

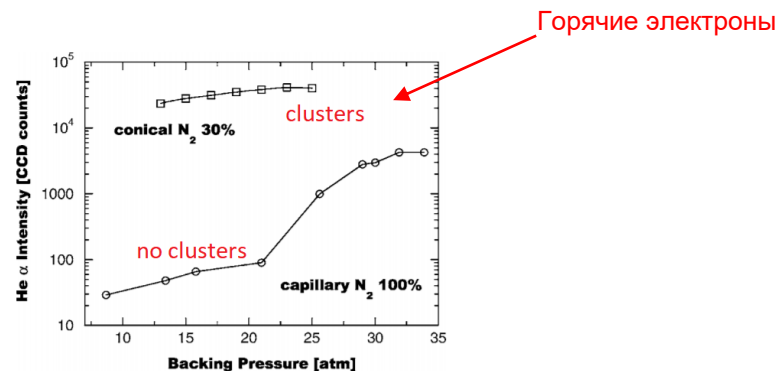
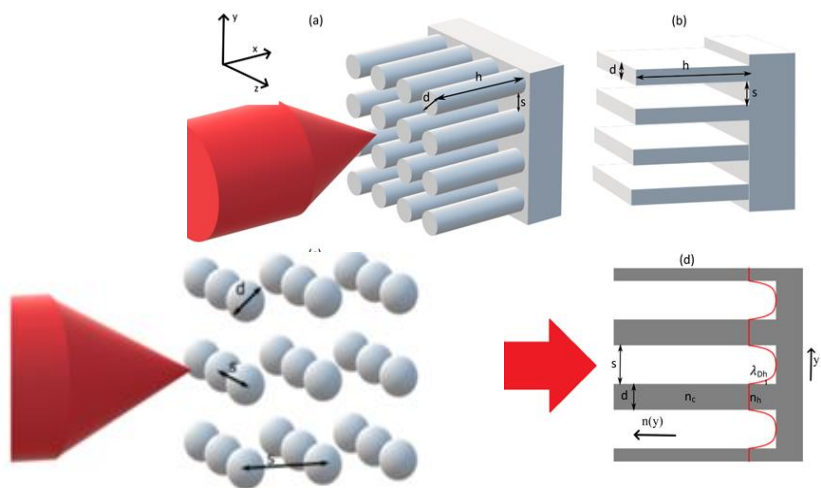
# Оптимизация генерации термоядерных нейтронов из крупных нанокластеров при облучении ультракоротким лазерным импульсом

Д.А. ГОЖЕВ, С.Г. БОЧКАРЕВ, М.Г. ЛОБОК, А.В. БРАНТОВ,  
В.Ю. БЫЧЕНКОВ

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

# Введение

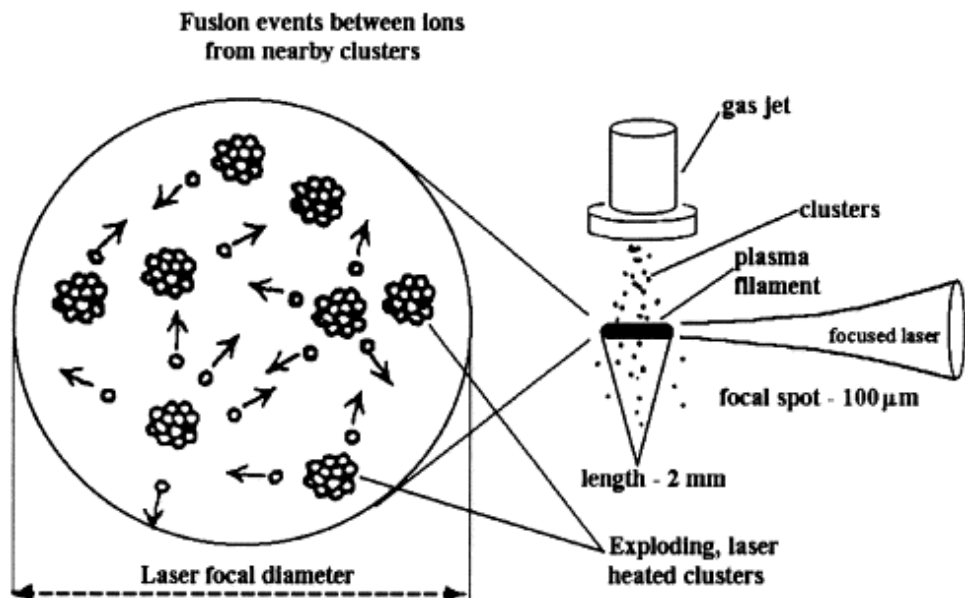
Лазерное ускорение заряженных частиц и генерация вторичного ЭМИ являются предметом большого интереса для фундаментальных исследований и возможных применений в ядерной физике, в областях ИТС, радиографии, ядерной медицине и ядерной фармакологии, а также представляет интерес для лабораторной астрофизики и физики экстремального состояния вещества.



S. Namba et al., Phys. Rev. A **73**, 013205 2006

Для повышения эффективности генерации частиц используют нано- и микро структурированные мишени, мишень с ограниченной массой и кластерные мишени.

# Введение

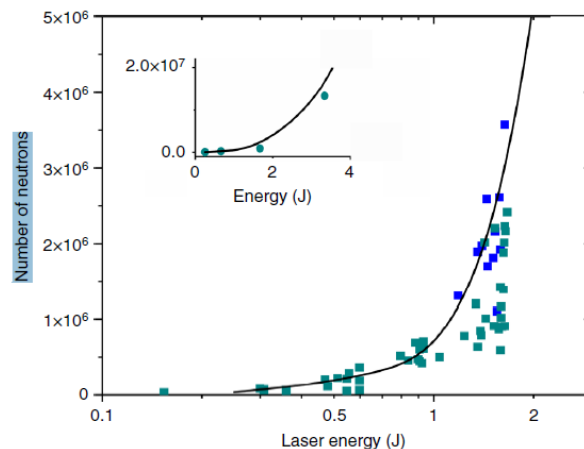
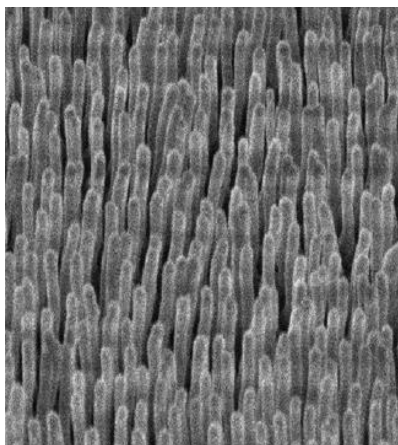


**Выход из нанокластерной среды  
~10<sup>4</sup> -10<sup>5</sup> нейтр./Дж**

T. Ditmire et al., Nat. Phys.  
Nature **398**, 489 (1999)

**Выход из микро-волосковой  
мишени свыше 10<sup>6</sup> нейтр./Дж**

**Параметры кластерной мишени  
необходимо оптимизировать!**



## Виды микронных кластерные мишени

- Суб-микронная металлическая пыль, суб-микронные частицы (золото, серебро и тд)
- Жидкие струйные/капельные мишени (тяжелая вода)
- Суб-микронные капли (атомные и молекулярные газы Ar, Kr, Xe, CO<sub>2</sub>, CD<sub>4</sub>);

## Условия для оптимального нагрева коротким лазерным импульсом

$$s - d \sim \lambda, \quad d \ll \lambda - d$$

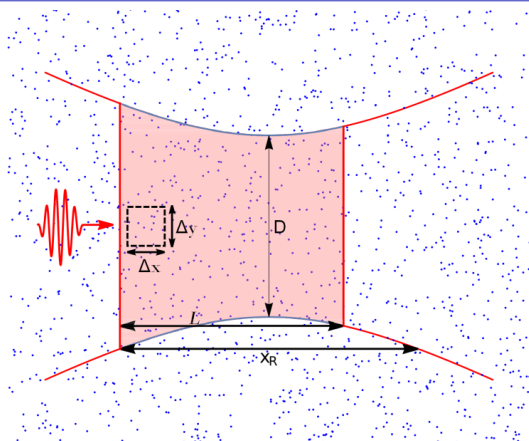
$d$  – диаметр суб-микронного кластера,  
 $s$  – расстояние между центрами

