Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 10, с. 809 – 814

Циркулярно-поляризованное черенковское дифракционное излучение

А. П. Потылицын[1)], *С. Ю. Гоголев, М. В. Шевелев*

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 27 августа 2026 г.
После переработки 2 октября 2026 г.
Принята к публикации 15 октября 2026 г.

В последние годы растет интерес к исследованию хиральных биологических объектов, обладающих спиральными компонентами с преимущественной правой или левой закрученностью. Для их исследования применяют циркулярно-поляризованные пучки излучения в различных спектральных диапазонах. Несмотря на широкое применение терагерцового неионизирующего излучения в медицине и биологии, проблема создания надежного широкополосного источника циркулярно-поляризованного излучения в указанном диапазоне остается нерешенной. В работе исследованы характеристики черенковского дифракционного излучения электронов, пролетающих в вакууме вблизи диэлектрического радиатора в форме призмы. Угол при вершине подобран так, чтобы минимизировать потери при выводе излучения из наклонной грани призмы в вакуум. Расчеты по модели поляризационных токов показывают, что излучение, испускаемое вне плоскости симметрии призмы, обладает высокой степенью циркулярной поляризации, достигающей 90 %.

DOI: 10.7868/S3034576626110160

1. Хиральные биологические объекты (ДНК, РНК, белки и др.) проявляют круговой дихроизм: они по-разному поглощают циркулярно-поляризованное излучение с противоположными направлениями поляризации. Это свойство широко используется для изучения структуры биомолекул и их динамики в реальном времени [1, 2].

Источники терагерцового излучения (ТГц) традиционно реализуются на базе лазерных технологий [3, 4] либо на основе твердотельных источников [5]. В большинстве методов циркулярно-поляризованное излучение получается трансформацией неполяризованного/линейно-поляризованного излучения с помощью оптических элементов [6, 7], что ограничивает спектральный диапазон источника.

В работе [8] была продемонстрирована возможность получения широкополосного источника с высокой степенью циркулярной поляризации при использовании мощного лазера с двумя длинами волн для создания плазменного источника, в котором генерируется ТГц излучение. Однако стабильность режимов плазменных источников далеко от идеала, поэтому проблема повторяемости характеристик источника при частой смене направления поляризации, что требуется при проведении прецизионных поляризационных экспериментов, выходит на первый план.

Излучение лазеров на свободных электронах в спиральном ондуляторе, безусловно, обеспечивает необходимые условия для проведения подобных исследований [9]. Однако уникальность и проблема ограниченного диапазона частот затрудняет использование такого пучка в широких масштабах.

В настоящей работе предлагается использовать механизм черенковского дифракционного излучения (ЧДИ), который может быть реализован на компактном ускорителе с энергией электронов не выше 50 МэВ.

2. ЧДИ генерируется при пролете пучка релятивистских электронов вблизи диэлектрического радиатора [10, 11], если расстояние между траекторией электрона и радиатором h (прицельный параметр) не превышает (или соизмерим) с радиусом кулоновского поля релятивистского заряда $h \sim \gamma\beta\lambda/2\pi$ (γ – Лоренц-фактор, $\beta = \sqrt{1-\gamma^{-2}}$, λ – длина волны излучения).

Черенковское излучение, формирующееся в среде, выводится в вакуум через одну из граней радиатора при условии отсутствия полного внутреннего отражения. Представляется, что радиатор в форме призмы (см. рис. 1) позволяет выводить черенковское излучение через наклонную грань с минимальными потерями, если угол при вершине χ удовлетворяет условию:

[1)]e-mail: potylitsyn@tpu.ru

$$\chi = \frac{\pi}{2} - \theta_{\mathrm{Ch}},\ \text{где}\ \theta_{\mathrm{Ch}} = \arccos\left[\frac{1}{\beta\sqrt{\varepsilon(\omega)}}\right] \qquad (1)$$

Волновой вектор $\mathbf{k}$ в среде записывается в виде: $\mathbf{k} = \sqrt{\varepsilon(\omega)}\frac{\omega}{c}\mathbf{n}$, где $\mathbf{n}$ – единичный вектор,

$$\mathbf{n} = \{\sin\theta\sin\varphi, \sin\theta\cos\varphi, \cos\theta\}, \qquad (2)$$

$\varepsilon(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость среды, $\omega = 2\pi c/\lambda$.

