

Введение

- Изучение орбитального углового момента (ОУМ) электромагнитного излучения является активной областью исследований, как теоретических, так и экспериментальных.
- Ранее были предложены различные схемы генерации фотонов, несущих ОУМ (т.е. закрученных фотонов) в ондуляторах [1-4] и лазерах на свободных электронах [5]. Высокоэнергетические закрученные фотоны также могут быть получены каналированными частицами в кристаллах [6, 7].
- Излучение электронов при каналировании хорошо изучено применительно к плоским фотонам. Это излучение позволяет генерировать фотоны в МэВ-ом спектральном диапазоне.
- Существует много теоретических и экспериментальных работ, посвященных проблеме получения максимального выхода этого излучения в тонких и толстых кристаллах.
- Излучение при плоскостном каналировании имеет ряд преимуществ по сравнению с другими типами излучения (квазимонохроматичность, фокусировка и т.д.).
- В нашей предыдущей работе [6] мы исследовали ОУМ на один фотон, генерируемый электронами при плоскостном и осевом каналировании, в зависимости от угла падения электронов на кристалл.

Цель данной работы - исследовать излучение при плоскостном каналировании электронов в терминах закрученных фотонов, рассчитать энергетический спектр, а также зависимость от проекции полного углового момента m и от угла излучения фотона.

Модель

Общая формула для среднего числа закрученных фотонов, создаваемых точечными заряженными частицами в электромагнитном поле (предполагается, что квантовая отдача пренебрежимо мала, что имеет место для энергий каналированных электронов)

$$dP(s, m, k_3, k_{\perp}) = \left| \sum_{l=1}^N e_l \int d\tau_l e^{-i[k_0 x_l^0(\tau_l) - k_3 x_{l3}(\tau_l)]} \left\{ \frac{1}{2} [\dot{x}_{l+}(\tau_l) a_{-}(s, m, k_3, k_{\perp}; \mathbf{x}_l(\tau_l)) + \dot{x}_{l-}(\tau_l) a_{+}(s, m, k_3, k_{\perp}; \mathbf{x}_l(\tau_l))] + \dot{x}_{l3}(\tau_l) a_3(s, m, k_{\perp}; \mathbf{x}_l(\tau_l)) \right\}^2 \left(\frac{k_{\perp}}{2k_0} \right)^3 \frac{dk_3 dk_{\perp}}{2\pi^2} \right|$$

e_i - заряд частицы с i -ой траектории в пучке $x_l^{\mu}(\tau_l)$, $\mu=0,3$ $k_{\perp} \geq 0$, k_3 соответствующие проекции импульса фотона в базисе $\mathbf{e}_{\pm} := \mathbf{e}_1 \pm i\mathbf{e}_2$, вектор \mathbf{e}_3 направлен вдоль оси детектора, который регистрирует закрученные фотоны. $k_0 = \sqrt{k_{\perp}^2 + k_3^2}$ - энергия фотона.

$$a_3(m, k_{\perp}; \mathbf{x}) = \frac{x_{+}^{m/2}}{x_{-}^{m/2}} J_m(k_{\perp} x_{+}^{1/2} x_{-}^{1/2}) =: j_m(k_{\perp} x_{+}, k_{\perp} x_{-}),$$

$$a_{\pm}(s, m, k_3, k_{\perp}; \mathbf{x}) = \frac{ik_{\perp}}{sk_0 \pm k_3} j_{m \pm 1}(k_{\perp} x_{+}, k_{\perp} x_{-}),$$

$s = \pm 1$ - спиральность фотона. $m \in Z$ - проекция полного углового момента фотона на ось детектора.