## Кластерная мишень



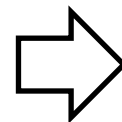
# Кластерная мишень (тяжелые ионы), электрическое поле и электронные спектры

D.A. Gozhev, S.G. Bochkarev and V.Yu. Bychenkov. Electron Heating of the Cluster Plasma by an Ultrashort Laser Pulse. JETP Letters, **114**, 200 (2021)



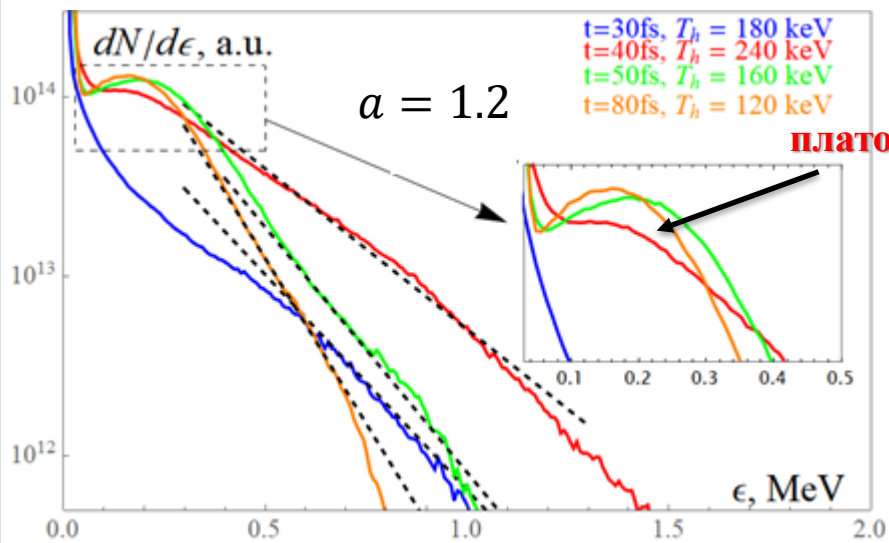
$$\Delta N_e \approx \pi d^2 l_{NS} n_e N_{cl}$$

$$L = L_{dep} \approx \frac{a c \tau n_{cr}}{4 \bar{n}_e}$$

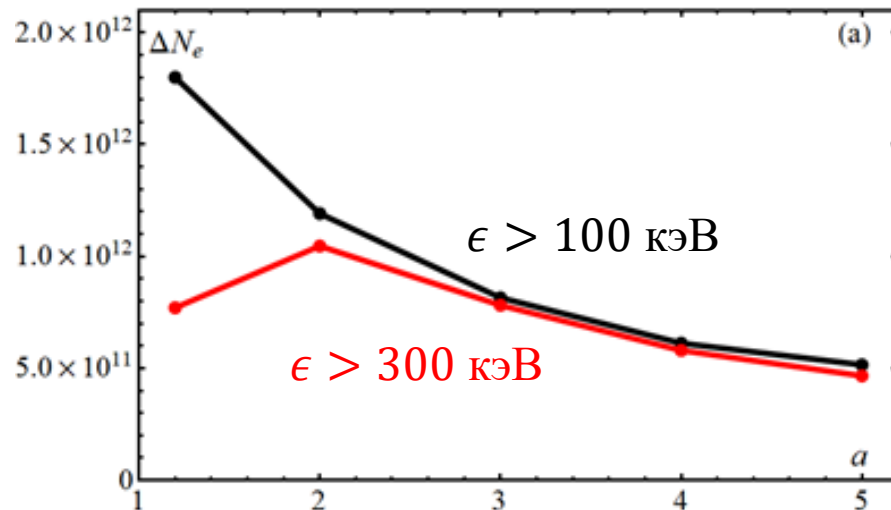


$$\Delta N_e \approx \frac{\sqrt{2}}{3a} W_L / (m_e c^2)$$

$$s - d \sim \lambda, \quad d \ll \lambda - d$$



Формирование и развитие характерного **плато** с тенденцией



Количество горячих электронов в фокальном объеме с энергиями выше  $\epsilon > 100$  кэВ (черный) и  $\epsilon > 300$  кэВ (красный) в зависимости от амплитуды лазерной волны  $a$ .

# Кластерная мишень (D<sub>2</sub>O), 3D PIC

## Лазерное излучение:

Линейно поляризованная плоская волна

$$\lambda = 1 \text{ мкм}$$

$$\tau_{FWHM} = 30 \text{ фс}$$

$$I_L = 2 \times 10^{18} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \Rightarrow$$

$$a_L = 0.85 \sqrt{I \lambda_L^2 / I_{18} \lambda_1^2} \approx 1.2$$

$$W_L = I \tau \pi D^2 / 4 = 1 \text{ Дж}$$

## Параметры моделирования:

Размер области :  $12\lambda \times 6\lambda_L \times 6\lambda_L$

Пространственный шаг :  $\frac{\lambda}{200} \times \frac{\lambda}{200} \times \frac{\lambda}{100}$

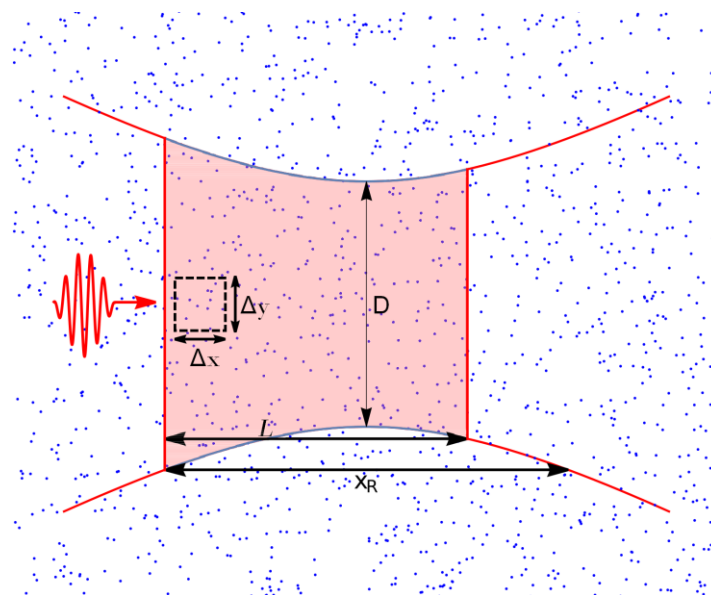
Частиц в ячейке : 8

Время расчёта : ~ 300 фс

Граничные условия

продольный - поглощающие

поперечные - периодические



Электронная плотность кластеров ( $n_e$ ):  $200 n_c$

Диаметр (d):  $0.05 - 0.4\lambda_L$

Средняя электронная плотность ( $n_{e,av}$ ):  $0.03 - 0.48 n_c$

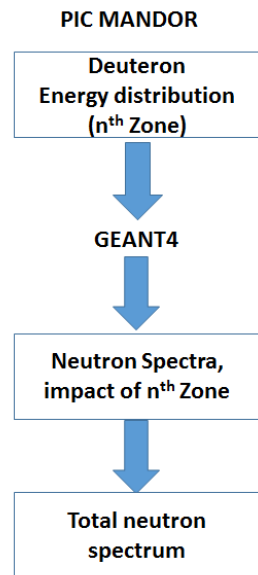
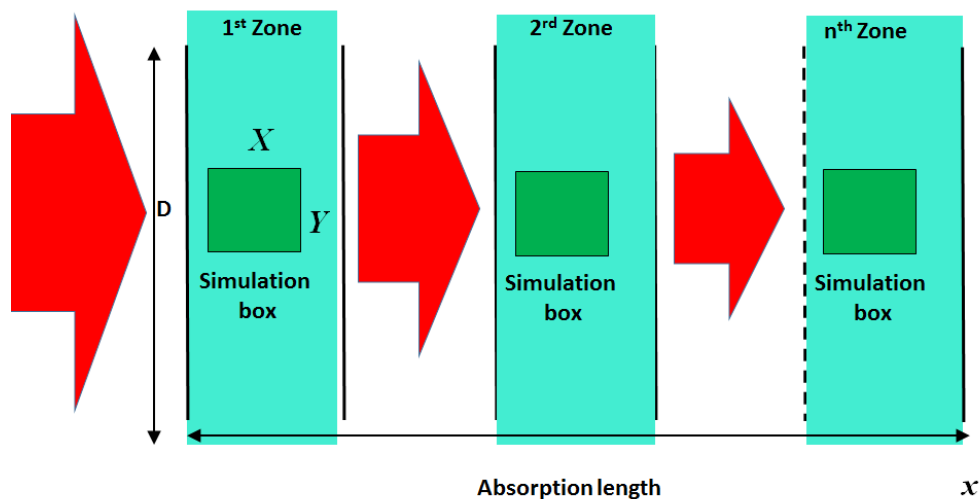
$$n_{e,av} = \frac{\pi d^3}{6s^3} n_e,$$

s – среднее расстояние между центрами кластеров

Тип мишени:

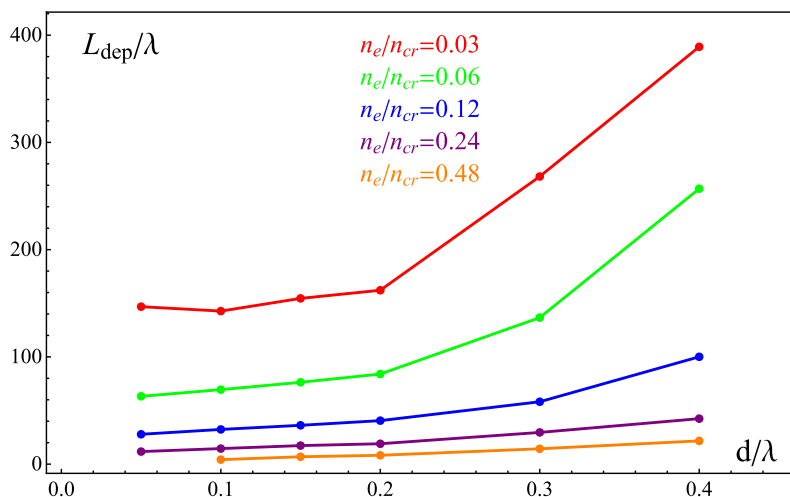
D<sub>2</sub>O

# Схема моделирования (D<sub>2</sub>O)



$$I_k = I_1 e^{-\frac{(k-1)\Delta x}{L_{dep}}}$$

начальная интенсивность  
в зоне в зависимости от  $k$



$$L_{dep} = -\frac{\Delta x}{\ln(1-A)}$$

$\Delta x$  – продольный размер  
расчетной области

$A$  – доля лазерной энергии, поглощённая  
в расчетной области

$$E_L \sim 4eN_h/d^2$$



$$N_h \approx \frac{1}{2} a_0 n_c d^2 \lambda = \frac{\pi}{2} a_0 \frac{d^2}{\lambda r_e}$$

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} \approx 2.8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

Если  $T_h > U = e^2 N_h / d$ , то все электроны способны улететь в вакуум

$$T_h = T_{pond} \approx m_e c^2 \left( \sqrt{1 + a_0^2 / 2} - 1 \right) \approx 160 \text{ кэВ}$$



$$d < 2 \left( \sqrt{1 + a_0^2 / 2} - 1 \right) \lambda / \pi a_0 \approx 0.17 \lambda$$

$$\epsilon_{max, DC} = \frac{2r_e}{d} N_h m_e c^2 = m_e c^2 a_0 \pi d / \lambda$$

Т.к.  $1/\omega_D < \tau_L$

$$\omega_D = \sqrt{4\pi e^2 n_h / M_D} -$$

ионно – плазменная частота



$$d_{eff} \sim d(1 + \omega_D \tau_L)$$

**Пример:**

Для  $d / \lambda = 0.05$ :

$$N_h \approx 2 \times 10^6$$

$$N_h / (\pi d^3 / 6) \sim 25 n_c, \omega_D \tau_L \sim 5,$$

$$\epsilon_{max, DC} \approx 500 \text{ кэВ}$$



Если  $T_h < U = e^2 N_h / d$ , то большая часть электронов не может покинуть кластер

$$d > 2 \left( \sqrt{1 + a_0^2 / 2} - 1 \right) \lambda / \pi a_0 \sim r_E,$$

$$\epsilon_{max,D} \approx 2T_h \ln^2 \left( 2 t_{acc} \omega_D / \sqrt{2e_N} \right) \approx 2T_h \ln^2 \left( \sqrt{2/e_N} \psi \right) *$$

Применимо при  $\psi \gg 1$ , т.е. при квазинейтральном режиме расширение плазмы

\* A.V. Gurevich, A.P. Meshcherkin, Fizika plazmy 9, 955 (1983)  
P. Mora, Phys. Rev. Lett 90, 185002 (2003).

$$t_{acc} = d / c_s$$

$c_s$ -звуковая скорость

$$\psi = d / \lambda_{Dh}$$

$r_E = \lambda / (2\pi) a_0$  - длина осцилляции электрона в лазерном поле

Пример:

Для  $d / \lambda = 0.4$ :

$$\epsilon_{max,D} \approx 1.4 \text{ МэВ}$$

$$L_{dep}^{Teor} \cong c\tau_L a_0 n_c / (8\bar{n}_e)$$

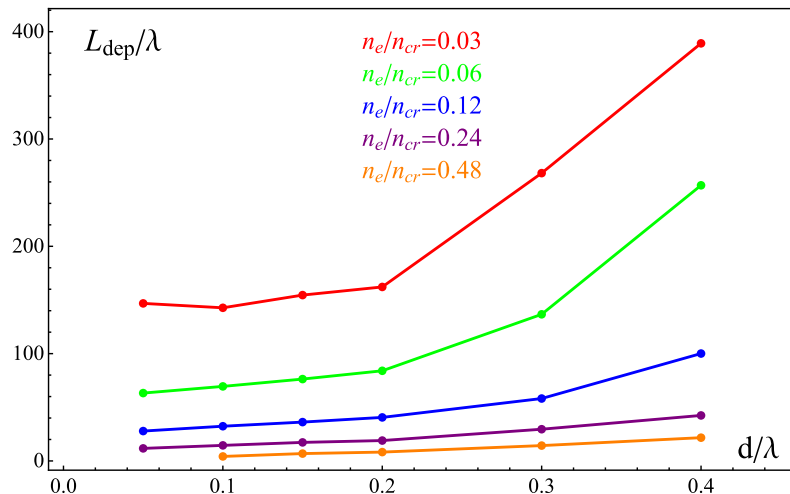
формула Декера, учитывает потери лазерного излучения — на пондеромоторное «расталкивание» электронов в межкластерном пространстве

$\bar{n}_e$  - средняя плотность «вырванных» электронов

C.D. Decker, et al, Phys. Plasmas 3, 2047 (1996).

Теоретически сложно оценить  $\bar{n}_e$ !

В PIC расчете



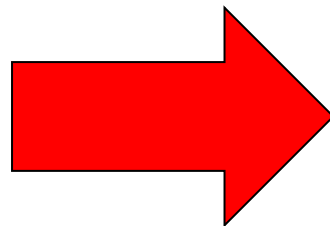
$$L_{dep}^{PIC} = -\frac{\Delta x}{\ln(1-A)}$$

Если  $\bar{n}_e$  взять оценить из расчета и подставить в  $L_{dep}^{Teor}$ , то  $L_{dep}^{Teor} \approx L_{dep}^{PIC}$

$$L_{dep}^{Teor} \approx \frac{actn_{cr}}{8\bar{n}_e}$$

$$L_{Mie} = \frac{1}{n_{cl}\sigma_{Mie}}$$

$$X_R = \pi D^2/\lambda \approx 6600\lambda$$



$$L = \min(L_{dep}^{Teor}, L_{Mie}, X_R) = L_{dep}$$

Пример:

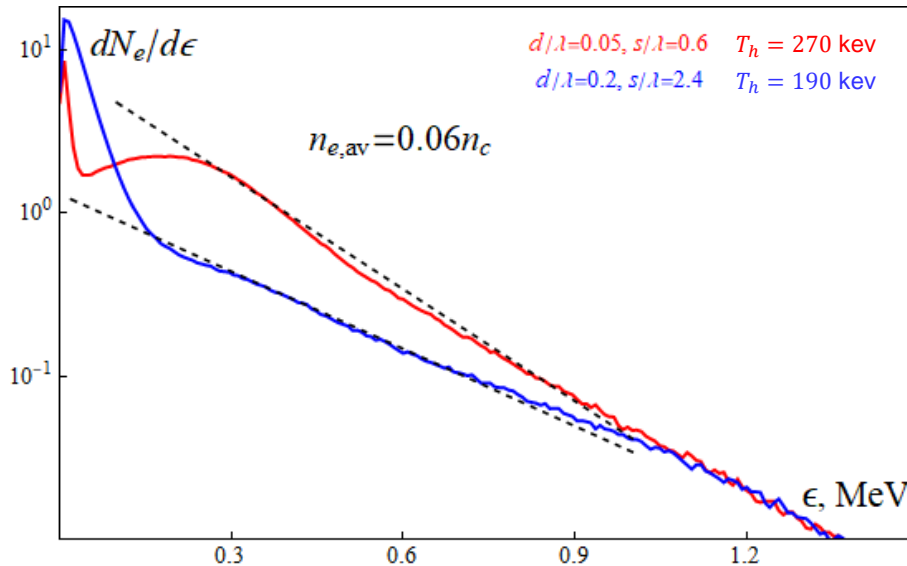
Для  $d/\lambda = 0.2, n_{e,av}/n_c = 0.06$

$$L_{dep}^{Teor} \approx \frac{actn_{cr}}{8\bar{n}_e} = 84\lambda$$

$$L_{Mie} = \frac{1}{n_{cl}\sigma_{Mie}} = 400\lambda$$

$n_{cl} = 1/s^3$  - плотность кластеров

# Спектр электронов



Нормированный спектр электронов в момент времени, когда пик лазерного импульса выходит из расчетной области

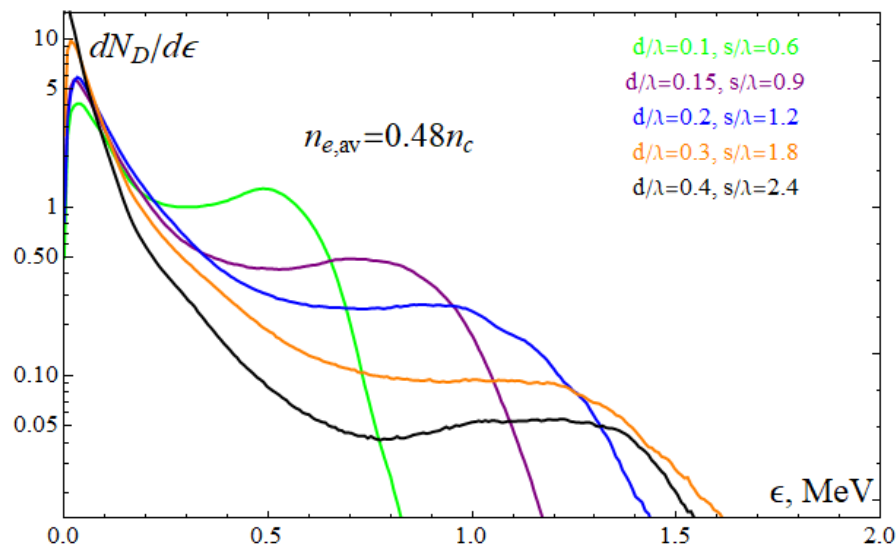
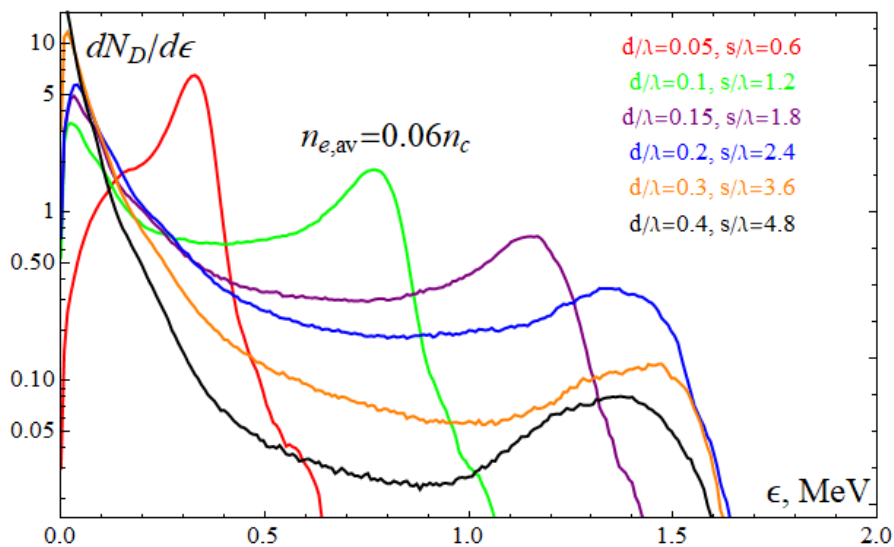
$$T_h \geq T_{pond} \approx 160 \text{ keV}$$

Более высокая температура горячих электронов связана с стохастической динамикой в сложных кулоновских полях!

Чем больше кластер, тем больше Кулоновское поле!

# Спектр дейтронов

## Для первой зоны



Для  $d / \lambda = 0.05$ :

$dN/d\epsilon \propto \sqrt{\epsilon}$  - кулоновский взрыв

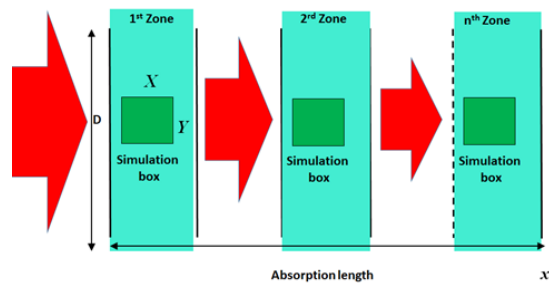
$\epsilon_{max,D} \approx 500 \text{ кэВ}$

Для  $d / \lambda = 0.4$ :

$\epsilon_{max,D} \approx 1.4 \text{ МэВ}$

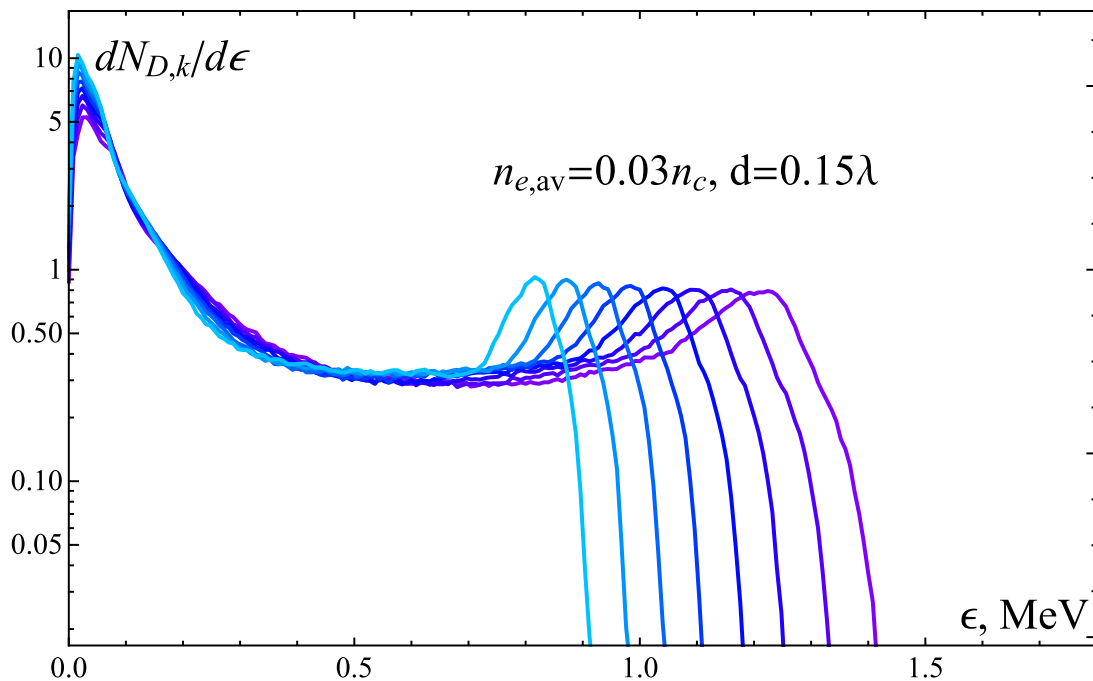
# Самоподобие спектра дейтронов при разных $I$