Модель поляризационных токов (МПТ) [12, 13], используя приближение дальней зоны, позволяет рассчитывать характеристики излучения из радиаторов произвольной формы при условии, что их размеры не превышают величины $\gamma\beta\lambda$. Для упрощения расчетов без нарушения общности далее будем рассматривать призму (рис. 1) с размерами $a \to \infty$, L, $b = \tan\chi \cdot L$. Можно показать, что для такого призматического радиатора магнитная компонента поля излучения $\mathbf{H}^m$ в среде принимает вид:

$$\mathbf{H}^m = G_0(G_1 + G_2)\mathbf{H}_0\frac{\exp\left[i\sqrt{\varepsilon}\frac{\omega}{c}r\right]}{r},$$

$$G_0 = \frac{e\beta\gamma(\varepsilon-1)\sqrt{\varepsilon}}{4\pi cK}\exp\left[-\frac{2\pi}{\gamma\beta\lambda}K\right]\frac{1}{(in_y\beta\gamma\sqrt{\varepsilon}+K)},$$

$$G_1 = \frac{1-\exp\left[i\frac{2\pi L}{\beta\lambda}(1-n_z\beta\sqrt{\varepsilon})\right]}{1-n_z\beta\sqrt{\varepsilon}}, \qquad (3)$$

$$G_2 = \frac{1-\exp\left\{-i\frac{2\pi L}{\beta\lambda}\left[1-n_z\beta\sqrt{\varepsilon}-i\tan\chi(in_y\beta\sqrt{\varepsilon}+\sqrt{\gamma^{-2}+(n_x\beta\sqrt{\varepsilon})^2})\right]\right\}}{1-n_z\beta\sqrt{\varepsilon}-i\tan\chi(in_y\beta\sqrt{\varepsilon}+\sqrt{\gamma^{-2}+(n_x\beta\sqrt{\varepsilon})^2})}.$$

$$\mathbf{H_0} = \{n_y\gamma^{-1} - in_zK, n_x(n_z\gamma\beta\sqrt{\varepsilon}-\gamma^{-1}), n_x(iK - n_y\gamma\beta\sqrt{\varepsilon})\},$$

$$K = \sqrt{1+(n_x\gamma\beta\sqrt{\varepsilon})^2}.$$

Для определения поляризационных характеристик ЧДИ введем базисные орты $\mathbf{e}_1$, $\mathbf{e}_2$, которые определяются через вектор $\mathbf{g}$, перпендикулярный к выводной поверхности призмы (см. рис. 1):

$$\mathbf{g} = \{0, \cos\chi, \sin\chi\}, \quad \mathbf{e}_1 = \frac{[\mathbf{n},\mathbf{g}]}{|[\mathbf{n},\mathbf{g}]|}, \quad \mathbf{e}_2 = [\mathbf{e}_1, \mathbf{n}] \qquad (4)$$

Учитывая соотношение, связывающее электрическое поле $\mathbf{E}^m$ с магнитным полем излучения $\mathbf{H}^m$

$$|\mathbf{E}^m| = |\mathbf{H}^m|/\sqrt{\varepsilon}, \qquad (5)$$

можно получить формулы для компонент поля $E^m_\parallel$ и $E^m_\perp$ (параллельной и перпендикулярной относительно плоскости, образованной вектором $\mathbf{g}$ и волновым вектором)

$$E^m_{\parallel/\perp} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}(\mathbf{H}^m, \mathbf{e}_{1,2}) = \frac{\exp\left(i\sqrt{\varepsilon}\frac{\omega}{c}r\right)}{r}G_0(G_1+G_2)E^0_{\parallel,\perp},$$

$$E^0_\parallel = [i(n_x^2+n_z^2)\gamma K - n_y(n_z + n_x^2\beta\gamma^2\sqrt{\varepsilon})]\cos\chi + \qquad (6)$$

$$+ [n_x^2(1-n_z\beta\gamma^2\sqrt{\varepsilon}) + n_y(n_y - in_z\gamma K)]\sin\chi,$$

$$E^0_\perp = n_x[(1-n_z\beta\gamma^2\sqrt{\varepsilon})\cos\chi - i\gamma(in_y\beta\gamma\sqrt{\varepsilon}+K)\sin\chi].$$

