

Моделирование спектра томсоновского рассеяния в столкновениях лазерного и электронного пучков

Максим Малахов^{1,2}, Александр Федотов¹, Сергей Рыкованов²

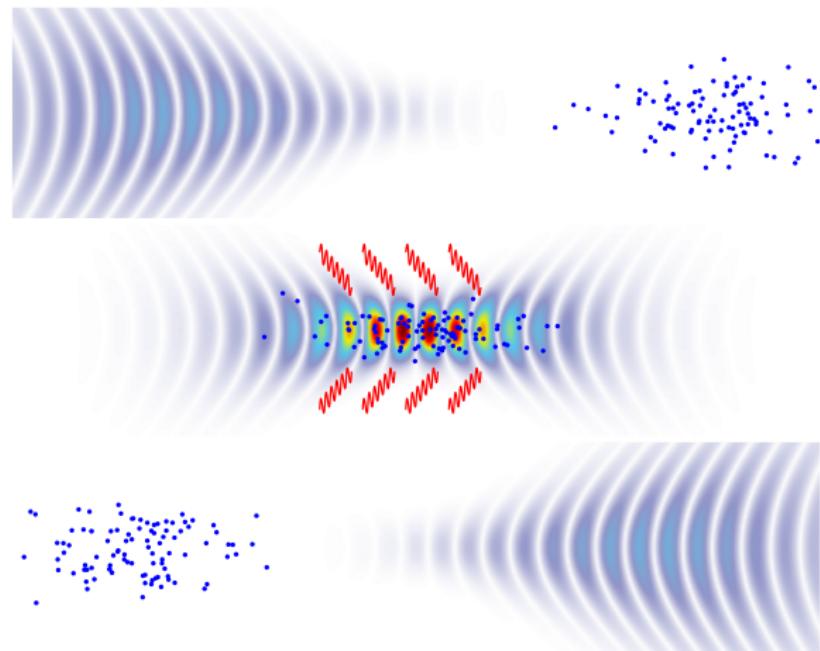
¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

²Сколковский институт науки и технологий

Семинар памяти Б.С. Ишханова «Фотоядерные исследования.
Состояние и перспективы»

23 октября 2025 года

Введение



Лазерное поле

Безразмерный векторный потенциал лазерного импульса выбирается в качестве параксиального гауссова пучка:

$$\mathbf{a} = a_0 \frac{\epsilon_x + i\eta\epsilon_y}{1 - iz/z_R} \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2(1 - iz/z_R)} - \frac{(z - ct)^2}{2c^2T^2} - i\omega_L \left(t - \frac{z}{c} \right) \right], \quad (1)$$

где $z_R = \omega_L w_0^2 / 2c$ и

$$a_0 = \frac{eE_0}{mc\omega_L}. \quad (2)$$

При $a_0 \ll 1$, реализуется хорошо изученный линейный режим. При $a_0 \gtrsim 1$ реализуется нелинейный режим.

Параметры лазерного импульса

| E_L , Дж | λ_L , нм | T , фс | w_0 , мкм | η |
|------------|------------------|----------|-------------|--------|
| 1 | 1030 | 50 | 10 – 50 | 0,1 |

Электронный пучок

Начальное распределение электронного пучка в пространстве, поперечных угловых координатах и энергии моделируется гауссовом пучком:

$$dN_e = \frac{N_e}{(2\pi)^3 \varepsilon_x \varepsilon_y \varepsilon_z} \exp \left[-\frac{(x - z\theta_x)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y - z\theta_y)^2}{2\sigma_y^2} - \frac{\sigma_x^2 \theta_x^2}{2\varepsilon_x^2} - \frac{\sigma_y^2 \theta_y^2}{2\varepsilon_y^2} \right] \\ \times \exp \left[-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2} - \frac{(E_e - E_{0,e})^2}{2\Delta E_e^2} \right] dx dy dz d\theta_x d\theta_y dE_e, \quad (3)$$

где N_e — число макроэлектронов в пучке.