Среднее число закрученных фотонов некогерентным пучком каналированных электронов хорошо описывается формулой

$$dP_{\rho}^{nc}(s, m, k_3, k_{\perp}) = N \sum_{n, n'=-\infty}^{\infty} f_{m-n, m-n'} R_{n, n'}(s, k_3, k_{\perp}),$$

$$R_{n, n'}(s, k_3, k_{\perp}) := \frac{1}{N_0} \sum_{l=1}^{N_0} A_l(s, n, k_3, k_{\perp}) A_l^*(s, n', k_3, k_{\perp}),$$

$A_l(s, m, k_3, k_{\perp})$ - амплитуда излучения закрученных фотонов i -й частицы, распространяющейся в кристаллической ячейке, вдоль на оси детектора. Количество частиц увеличивается до тех пор, пока выражение не перестает зависеть от N_0 , N - количество частиц в пучке, и предполагается, что пучок однороден в масштабе одной кристаллической ячейки. Функции f_{mn} определяют некогерентную часть интерференционного множителя для распределения заряда в пучке $\rho(\mathbf{b}_{\perp})$.

Проекция полного углового момента на фотон равна той же величине, вычисленной для одной кристаллической ячейки

$$l_{\rho}^{nc}(s, k_3, k_{\perp}) := \frac{dJ_{3\rho}^{nc}(s, k_3, k_{\perp})}{dP_{3\rho}^{nc}(s, k_3, k_{\perp})} = \frac{dJ_{31}(s, k_3, k_{\perp})}{dP_1(s, k_3, k_{\perp})} = l_1(s, k_3, k_{\perp}),$$

$$dJ_{31}(s, k_3, k_{\perp}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} m R_{m, m}(s, k_3, k_{\perp})$$

Среднее число закрученных фотонов и средняя проекция полного углового момента закрученных фотонов, излучаемых пучком заряженных частиц

$$dP_{\rho}^{nc}(s, k_3, k_{\perp}) := \sum_{m=-\infty}^{\infty} dP_{\rho}^{nc}(s, m, k_3, k_{\perp}) = NdP_1(s, k_3, k_{\perp}),$$

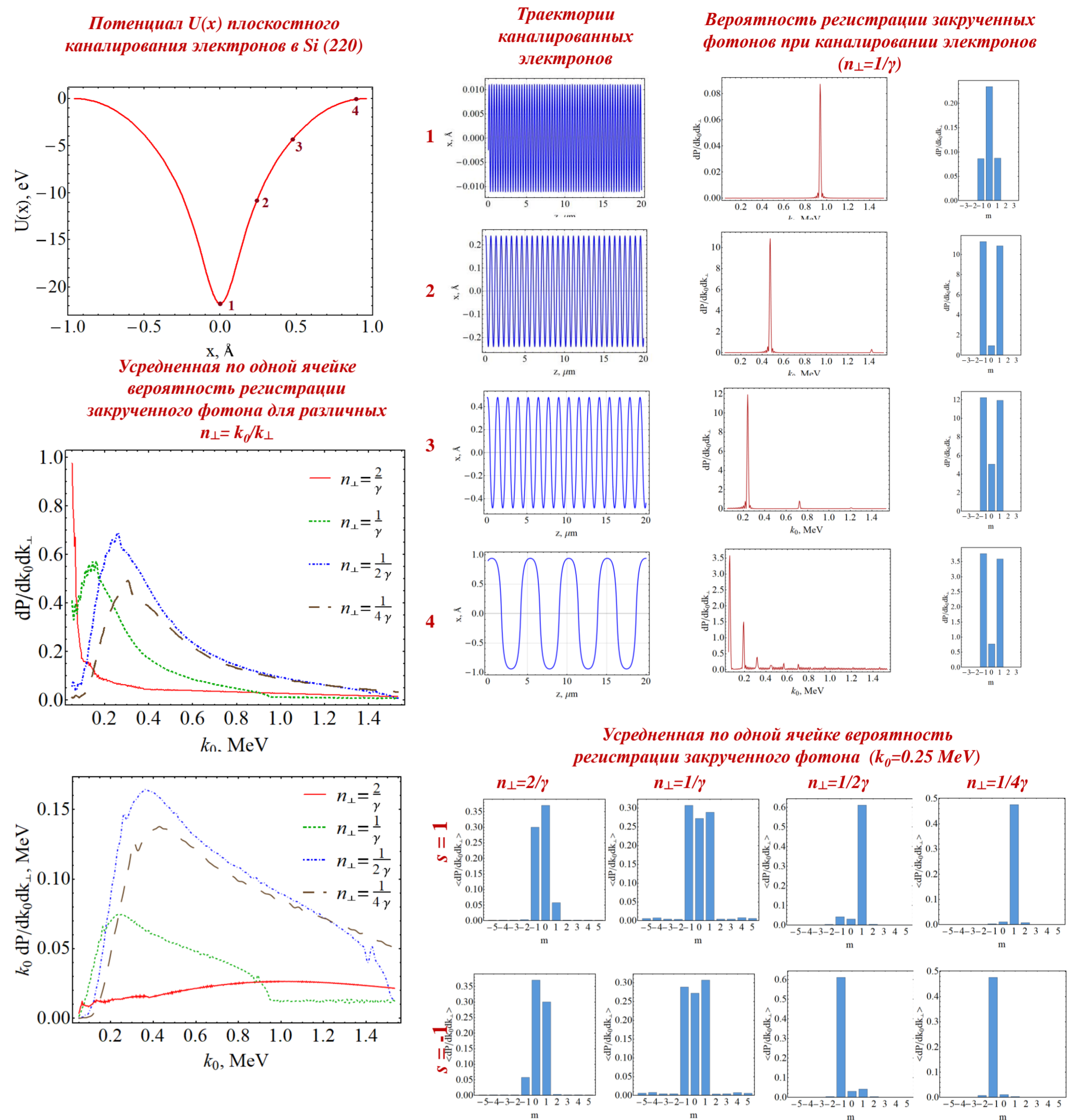
$$dJ_{3\rho}^{nc}(s, k_3, k_{\perp}) := \sum_{m=-\infty}^{\infty} mdP_{\rho}^{nc}(s, m, k_3, k_{\perp}) = NdJ_{31}(s, k_3, k_{\perp}) +$$