Зная поляризационные компоненты излучения в среде, можно найти соответствующие компоненты в вакууме по известным законам оптики [6]:

$$E^v_\parallel = \sqrt{\varepsilon(\omega)}T_PE^m_\parallel, \quad E^v_\perp = T_SE^m_\perp, \qquad (7)$$

где коэффициенты Френеля T_S, T_P определяются через углы между волновым вектором в каждой из сред и нормалью к выходной поверхности:

$$T_P = \frac{2\sqrt{\varepsilon(\omega)}\cos\theta'}{\cos\theta' + \sqrt{\varepsilon(\omega)}\cos\theta'_v}, \quad T_S = \frac{2\sqrt{\varepsilon(\omega)}\cos\theta'}{\sqrt{\varepsilon(\omega)}\cos\theta' + \cos\theta'_v}. \qquad (8)$$

Здесь $\theta' = \frac{\pi}{2} - \theta - \chi$ – угол в среде, $\theta'_v = \frac{\pi}{2} - \theta_v - \chi$ – угол между волновым вектором в вакууме и вектором $\mathbf{g}$ (см. рис. 1). Эти углы связаны законом Снеллиуса:

$$\sin\theta'_v = \sqrt{\varepsilon}\sin\theta' \to \cos(\theta_v+\chi) = \sqrt{\varepsilon}\cos(\theta+\chi). \quad (9)$$

Из последнего соотношения легко вывести связь между компонентами волнового вектора в среде и в вакууме, используя связь углов θ и θ_v:

$$\theta = \arccos\left[\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\cos(\theta_v+\chi)\right] - \chi, \quad (10)$$

$$\sqrt{\varepsilon}\frac{\omega}{c}\{\sin\theta\sin\varphi, \sin\theta\cos\varphi, \cos\varphi\} =$$

$$= \sqrt{\varepsilon}\frac{\omega}{c}\{n_x, n_y, n_z\} \to \frac{\omega}{c}\{n_x^v, n_y^v, n_z^v\}.$$

Направляющие косинусы волнового вектора в вакууме зависят от угла при неизменном азимутальном угле φ:

$$n_x^v = \left[\sqrt{1-\frac{1}{\varepsilon}\cos^2(\theta_v+\chi)}\cos\chi - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\cos(\theta_v+\chi\right]\sin\varphi,$$

$$n_y^v = \quad (11)$$

$$\left[\sqrt{1-\frac{1}{\varepsilon}\cos^2(\theta_v+\chi)}\cos\chi - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\cos(\theta_v+\chi)\sin\chi\right]\cos\varphi,$$

$$n_z^v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\cos(\theta_v+\chi)\cos\chi + \sqrt{1-\frac{1}{\varepsilon}\cos^2(\theta_v+\chi)}\sin\chi.$$

После перехода от переменных $n_{x,y,z}$ в выражениях (6) к вакуумным переменным (11) получаем поляризационные компоненты излучения в вакууме. Общепринятым считается использование параметров Стокса для полной характеристики поляризации излучения [14], когда параметры характеризуют линейную поляризацию, ξ_2 – циркулярную.

$$\xi_1 = \frac{E_\parallel^v E_\perp^{v*} + E_\parallel^{v*} E_\perp^v}{|E_\parallel^v|^2 + |E_\perp^v|^2},$$

$$\xi_2 = i\frac{E_\parallel^v E_\perp^{v*} - E_\parallel^{v*} E_\perp^v}{|E_\parallel^v|^2 + |E_\perp^v|^2}, \quad (12)$$

$$\xi_3 = \frac{|E_\parallel^v|^2 - |E_\perp^v|^2}{|E_\parallel^v|^2 + |E_\perp^v|^2},$$

Величины $|E_\parallel^v|^2$ и $|E_\perp^v|^2$ определяют спектрально-угловое распределение интенсивности излучения каждой компоненты:

$$\frac{d^2W_\parallel}{d\omega d\Omega} = cr^2|E_\parallel^v|^2, \quad \frac{d^2W_\perp}{d\omega d\Omega} = cr^2|E_\perp^v|^2. \quad (13)$$