Параметры электронного пучка

| $E_{0,e}$, МэВ | ΔE_e , кэВ | Q , Кл | $\sigma_{x,y}$, мкм | $\varepsilon_{x,y}$, мм·мрад | ε_z , кэВ·мм | N_e |
|-----------------|--------------------|-----------|----------------------|-------------------------------|--------------------------|--------|
| 120 | 15.9 | 10^{-9} | 25 | 0.56 | 4.59 | 10^3 |

Метод интерполяции траектории

Некогерентное излучение от пучка частиц, движущихся по произвольным траекториям, может быть рассчитано по стандартной формуле¹:

$$\frac{d^2\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = \frac{Qe}{N_e} \frac{1}{4\pi^2 c} \sum_{i=1}^{N_e} \left| \mathbf{n} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}_i) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}_i}{(1 - \boldsymbol{\beta}_i \cdot \mathbf{n})^2} e^{i\omega(t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_i/c)} dt \right|^2 \quad (4)$$

Интеграл от быстро осциллирующей функции вычисляется численно с использованием метода интерполяции траектории²:

$$\mathcal{I} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}_i) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}_i}{(1 - \boldsymbol{\beta}_i \cdot \mathbf{n})^2} e^{i\omega(t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_i/c)} dt \approx \sum_{i=1}^{N_t} \int_{t_i - \delta t/2}^{t_i + \delta t/2} \boldsymbol{\alpha}^{(i)}(t) e^{i\omega(t_i - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_i/c)} dt. \quad (5)$$

¹J. D. Jackson, Classical Electrodynamics (Wiley, New York, 1975).

²A. G. R. Thomas. Phys. Rev. ST Accel. Beams 13, 020702 (2010)

Метод интерполяции траектории

Аппроксимация траектории на интервале:

$$\mathbf{r}_i(t) = \mathbf{r}_{0,i} + \mathbf{r}_{1,i}(t - t_i) + \mathbf{r}_{2,i}(t - t_i)^2. \quad (6)$$

Аппроксимация предэкспоненциального множителя на интервале:

$$\boldsymbol{\alpha}^{(i)}(t) = \boldsymbol{\alpha}_0^{(i)} + \boldsymbol{\alpha}_1^{(i)}(t - t_i). \quad (7)$$

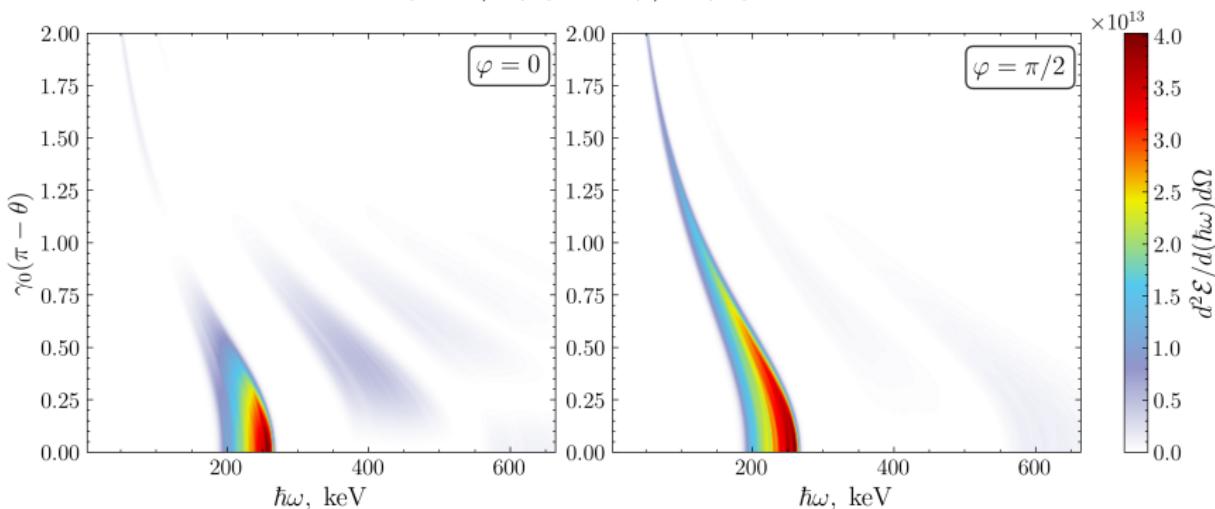
Далее можно перейти к суммированию интегралов, которые вычисляются аналитически:

