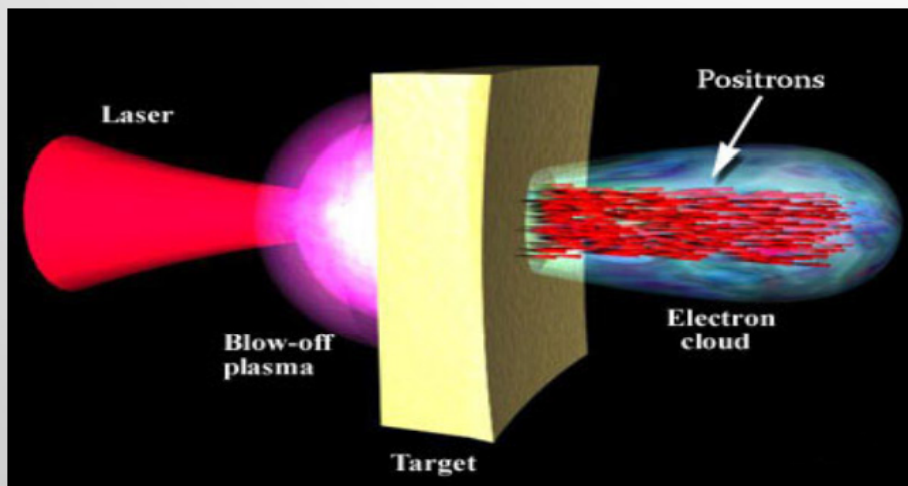
$$E_s = \frac{m^2 c^3}{e \hbar} = 1.32 \cdot 10^{16} \text{ В/см}$$

$$I_s = (c/4\pi) E_s^2 = 4.65 \cdot 10^{29} \text{ Вт/см}^2$$



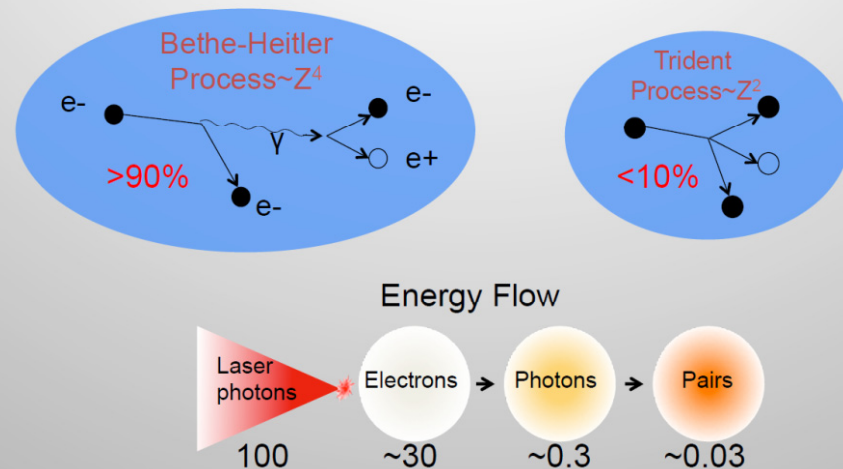
# Laser assisted $e^+$ production

- Relativistic intensities ( $10^{18} - 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>)
  - Electron acceleration at interaction with solid or gaseous targets
  - Trident or Bethe-Heitler process