Для нескольких зон

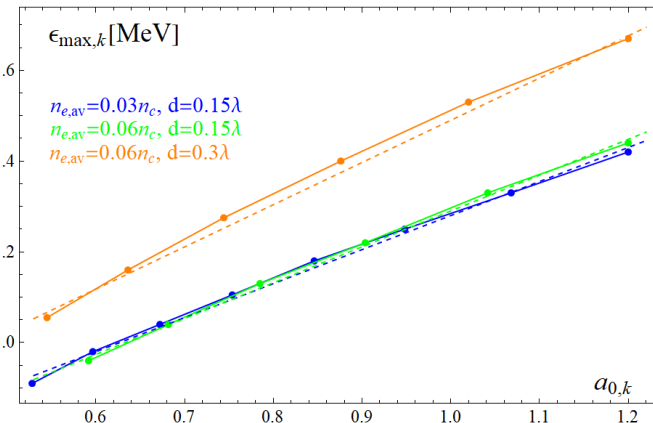
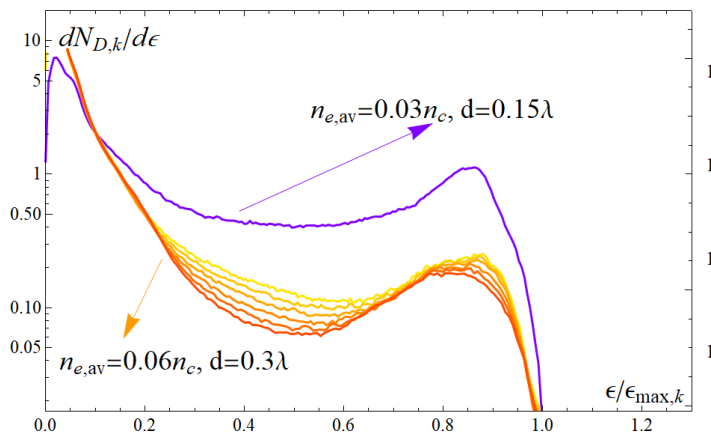
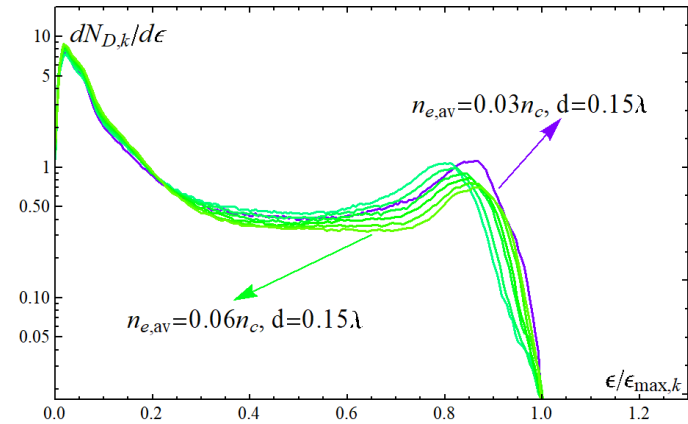
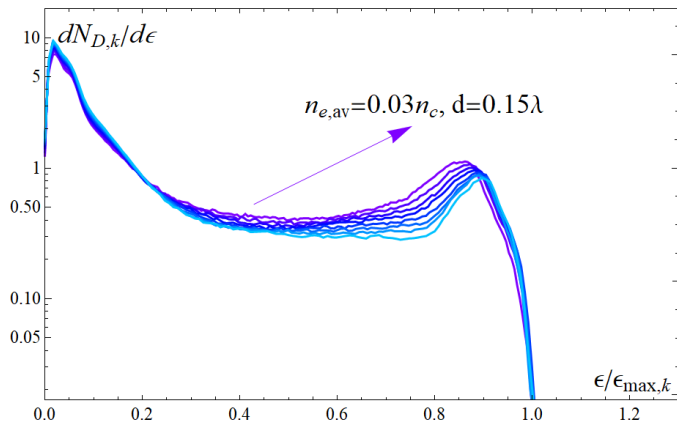


$$I_k = I_1 e^{-\frac{(k-1)\Delta x}{L_{dep}}}$$

начальная интенсивность  
в зоне в зависимости от  $k$



# Самоподобие спектра дейтронов при разных $I$



$$\frac{dN_{D,k}}{d\xi} \approx N_{D0,k} f(\xi)$$

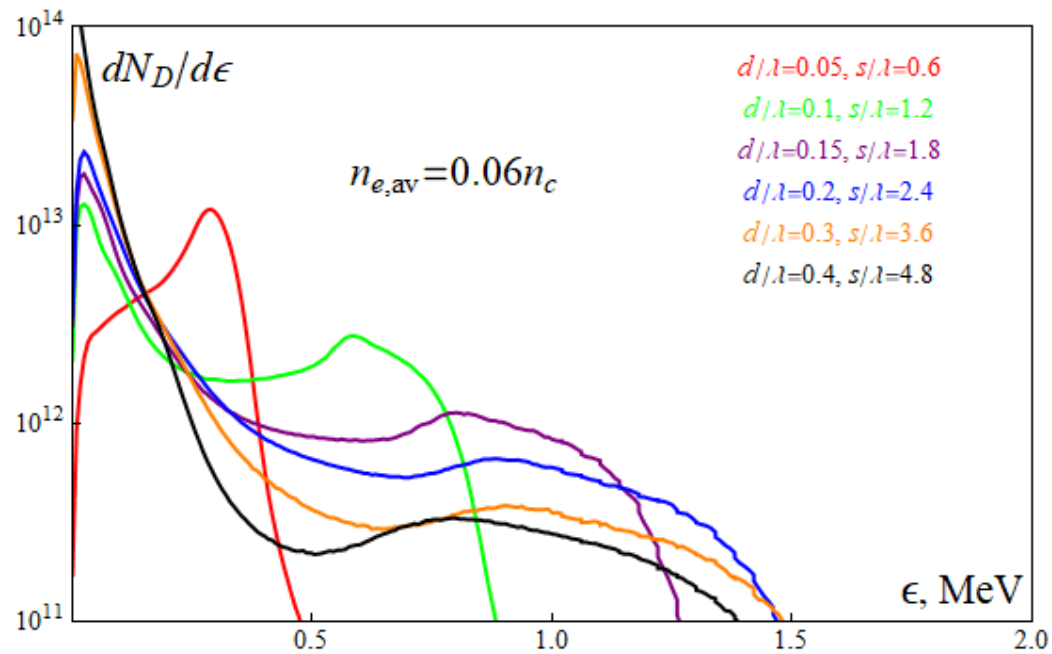
$$\xi = \epsilon/\epsilon_{max}$$

$$\int_0^1 f(\xi) d\xi = 1$$

$N_{D0,k}$  - полное число дейтронов  $k$ -й зоны

# Суммарный спектр дейтронов

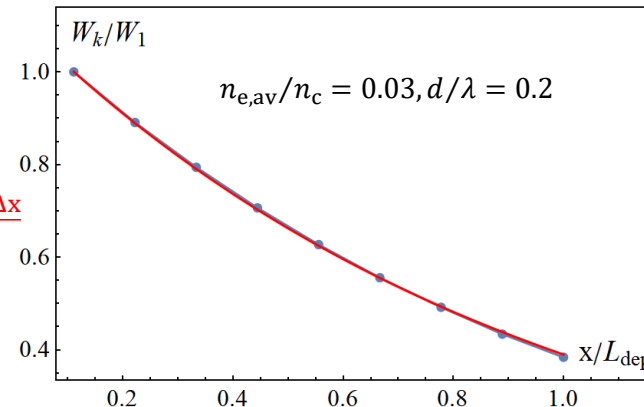
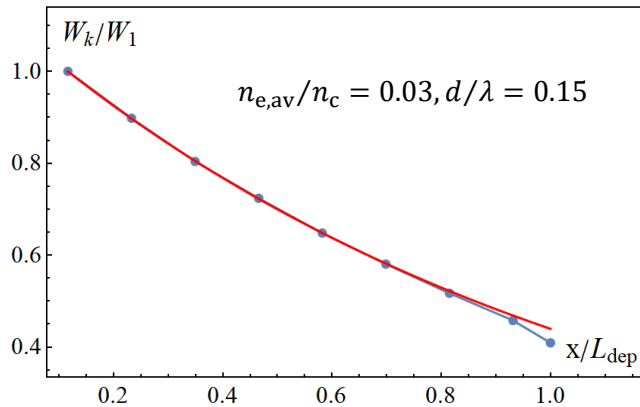
Общий спектр (суммирование всех зон на длине  $L_{dep}$ )