$$\mathcal{J} = \sum_{i=1}^{N_t} e^{i\omega(t_i - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_{0,i}/c)} \int_{-\delta t/2}^{\delta t/2} (\boldsymbol{\alpha}_0^{(i)} + \boldsymbol{\alpha}_1^{(i)}t) e^{i\omega \cdot (t - \mathbf{n} \cdot (\mathbf{r}_{1,i}t + \mathbf{r}_{2,i}t^2)/c)} dt. \quad (8)$$

Интегралы в (8) выражаются через $S(x) = \int_0^x \sin(\pi t^2/2)dt$ и $C(x) = \int_0^x \cos(\pi t^2/2)dt$.

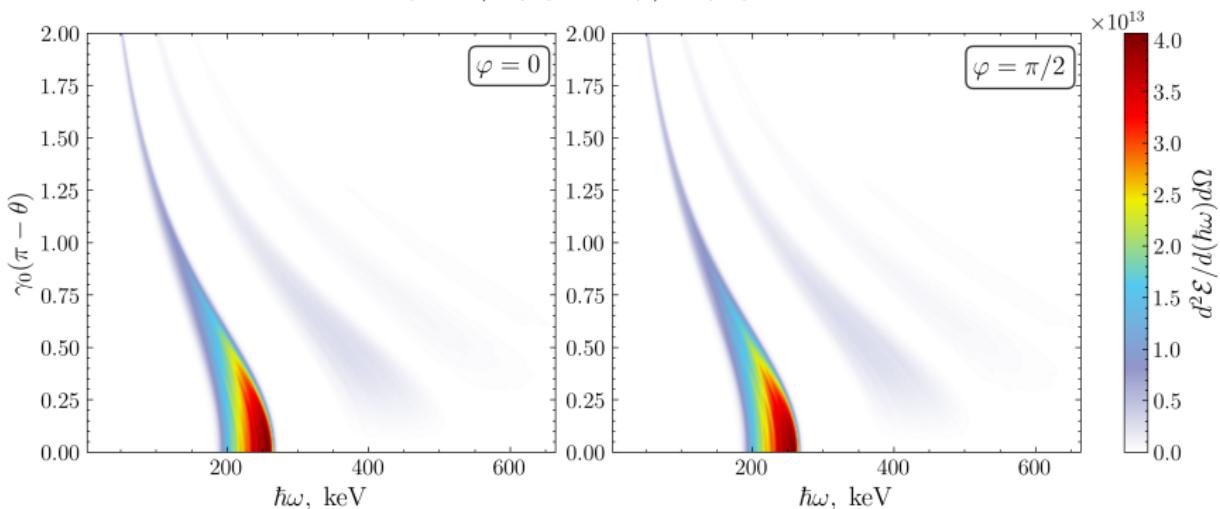
Спектрально-угловые распределения

$$w_0 = 25 \mu\text{m}, a_0 = 0.94, \eta = 0, N_e = 1000$$



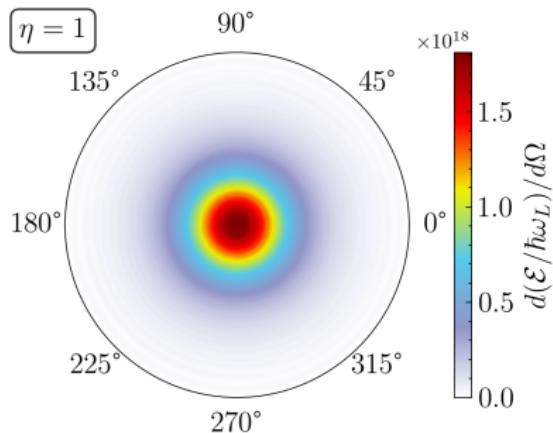
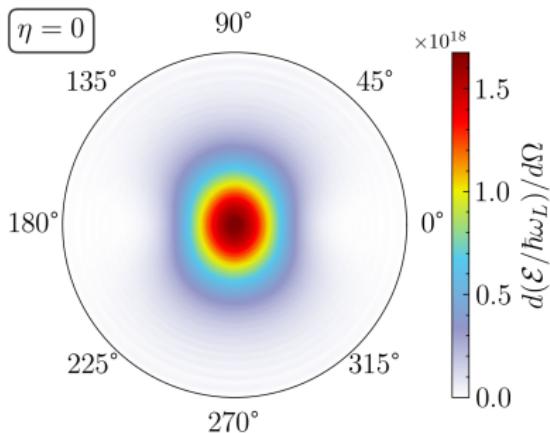
Спектрально-угловые распределения