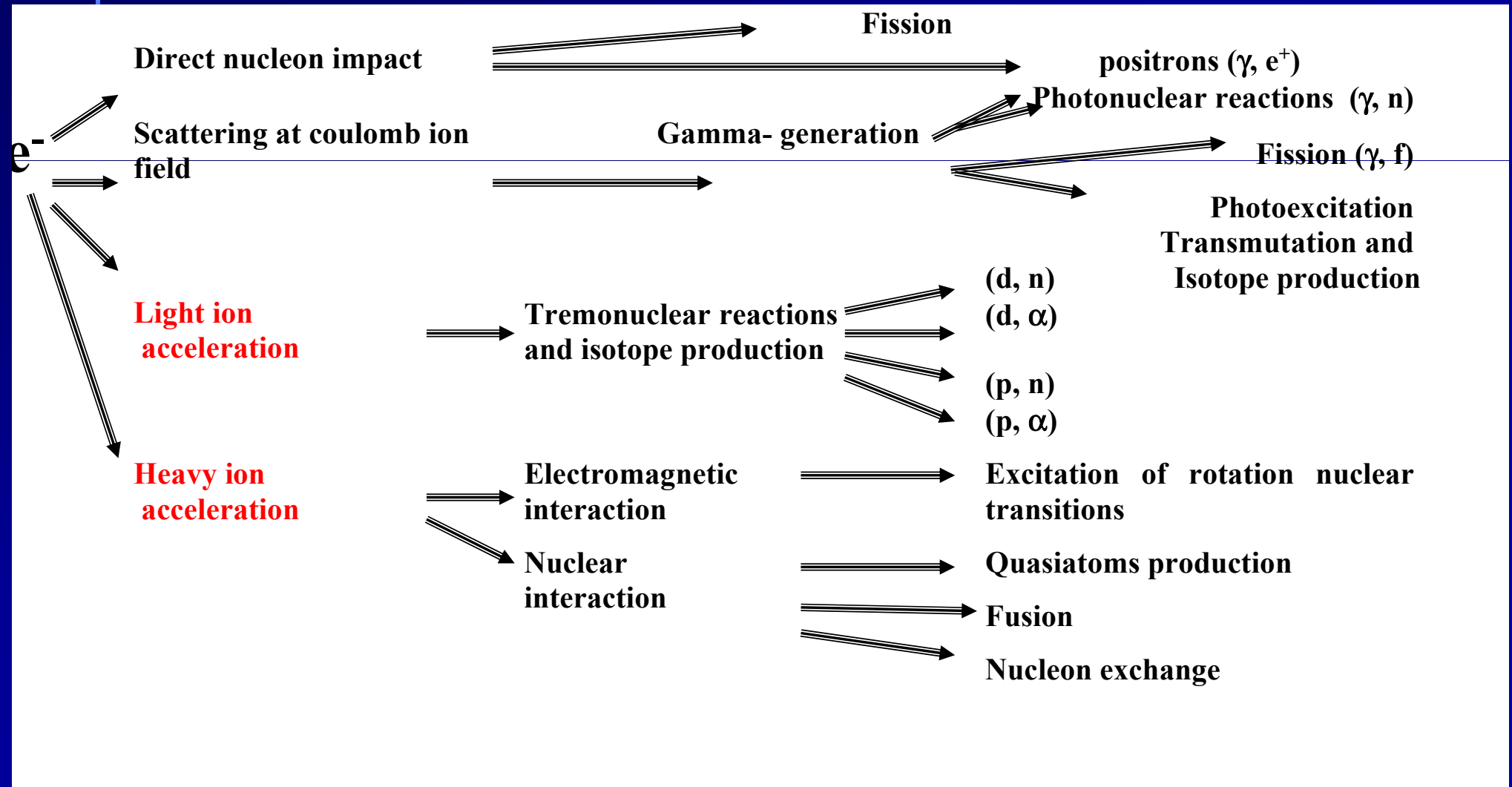
S. Wilks

About 0.03% of laser energy converted to positrons mostly through the Bethe-Heitler process



The positron yield is comparable to that of characteristic x-rays ( $10^{-4}$ ), indicating an efficient energy transfer from laser to positrons.