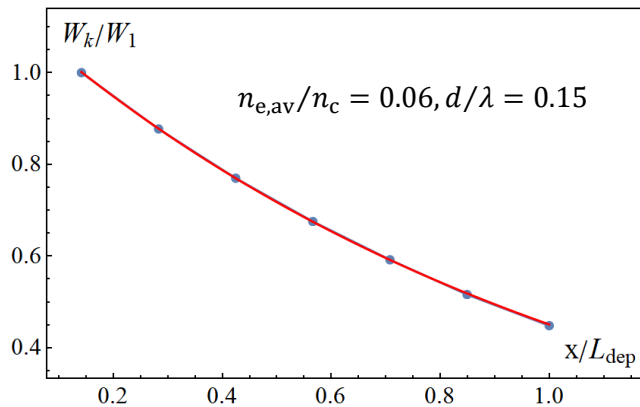


# Энергия горячих дейтронов в зависимости от зоны

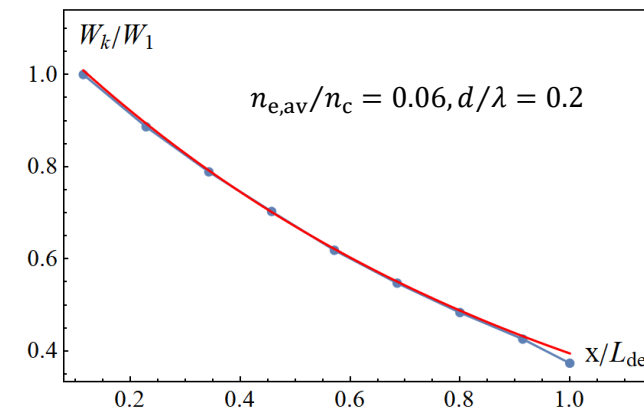
$$I_k = I_1 e^{-\frac{(k-1)\Delta x}{L_{dep}}} \text{ - начальная интенсивность в зоне в зависимости от } k$$



$$W_k \approx W_1 e^{-\frac{\alpha_D(k-1)\Delta x}{L_{dep}}}$$

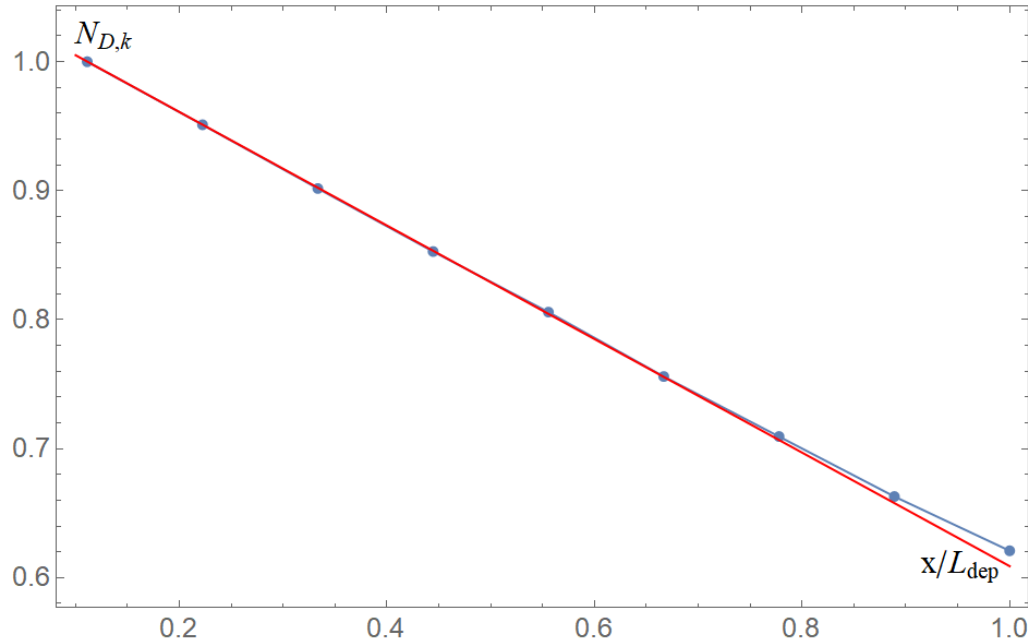


$$W_{tot} = \sum_{k=1}^l W_k$$



Энергия дейтронов нормированная на энергию первой зоны с  $\epsilon > 100$  кэВ в зависимости от номера зоны  $k$

# Число горячих дейтронов в зависимости от зоны

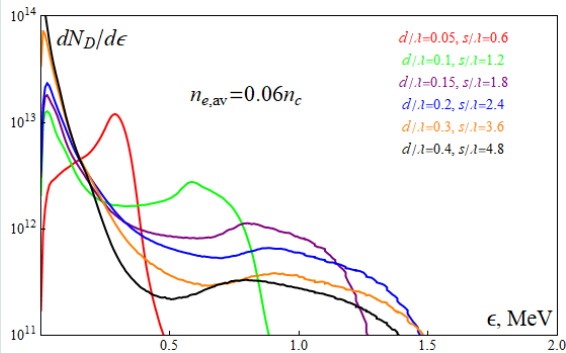


Число дейтронов с энергией больше 50 кэВ в зависимости от номера зоны  $k$

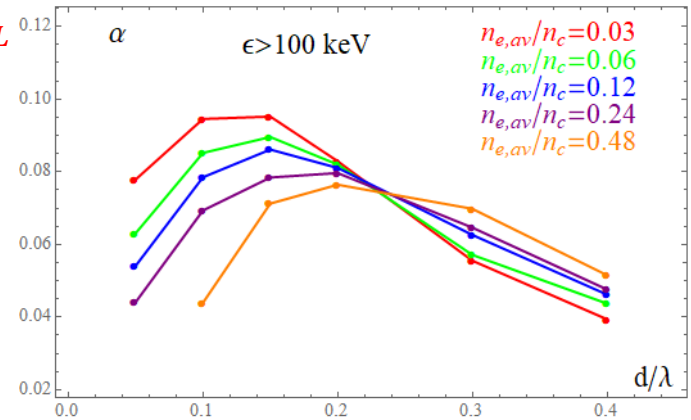
$$N_{D,k} = N_{D,1} (1 - C_D (k - 1) \Delta x / L_{dep})$$