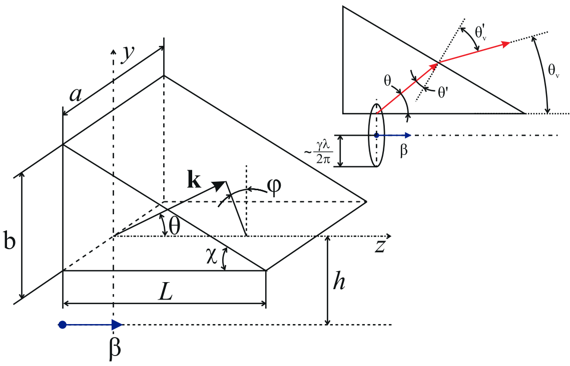

Рис. 1. (Цветной онлайн) Кинематические переменные, описывающие процесс ЧДИ

3. На рисунке 2 показано вакуумное угловое распределение ЧДИ по полярному углу θ_v, рассчитанное для призмы из тефлона ($\varepsilon(\omega) = 2.1 = \text{const}$) [15] с углом при вершине $\chi = \pi/4$, исходя из (13):

$$\frac{d^2W_{\text{total}}}{\hbar d\omega d\Omega} = \frac{d^2W_\parallel}{\hbar d\omega d\Omega} + \frac{d^2W_\perp}{\hbar d\omega d\Omega}. \quad (14)$$

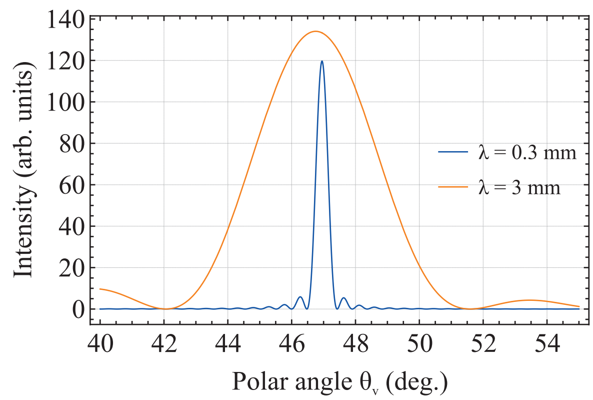

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость интенсивности ЧДИ от полярного угла для $\lambda = 0.3$ мм (синяя линия) и $\lambda = 3$ мм (оранжевая). Расчет выполнен для тефлона, $\chi = 45°$, $\gamma = 40$, $L = 50$ мм, $h = 5$ мм

Расчеты проводились для Лоренц-фактора $\gamma = 40$ и следующих параметров: $L = 50$, $h = 5$ мм, $\lambda = 0.3$ мм (синяя линия), $\lambda = 3$ мм (оранжевая) для азимутального угла $\varphi = 0$. Как следует из рисунка, в первом случае максимум интенсивности соответствует углу $\theta_v = 46.9°$, тогда как во втором – $\theta_v = 46.8°$, что совпадает с законом Снеллиуса (9) для угла $\theta = \theta_{\text{Ch}} = \arccos(1/\beta\sqrt{\varepsilon})$.

Как и ожидалось, угловое распределение ЧДИ определяется соотношением λ/L, что приводит к уширению распределения при увеличении длины волны.

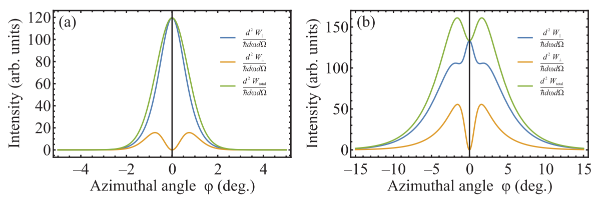

Рис. 3. (Цветной онлайн) Азимутальное распределение интенсивности поляризационных компонент ЧДИ при $\theta = \theta_{\mathrm{Ch}} = 46.95^\circ$ для тех же условий, что на рис. 2. Параллельная компонента – синий цвет, перпендикулярная – оранжевый, сумма – зеленый. (a) – $\lambda = 0.3$ мм; (b) – $\lambda = 3$ мм

Азимутальное распределение ЧДИ для тех же условий показано на рис. 3a, b для различных длин волн, где приведены вклады обеих поляризационных компонент. Как и в предыдущем случае, с увеличением длины волны наблюдается уширение распределения.