$$+ N \operatorname{Re} \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_{n, n-1} \int d\mathbf{b}_{\perp} \rho(\mathbf{b}_{\perp}) k_{\perp} \mathbf{b}_{\perp},$$

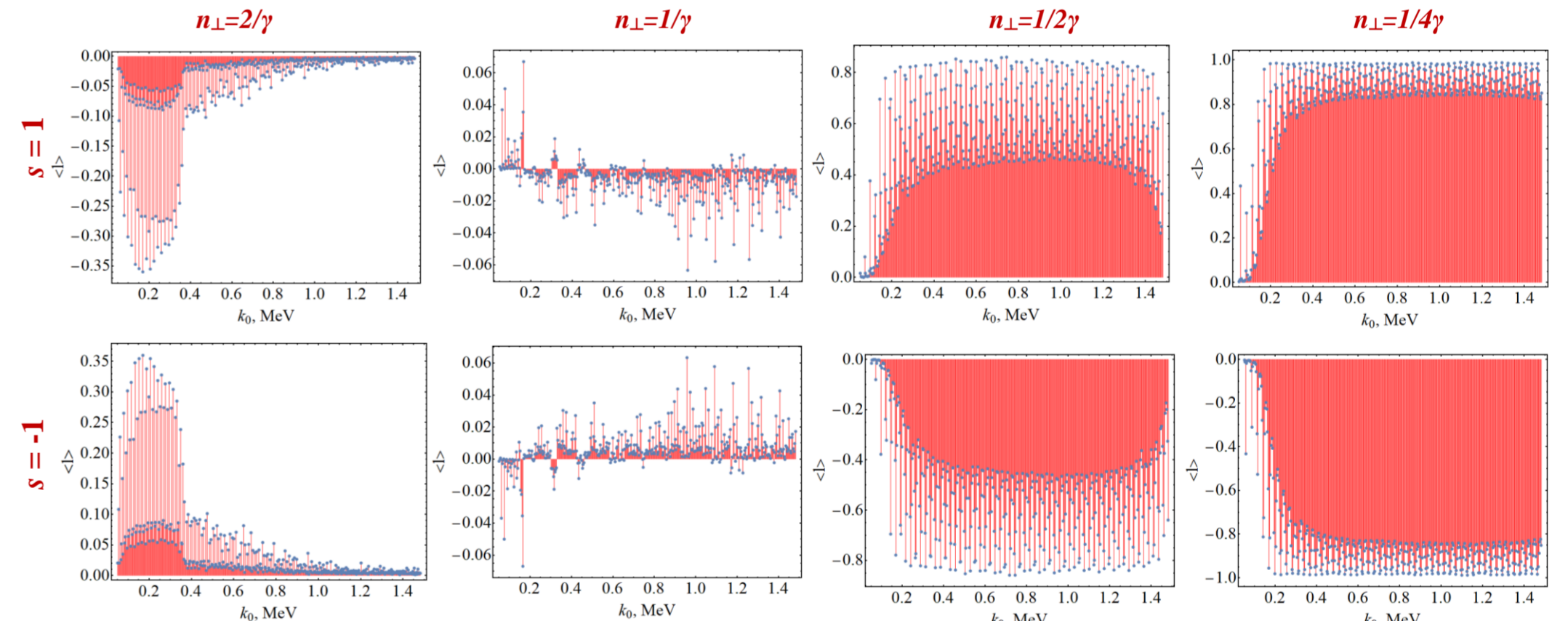
Аналогичные выражения для излучения от заряженных частиц в одной кристаллической ячейке на одну излучающую частицу