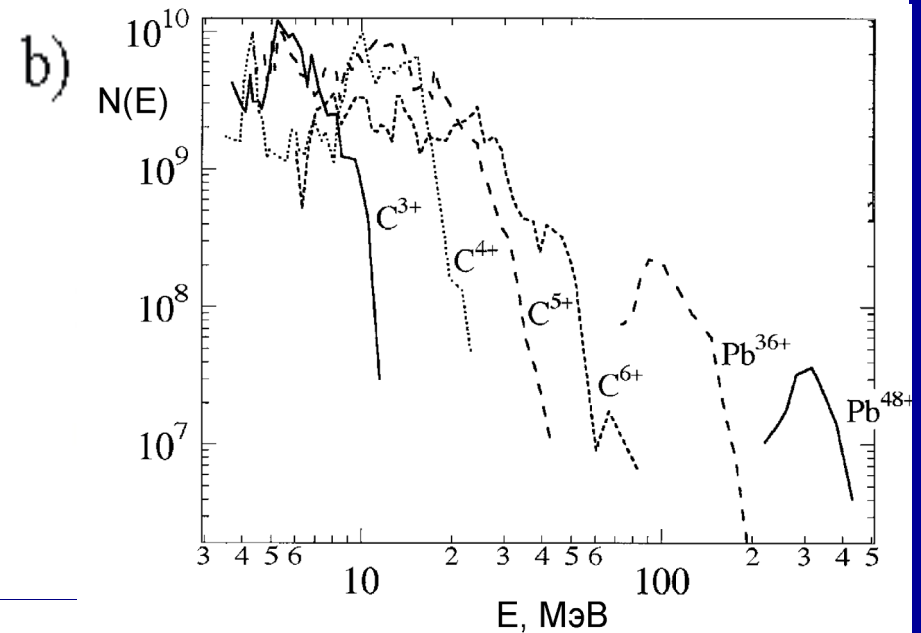
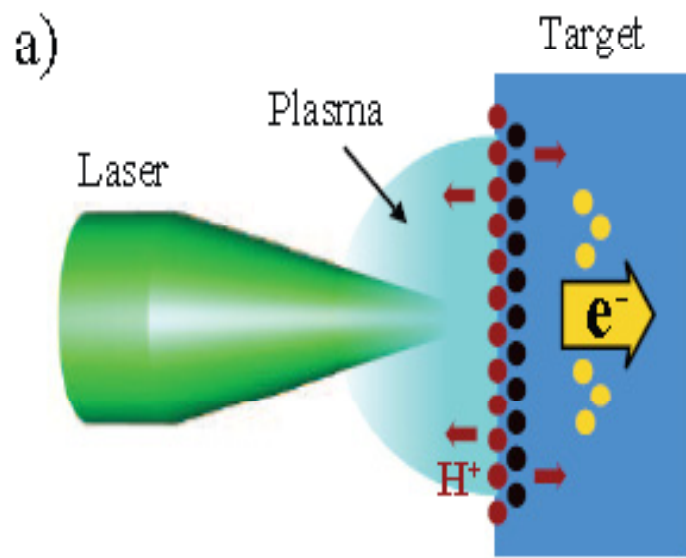
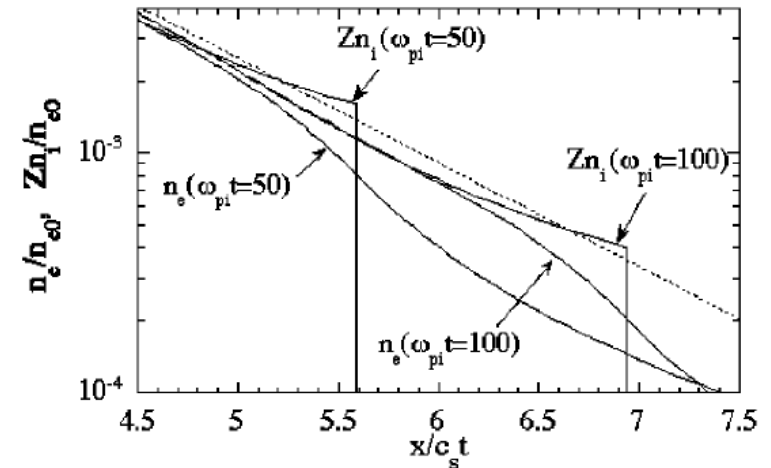
# Feasible channels for nuclear reactions



# “Low” intensities

$$\varepsilon_i = 2Z_i T_e \left\{ \ln \left[ \frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2} e_N} + \sqrt{\left( \frac{\omega_{pi} t}{\sqrt{2} e_N} \right)^2 + 1} \right] \right\}^2$$

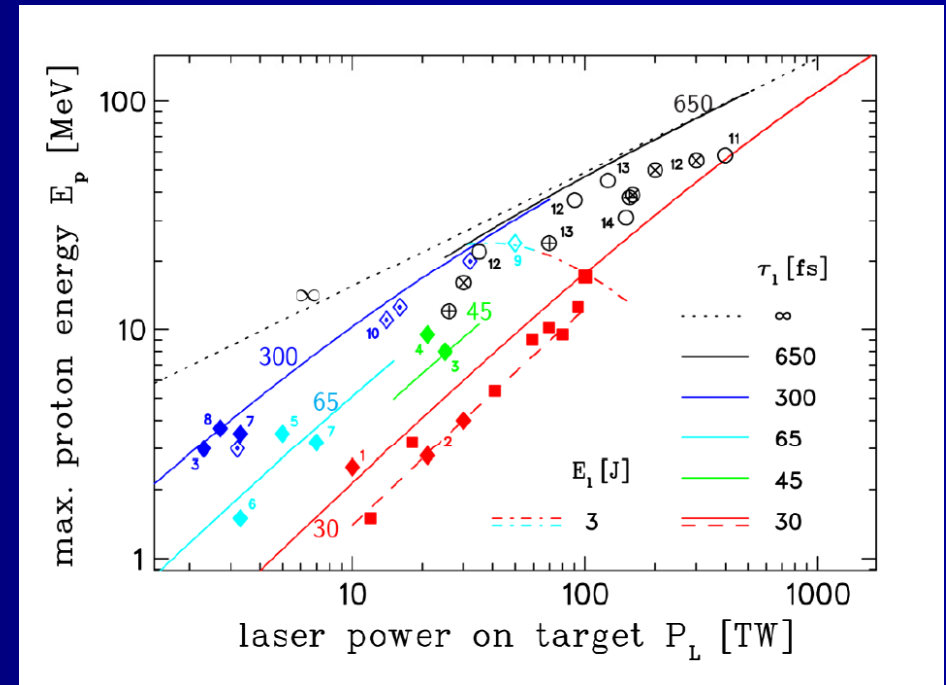
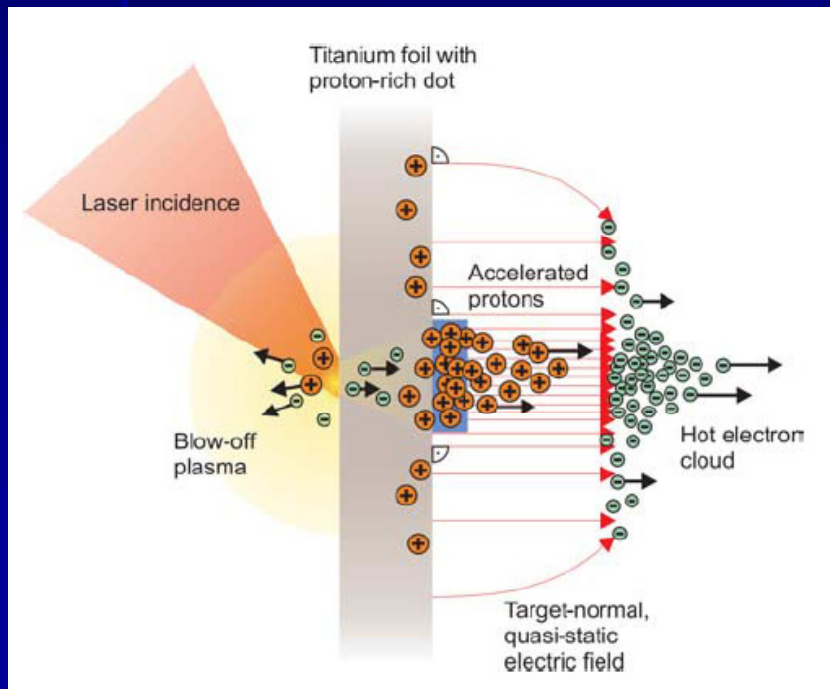
Mora P 2003 Plasma expansion into a vacuum *Phys. Rev. Lett.*  
**90** 185002