$$w_0 = 25 \mu\text{m}, a_0 = 0.66, \eta = 1, N_e = 1000$$

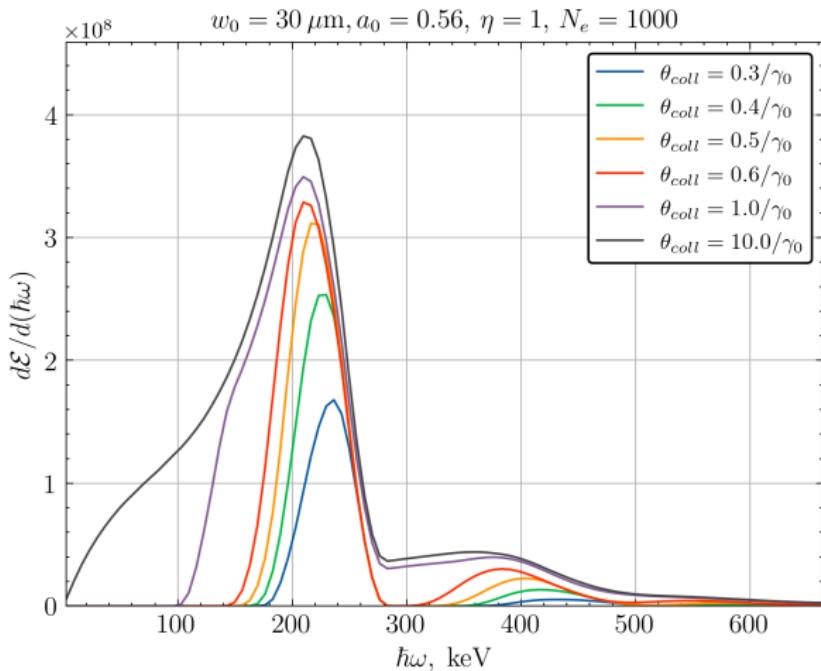


Угловые распределения

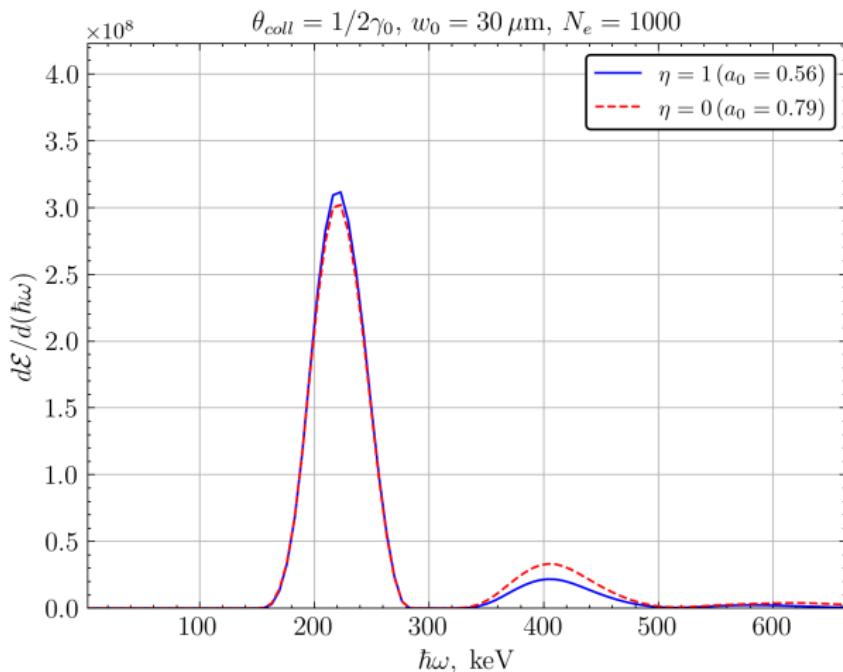