Двумерные распределения в зависимости от угловых переменных n_x^v, n_y^v приведены на рис. 4a – для $\lambda = 0.3$ мм, на рис. 4b – для $\lambda = 3$ мм.

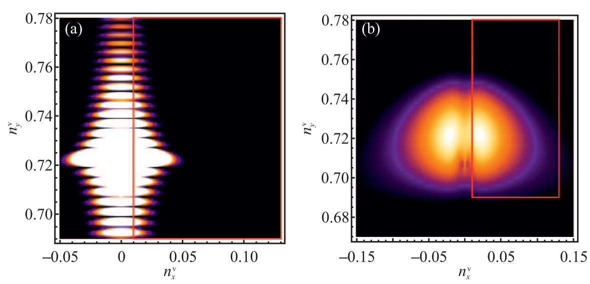

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость интенсивности ЧДИ от переменных n_x, n_y для тех же условий, что на рис. 2. Красный прямоугольник – апертура формирующего коллиматора. (a) – $\lambda = 0.3$ мм; (b) – $\lambda = 3$ мм

Три параметра Стокса ξ_i $(i = 1, 2, 3)$, рассчитанные для прежних условий и $\lambda = 3$ мм, приведены на рис. 5a в зависимости от азимутального угла φ. Зависимость поляризации ЧДИ от полярного угла практически отсутствует.

На рисунке 5b сравнивается поведение интенсивности ЧДИ $d^2W_{\mathrm{total}}/\hbar d\omega d\Omega$ и циркулярной поляризации ξ_2 при изменении азимутального угла. Как следует из представленных результатов, степень циркулярной поляризации остается высокой ($\xi_2 \geq 0.9$) в диапазоне углов $1^\circ < \varphi < 3^\circ$, т.е. в некотором удалении от плоскости симметрии ($\varphi = 0$). Как раз в плоскости симметрии наблюдается максимум линейной поляризации ξ_3 (при $\varphi = 0$ $d^2W_\perp = \hbar d\omega d\Omega = 0$, т.е. вектор поляризации колеблется в плоскости, проходящей через волновой вектор и импульс электрона, как и в случае обычного черенковского излучения).

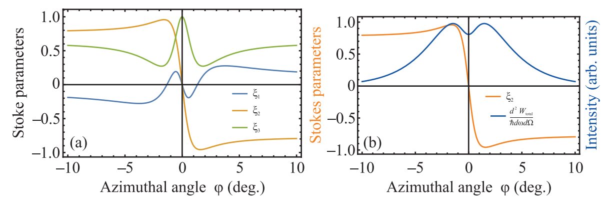

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость поляризационных характеристик ЧДИ от азимутального угла при для тех же условий, что на рис. 2. (b) – Азимутальная зависимость интенсивности ЧДИ (синяя линия) в сравнении с циркулярной поляризацией излучения (оранжевая линия)

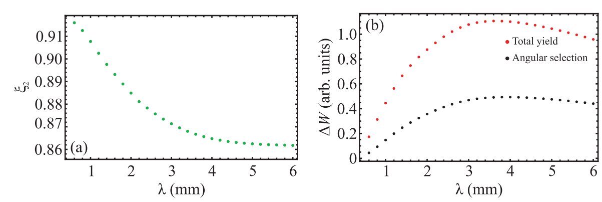

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость усредненной поляризации ЧДИ от длины волны. Усреднение проводилось по апертуре, указанной на рис. 4. (b) – Интенсивность пучка ЧДИ, сформированного апертурой (нижняя кривая) в сравнении с полной интенсивностью (верхняя)

Очевидно, что детектор с конечной угловой апертурой, расположенной симметрично относительно плоскости симметрии, т.е. регистрирующий фотоны ЧДИ в диапазоне $-\varphi_{\max} < \varphi < \varphi_{\max}$, будет регистрировать излучение с циркулярной поляризацией, стремящейся к нулю. Однако, если апертуру формирующего коллиматора сместить относительно плоскости симметрии, как показано на рис. 4, результирующая циркулярная поляризация остается высокой, несмотря на усреднение по углам.