$$dP_1(s, k_3, k_{\perp}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} R_{m, m}(s, k_3, k_{\perp}) \quad dJ_{31}(s, k_3, k_{\perp}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} m R_{m, m}(s, k_3, k_{\perp})$$

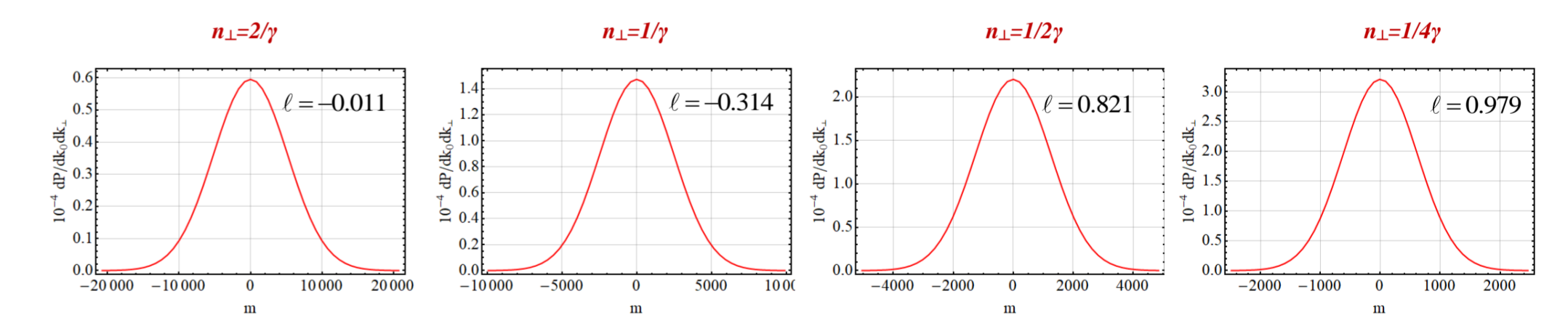
- Траектории были получены путем численного решения уравнений движения с использованием компьютерного кода "Basic Channeling with Mathematica©" BCM-2.0.
- Расчеты были выполнены для электронов, каналированных в кристалле (220) Si. Энергия электронов равна 255 МэВ ($\gamma=500$), что соответствует параметрам ускорителей на SAGA-LS.
- Параметры расчетов: Толщина кристалла $L=20$ мкм, угол влета $\theta_i=2 \cdot 10^{-4}$ рад $=\theta_c/20$, $s=1$, $\varphi=\pi/10$, $\theta_c=10^{-10}$ (θ_c - критический угол каналирования)