$C_D$  - коэффициент, зависящий от  $d$

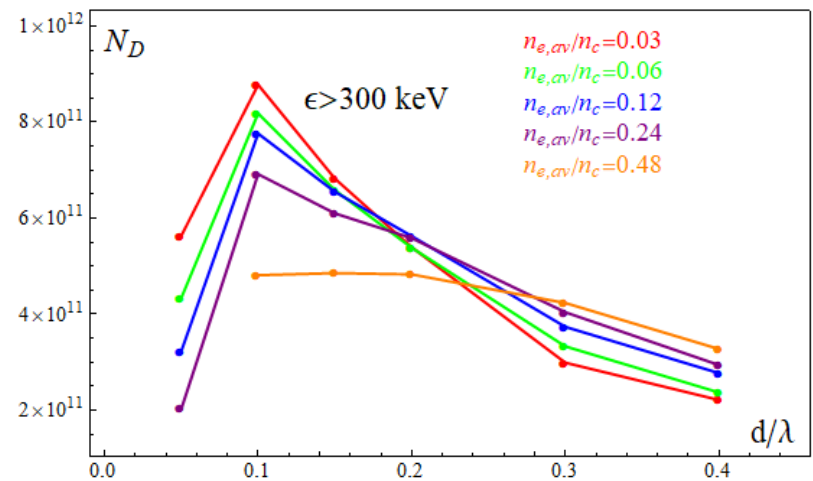
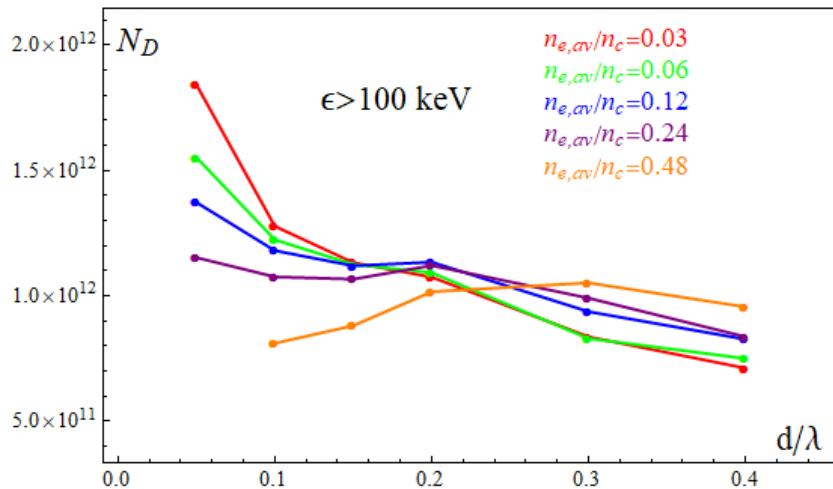
# Число горячих дейтронов и коэффициент конверсии



$$\alpha(\epsilon_0) = \int_{\epsilon_0}^{\epsilon_{max,D}} d\epsilon \epsilon \frac{dN_D}{d\epsilon} / E_L$$

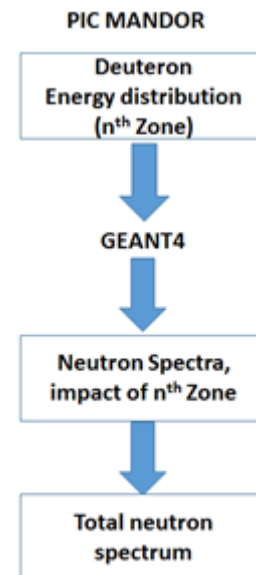
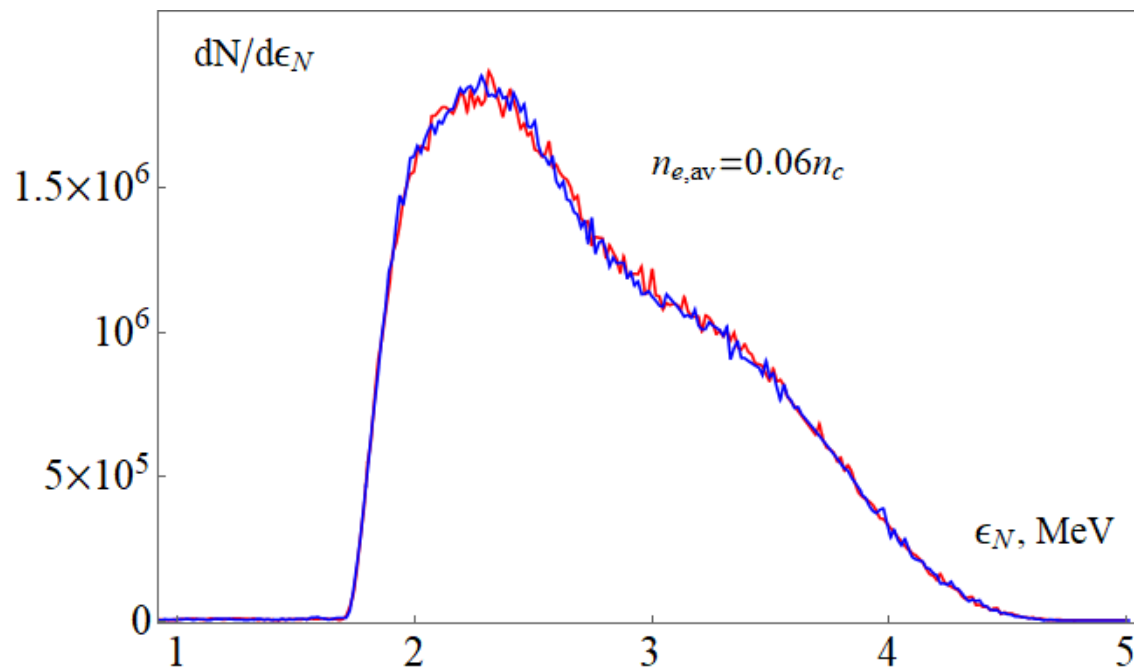


$$N_D(\epsilon_0) = \int_{\epsilon_0}^{\epsilon_{max,D}} d\epsilon \frac{dN_D}{d\epsilon}$$



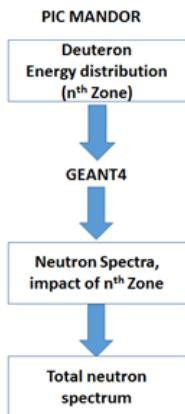
Общее число дейтронов с энергией выше 100 кэВ и 300 кэВ

# Спектр нейтронов(GEANT4)

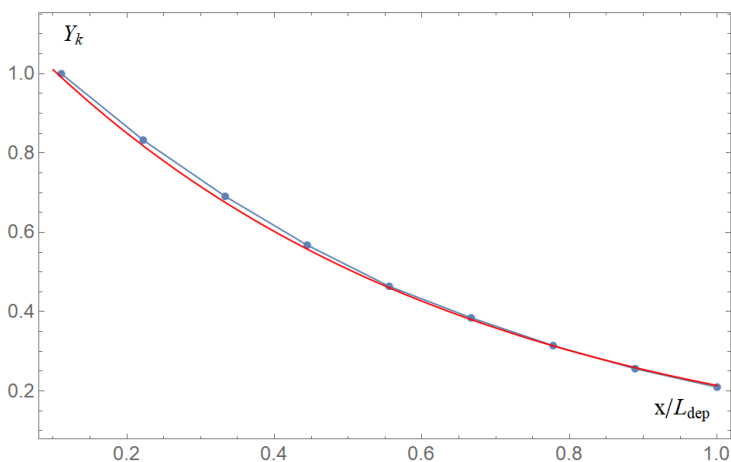
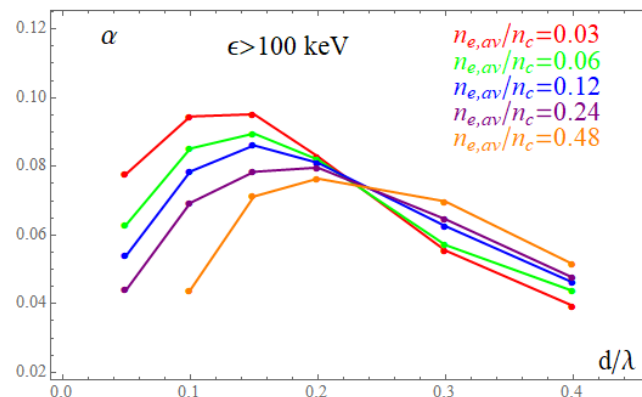


Энергетическое распределение DD-нейтронов для  $d/\lambda = 0.2, n_{e,av}/n_c = 0.06$  вперед (красным) и назад (синим)

# Выход нейтронов (GEANT4)



Коэффициент конверсии лазерной энергии в энергию дейтронов в зависимости от диаметра при различных средних плотностях