Чтобы получить усредненное значение параметров Стокса, необходимо провести независимое интегрирование числителя и знаменателя в выражениях (12) по угловой апертуре формирующего коллиматора. В этом случае среднее значение циркулярной поляризации для фиксированной длины волны дается выражением:

$$\langle \xi_2 \rangle = \frac{i \int (E_\parallel^v E_\perp^{v*} - E_\parallel^{v*} E_\perp^v) \frac{dn_x dn_y}{\sqrt{1-n_x^2-n_y^2}}}{\int (|E_\parallel^v|^2 + |E_\perp^v|^2) \frac{dn_x dn_y}{\sqrt{1-n_x^2-n_y^2}}}, \tag{15}$$

где интегрирование ведется по апертуре

$$n_{x1} < n_x < n_{x2}, \quad n_{y1} < n_y < n_{y2}. \tag{16}$$

На рисунке 6a показана зависимость усредненной степени циркулярной поляризации от длины волны, полученная при усреднении по апертуре:

$$\begin{gathered} n_{x1} = \sin(46.95^\circ)\sin(0.8^\circ) = 0.01, \\ n_{x2} = \sin(46.95^\circ)\sin(10^\circ) = 0.13, \\ n_{y1} = \sin(44^\circ) = 0.69, \\ n_{y2} = \sin(51^\circ) = 0.78 \end{gathered} \tag{17}$$

для тех же параметров, что и ранее.

На рисунке 6b приведен спектр ЧДИ, вычисленный для той же апертуры (17) (нижняя кривая) в сравнении с "полным" спектром ЧДИ, рассчитанным для захвата по всему интервалу азимутального угла φ $(-n_{x2} < n_x < n_{x2}, n_{x2} = 0.13)$. Из этого рисунка, потери интенсивности составляют примерно 50

4. Пучки поляризованного электромагнитного излучения [16, 17], полученные на электронных ускорителях, характеризуются высокой стабильностью параметров, включая поляризацию пучка [18], что обеспечивает высокую точность поляризационных экспериментов. В настоящей работе показано, что пучок электронов умеренной энергии ($E \sim 20$ МэВ) может быть использован для генерации циркулярно-поляризованного излучения в ТГц/суб ТГц диапазоне с ~ 90 % степенью поляризации. Для электронных сгустков длительностью $\tau_B < 10^{-12}$ с режим ЧДИ в указанном диапазоне становится когерентным, т.е. число испущенных фотонов будет определяться квадратом числа электронов в сгустке $N_b \simeq \simeq Q_b/e$, Q_b – заряд сгустка.

В работе [19] приведены характеристики эксплуатационного широкополосного пучка суб ТГц излучения, полученного на электронном пучке ускорителя SPAPC ($E \sim 100$ МэВ, $\tau_B = 0.26 \cdot 10^{-12}$ с, $Q_B \approx 0.3$ нК) через механизм когерентного переходного излучения (CTR). Достигнутая плотность энергии созданного пучка $\Delta W/\Delta\omega \sim 10$ мкДж/ТГц. Механизм ЧДИ может обеспечить выход излучения более чем на порядок выше, чем механизм CTR, поскольку ЧДИ формируется по всей длине траектории.

В эксперименте с двухцветными лазерами с энергией исходной вспышки $\sim$10 мДж выход ТГц излучения во всем диапазоне составил $\sim$10 мкДж (эффективность преобразования энергии $\sim 10^{-3}$) [20].

Таким образом, даже с учетом энергетических потерь, обусловленных внеосевой коллимацией, предложенная схема обеспечивает сопоставимые с лазерными методами характеристики циркулярной поляризации ТГц-пучка при идентичных параметрах пучка, что является несомненным преимуществом.

Изменение знака циркулярной поляризации при неизменности остальных характеристик ЧДИ достигается следующим образом. Используя симметричный формирующий коллиматор $(-n_{x2} < n_x < n_{x2})$, можно перекрывать металлическим экраном правую/левую часть апертуры, пропуская часть излучения либо в интервале $(n_{x1} < n_x < n_{x2})$, где $\xi_2 < 0$, либо в интервале $(-n_{x2} < n_x < -n_{x1})$, где $\xi_2 > 0$.