# TNSA

$$eE_s \sim \frac{T_h}{L_s} \quad L_s \sim \lambda_{\text{Dh}} = (T_h / 4\pi e^2 n_h)^{1/2}$$

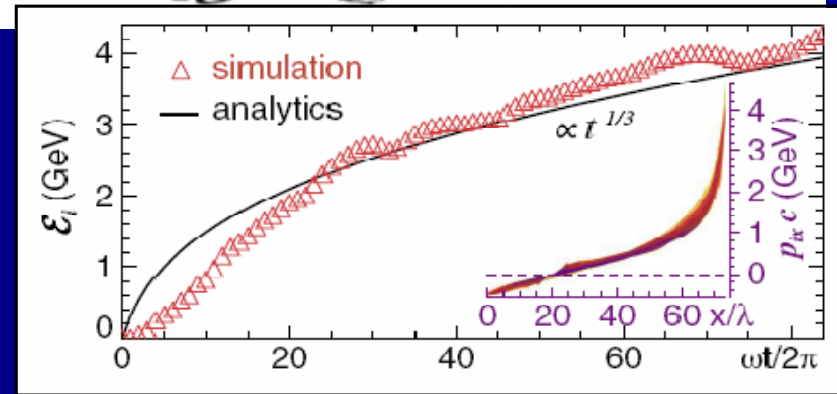
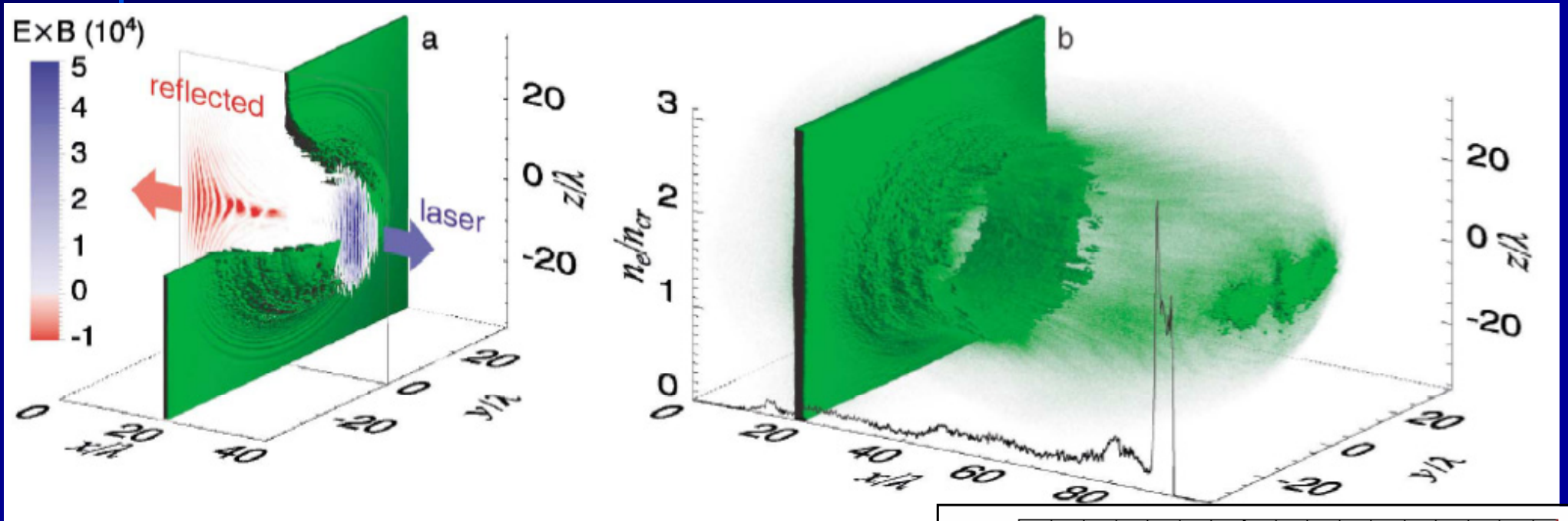
$$\mathcal{E}_p = m_e c^2 (\gamma - 1) = m_e c^2 (\sqrt{1 + a_0^2/2} - 1),$$