$w_0 = 25 \mu\text{m}$, $N_e = 1000$



Спектральные распределения

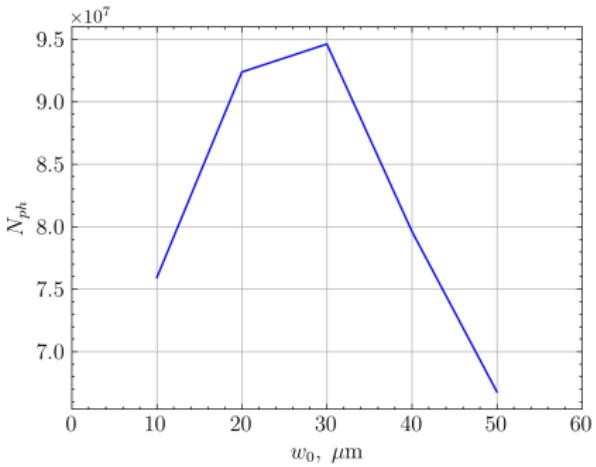
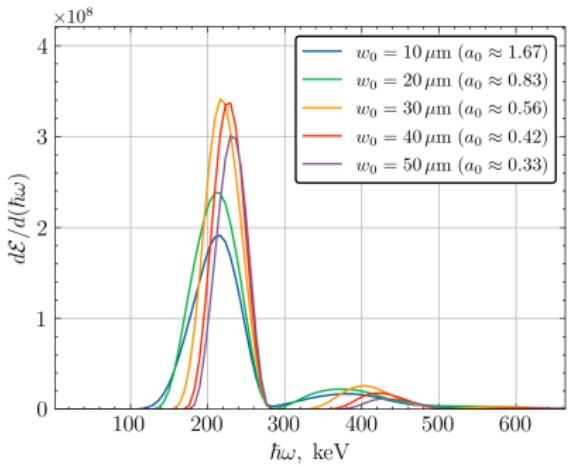