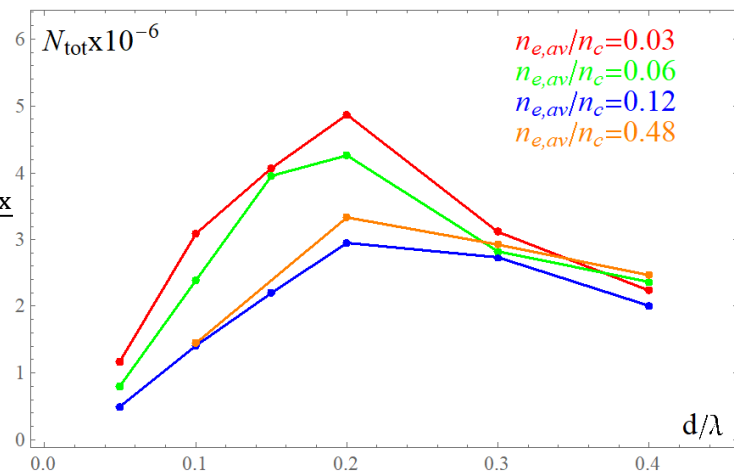


Число нейтронов в зависимости от номера зоны  $k$

$$Y_{tot} = \sum_{k=1}^l Y_k$$

$$Y_k = Y_1 e^{-\frac{V_{N(k-1)} \Delta x}{L_{dep}}}$$

$$N_{tot} = Y_{tot} N_{DO}$$



Выход нейтронов в зависимости от диаметра при различных средних плотностях

# Оценка выхода нейтронов

Выход нейтронов на один ускоренный ион, образующийся в реакции с мишенью с плотностью  $n_a$ :

$$Y_{tot} = \frac{N_{tot}}{N_{D0}} = \sum_{k=1}^l \int_0^{\epsilon_{max,k}} d\epsilon \frac{dN_{D,k}}{d\epsilon} \approx \frac{N_{D0}}{l} \int_0^1 d\xi f(\xi) \sum_{k=1}^l Y(\xi \epsilon_{max,k})$$

$$\frac{dN_{D,k}}{\xi} \approx N_{D0,k} f(\xi)$$

$$\xi = \epsilon / \epsilon_{max}$$

V.Yu. Bychenkov, V.T. Tikhonchuk, JETP 88, 1137 (1999)

$N_{tot}$  - общее число сгенерированных нейтронов,  $N_{D0}$  - число ионов

$$\int_0^1 f(\xi) d\xi = 1$$

$$Y(\epsilon) = \frac{n_a}{N_{D0}} \int_0^\epsilon d\epsilon' \sigma(\epsilon') \left| \frac{d\epsilon'}{dr} \right|^{-1} - \text{выход нейтронов для моноэнергетического пучка ионов с энергией } \epsilon$$

$\sigma(\epsilon)$  – сечение DD реакции

$$l_{st}(\epsilon) = \int_0^\epsilon d\epsilon^{-1} \left| \frac{d\epsilon'}{dr} \right|^{-1} - \text{пробег частицы с начальной энергией } \epsilon$$

$Z_a$ -заряд мишени

$$d\epsilon/dr \cong -\frac{M^*}{\epsilon m_e} 2\pi e^4 Z_a n_a \Lambda$$

$\Lambda = \ln(4m_e \epsilon / M^* J)$  - кулоновский логарифм

$M^*$  - приведенная масса сталкивающихся частиц

$J \cong 10Z_a \text{ eV}$  – средний потенциал ионизации вещества

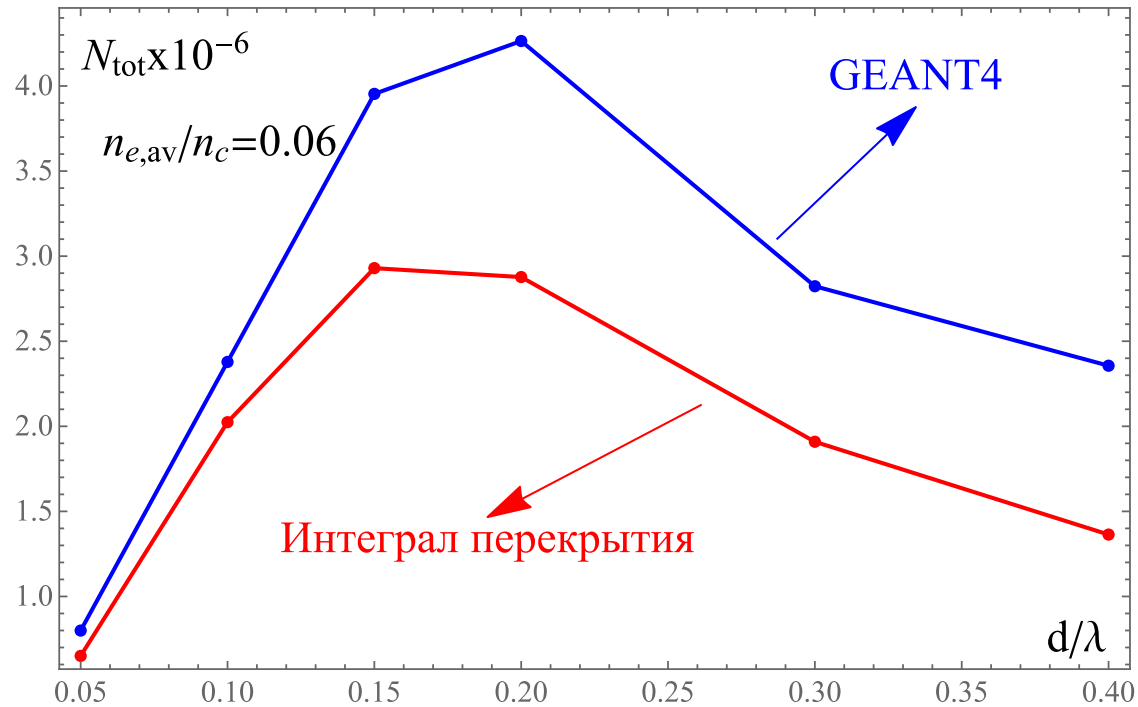
$$Y_{tot} \approx \beta \kappa \frac{M_2}{l} \sum_{k=1}^l \epsilon_{max,k}^2$$

$$M_n = \int_0^1 d\xi \xi^n f(\xi)$$

$$m_e^2 c^4 \beta = \frac{m_e}{2M^*} \frac{\sigma_0}{\pi r_e^2} \frac{1}{Z_a} \approx 1.8 \cdot 10^{-4}$$

$$\kappa \approx 0.01$$

# Сравнение выхода нейтронов



$$Y_{tot} = \frac{N_{tot}}{N_{D0}} = \sum_{k=1}^l \int_0^{\epsilon_{max,k}} d\epsilon \frac{dN_{D,k}}{d\epsilon} \approx \frac{N_{D0}}{l} \int_0^1 d\xi f(\xi) \sum_{k=1}^l Y(\xi \epsilon_{max,k})$$

## Выводы

- Был разработан новый подход к моделированию взаимодействия лазерного импульса с газовой-микро-капельной средой, основанный на разделении области моделирования на последовательные зоны, в которых максимальную интенсивность лазерного излучения можно считать постоянной, что позволяет рассчитать энергии электронов, ионов и нейтронов в большом объеме взаимодействия по всей области поглощения
- Был оптимизирован выход высокоэнергетичных дейтронов и коэффициент конверсия лазерной энергии в такие дейтроны при взаимодействии суб-релятивистского фемтосекундного лазерного излучения с кластерами суб-микронного размера путем изменения диаметров кластеров и средней плотности мишени.
- В оптимальном случае выход дейтронов с энергией выше 300 кэВ достигает значения порядка  $10^{12}$  дейтронов на один Дж вложенной энергии, а конверсия лазерной энергии в дейтроны с энергией более 100 кэВ достигает почти 10%.
- Также был оптимизирован выход DD нейтронов в кластерной среде. Было показано, что выход нейтронов достигает значения выше  $10^6$  нейтр./Дж.



Спасибо за внимание!



- D.A. Gozhev, et al, JETP Letters, **114 (4)**, 200 (2021).
- D.A. Gozhev, et al, Bulletin of the Lebedev Physics Institute **49**, 42 (2022).