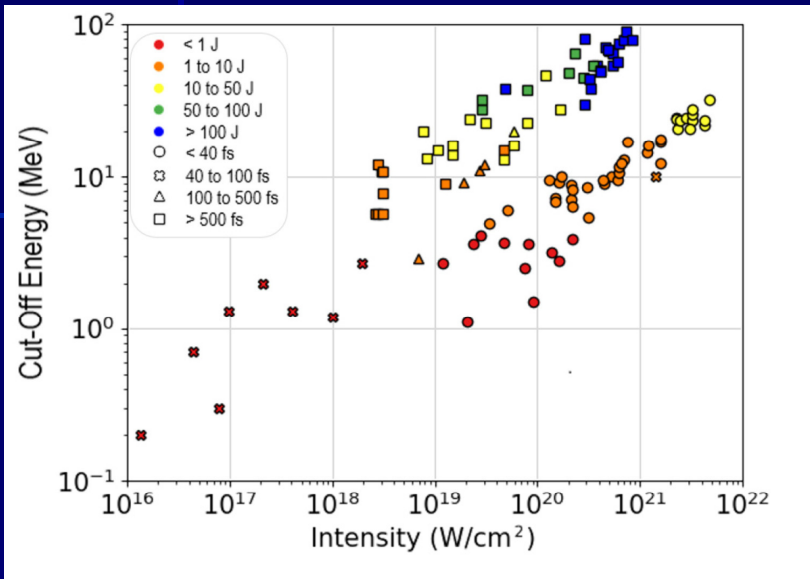


# Radiation pressure acceleration

$$I=10^{23} \text{ W/cm}^2, n_e=5.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$$