Суммарный угловой момент на фотон в одной кристаллической ячейке

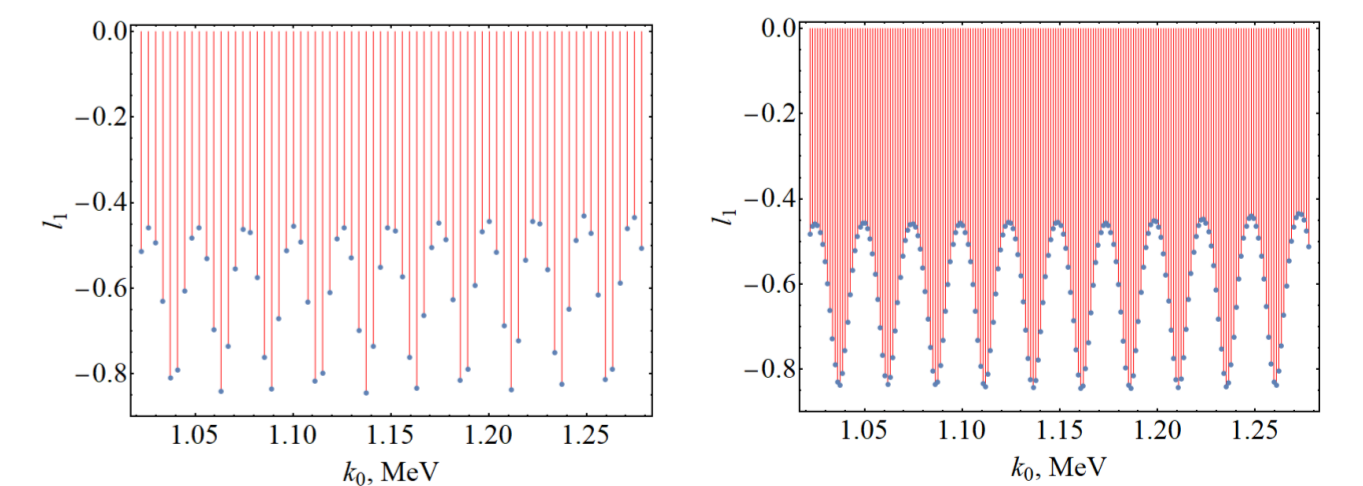


Вероятность на электрон некогерентного излучения закрученных фотонов ($k_0=0.25$ MeV)



Некогерентный интерференционный множитель $f_m = \exp(-x^2) I_{|m|}(x^2)$, $I_{|m|}$ является модифицированной функцией Бесселя первого рода

Проекция полного углового момента на фотон для излучения каналированных электронов в одной кристаллической ячейке



Заключение

- Проведено компьютерное моделирование излучения при плоскостном каналировании электронов в терминах закрученных фотонов.
- Зависимость вероятности регистрации закрученного фотона от энергии рассчитана для одной кристаллической ячейки и пучка электронов.
- Расчет показывает, что каналированные электроны излучают закрученные фотоны в МэВ-ом спектральном диапазоне.

Литература

- S. Sasaki, I. McNulty 2008 Phys. Rev. Lett. 100 124801
- V.A. Bordovitsyn, O.A. Konstantinova, E.A. Nemchenko 2012 Russian Phys. J. 55 (1) 44
- O.V. Bogdanov, P.O. Kazinski, G. Yu. Lazarenko 2019 Phys. Rev. D 99 116016
- J. Bahrtdt et al 2013 Phys. Rev. Lett. 111 034801
- O.V. Bogdanov, P.O. Kazinski, G.Yu. Lazarenko 2018 Phys. Rev. A 97 033837
- S.V. Abdrashitov et al 2018 Phys. Lett. A 382 3141.
- V. Epp, J. Janz, M. Zotova 2018 Nucl. Inst. Meth. B 436 78.