Спектральные распределения



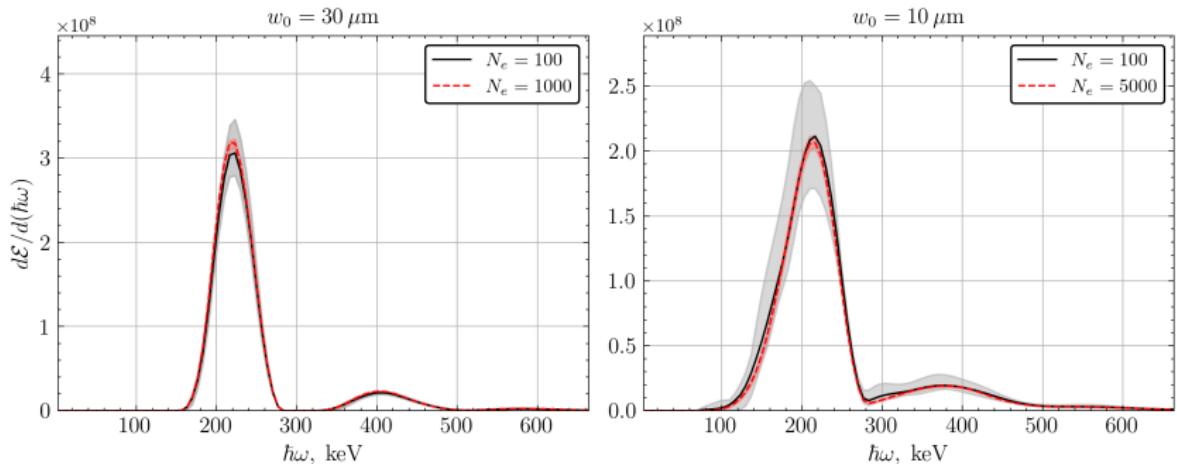
Спектральные распределения

$$\theta_{coll} = 1/2\gamma_0, \eta = 1, N_e = 1000$$



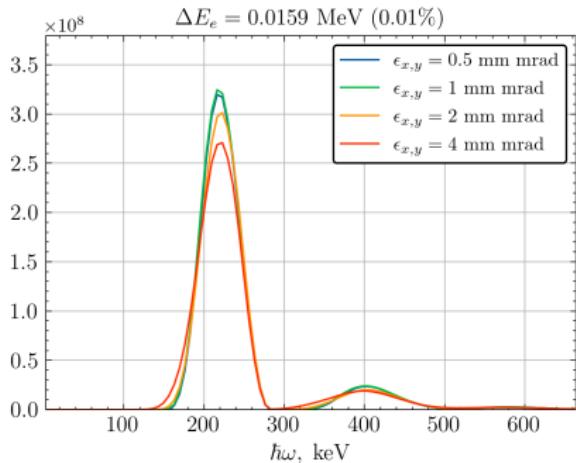
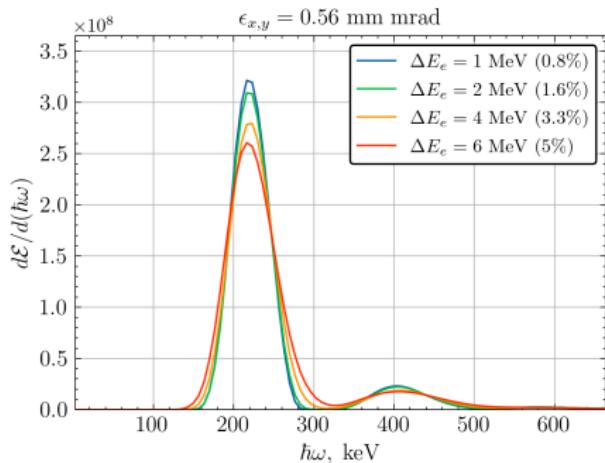
Спектральные распределения

$$\theta_{coll} = 1/2\gamma_0, a_0 = 0.56, \eta = 1, N_e = 1000$$



Спектральные распределения

$$\theta_{coll} = 1/2\gamma_0, w_0 = 30 \mu\text{m}, a_0 = 0.56, \eta = 1, N_e = 1000$$



Заключение

- Разработан код для расчета спектрально-угловых характеристик томсоновского рассеяния электронного пучка с параметрами 1-й станции ИКИ НЦФМ на коротком фокусированном лазерном импульсе.
- Исследована зависимость от поляризации спектрально-углового и углового распределений излучаемой энергии. Было изучено поведение спектральных распределений излучаемой энергии в зависимости от поляризации, количества частиц в пучке, диаметра фокусного пятна, энергетического разброса частиц, угла коллимации и поперечного эмиттанса.
- Показано, что угловое распределение для циркулярной поляризации является азимутально симметричным; при малых углах коллимации спектры для линейной и циркулярной поляризаций различаются лишь незначительно, появляются отчетливые гармоники; и максимум достигается, когда размеры фокусного пятна лазерного и электронного пучков приблизительно равны.