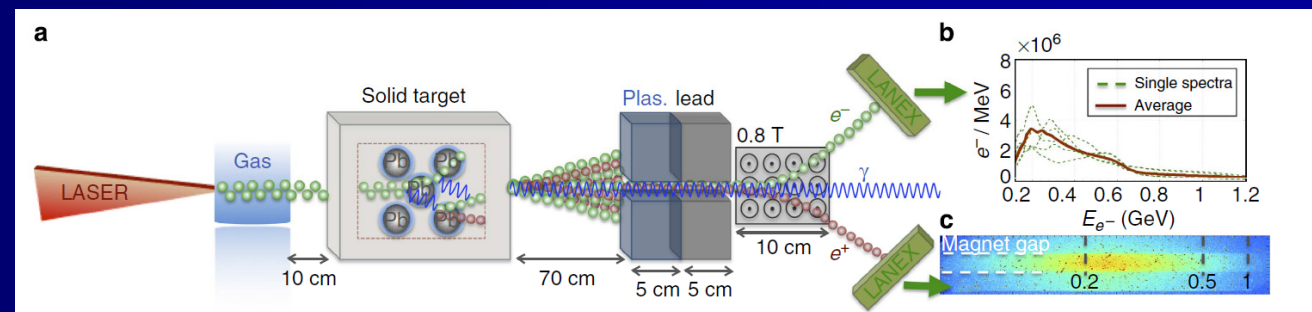


# Лазерно-плазменное ускорение ионов и вторичные пучки



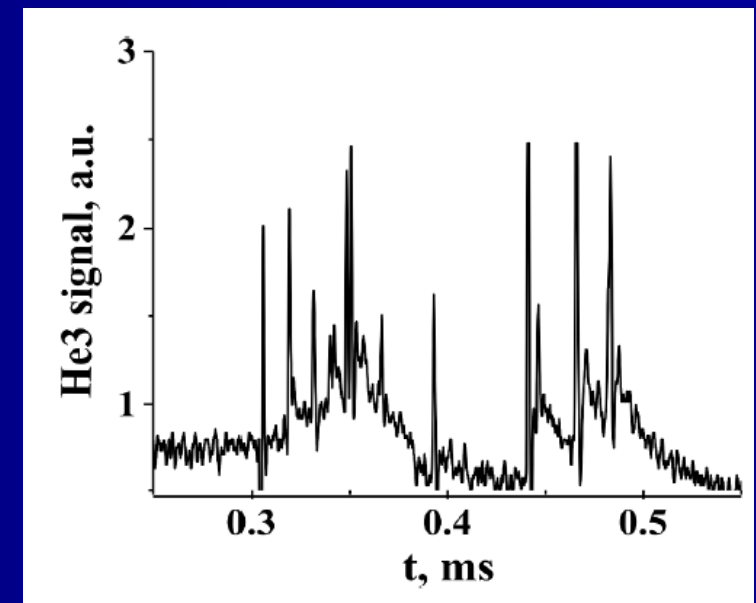
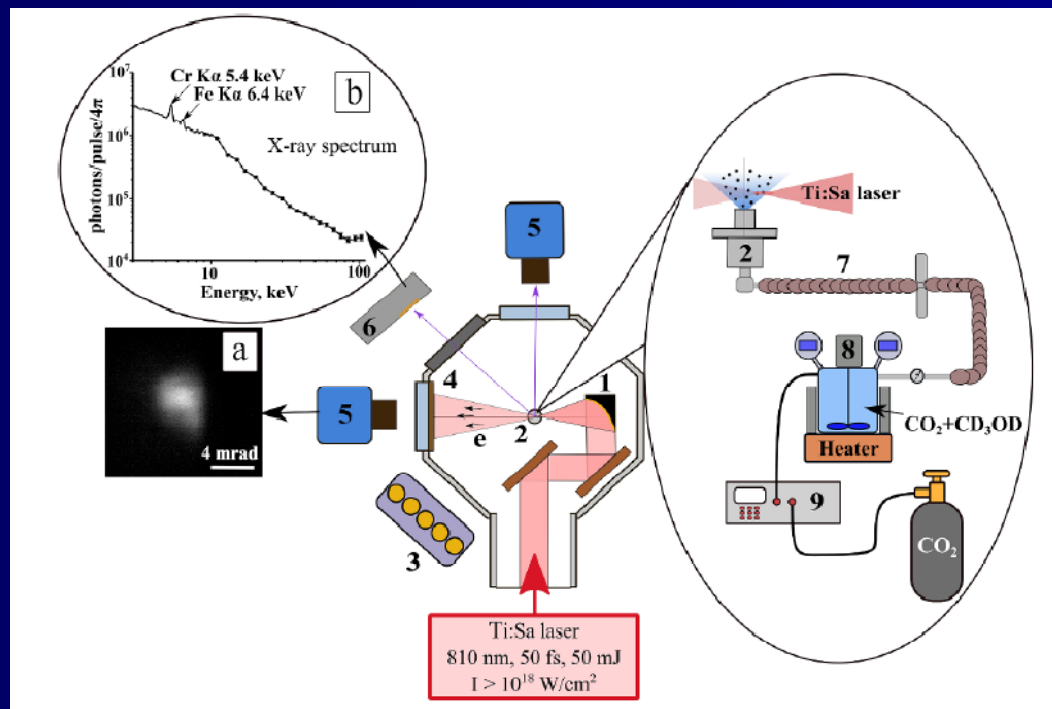
- ✓ Позитроны
- ✓ Нейтроны ( $\gamma, n$ ),  $d(d, n)$ ,  $p(Z, n)$
- ✓ ...

- ☐ Ядерная астрофизика
  - ✓ Литиевая проблема
  - ✓ s - и r-процессы (потoki нейтронов  $10^{22}$ - $10^{24} n s^{-1} cm^{-2}$ )
- ☐ Ядерная медицина
  - ✓ Нарabотка изотопов для СРЕСТ, РЕТ
  - ✓ FLASH технологии
  - ✓ IBТ
- ☐ Трансмутация тяжелых изотопов
- ☐ Радиационная стойкость материалов и микросхем



# Thermonuclear neutrons from cluster jet

1 ТВТ (50 мДж, 50 фс)

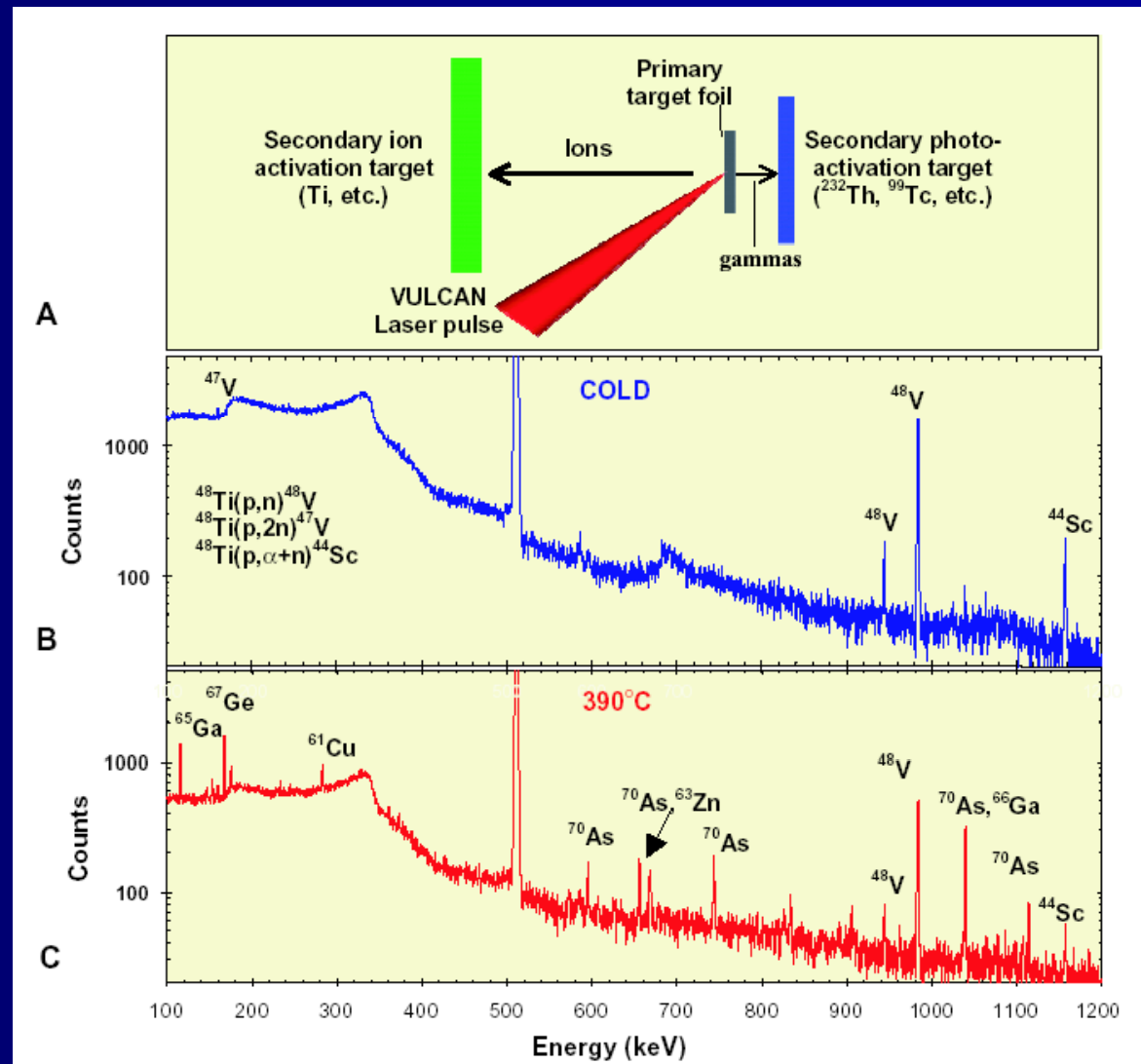


$$N \sim 6 \times 10^4 \text{ n J}^{-1}$$

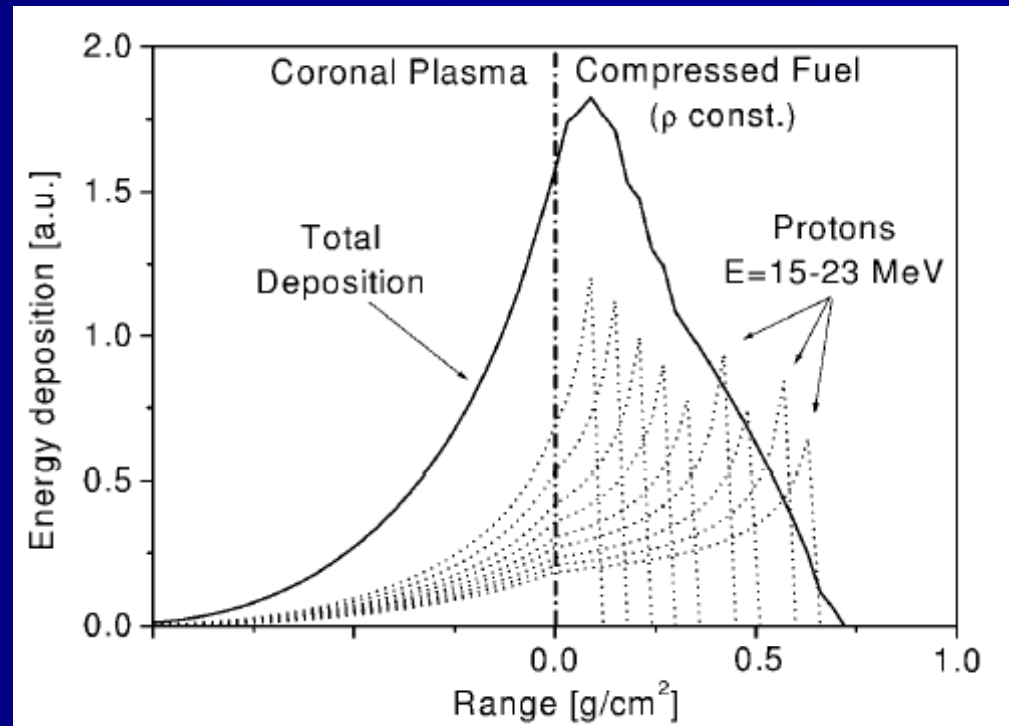
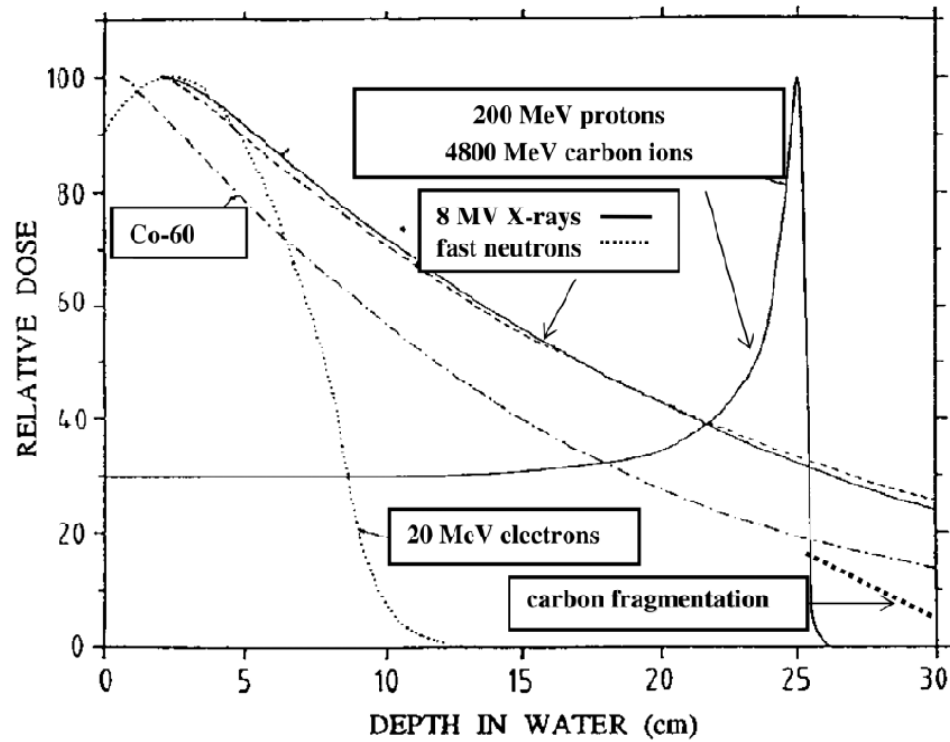
# Ядерные реакции ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

(p,n), (p,2n), and (p,α+n)

(<sup>27</sup>Al, <sup>48</sup>Ti)-><sup>70</sup>As



# Hadron therapy





# Ядерная фотоника

Ядерная фотоника – уникальные перспективы и новые методы для ядерной физики и физики частиц с использованием экстремальных световых полей

В.Недорезов, С.Рыкованов, А.Савельев УФН 191(12) 1281–1306 (2021)

## Что нового могут дать сверхмощные лазеры?

В рамках традиционных подходов:

- Лазерное ускорение электронов, позитронов, протонов и адронов
- Генерация тормозного гамма излучения в мишени конверторе
- Комптоновское рассеяние лазерного излучения на пучке электронов из линейного или лазерного ускорителя
- Формирование нейтронных импульсов

Новые подходы и методы:

- Формирование сверхинтенсивных потоков гамма-излучения при «пробое вакуума»
- Встречное ускорение пучков адронов
- Прямое воздействие лазерного излучения на ядро (возбуждение ядер, ускорение распада?)
- ????