Авторы работы [21] предложили использовать излучение нерелятивистских электронов в специальной метаструктуре для получения циркулярно-поляризованного ТГц излучения. Представляется, что предлагаемая схема будет неэффективной в силу "слабости" излучения электронов низких энергий в отсутствие когерентных эффектов (которые исключены для нерелятивистских электронов).

В эксперименте [22], проведенном на пучке микротрона МТ-25 (ОИЯИ, г. Дубна) с энергией 20 МэВ, исследовалась линейная поляризация ЧДИ, генерируемого в тефлоновой призме, где было показано, что параметр Стокса $\langle\xi_3\rangle$ близок к единице, т.е. циркулярная поляризация отсутствует. Подчеркнем, что в эксперименте измерялась поляризация излучения как раз вблизи плоскости симметрии, поэтому полученный результат согласуется с теорией (см. рис. 5a).

Финансирование работы. Работа выполнена в рамках Государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации (проект FSWW-2026-0046). Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Федерального государственного бюджетного учреждения Томский политехнический университет. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. W. J. Choi, K. Yano, M. Cha, F. .M. Colombari, J.-Y. Kim, Y. Wang, S. H. Lee, K. Sun, J. M. Kruger, A. F. de Moura, and N. A. Kotov, "Chiral phonons in microcrystals and nanofibrils of biomolecules", Nat. Photonics **16**, 366 (2022); https://www.nature.com/articles/s41566-022-00969-1.
2. N. Berova, K. Nakanishi, and R. W. Woody, *Circular Dichroism: Principles and Applications* (John Wiley and Sons (Wiley-VCH), N.Y., 2000), 912 p.
3. N. Stojanovic and M. Drescher, "Accelerator- and laser-based sources of high-field terahertz pulses", J. Phys. B:

At. Mol. Opt. Phys. **46**, 192001 (2013);
DOI: 10.1088/0953-4075/46/19/192001.

4. H. Son, S. Park, M. Lee, J. H. Park, S. Baek, and T.-T. Kim, "Intrinsic chiral discrimination via terahertz absorption circular dichroism", J. Chem. Phys. **163**(13), 134201 (2025); https://doi.org/10.1063/5.0280242.
5. P. Li, Sh. Liu, X. Chen, C. Geng, and X. Wu, "Spintronic terahertz emission with manipulated polarization (STEMP)", Frontiers of Optoelectronics **15**(1), 12 (2022);
DOI: 10.1007/s12200-022-00011-w.
6. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики* (Наука, М., 1973) [M. Born and E. Volf, *Fundamentals of Optics* (Nauka, Moscow, (1973), 719 p.].
7. D. J. Cook and R. M. Hochstrasser, "Intense Terahertz Pulses by four-wave rectification in air", Opt. Lett. **25**, 1210 (2000);
https://doi.org/10.1364/OL.25.001210.
8. L. Zhuang, M. Ni, X. Chen, Zh. Wang, and Ch. Lu, "The manipulation of polarized terahertz generation by incommensurate two-color laser pulses with circular polarization", Mod. Phys. Lett. B **38**(20), 2450185 (2024);
https://doi.org/10.1142/S0217984924501859.
9. G. Hartmann, A. O. Lindahl, A. Knie et al. (Collaboration), "Circular dichroism measurements at an x-ray free-electron laser with polarization control", Rev. Sci. Instrum. **87**, 083113 (2016); https://doi.org/10.1063/1.4961470.
10. Д. В. Карловец, А. П. Потылицын, "Дифракционное излучение от экрана конечной проводимости", Письма в ЖЭТФ **90**(5), 368 (2009) [D. V. Karlovets, and A. P. Potylitsyn, JETP **90**(5), 326 (2009)];
DOI: 10.1134/S0021364009170032.
11. М. В. Шевелев, А. С. Коньков, "Особенности генерации излучения Вавилова–Черенкова при пролете заряженной частицы вблизи диэлектрической мишени", ЖЭТФ **145**, 579 (2014) [M. Shevelev and A. S. Konkov, "Peculiarities of the generation of Vavilov–Cherenkov radiation induced by a charged particle moving past a dielectric target", JETP **118**(4), 501 (2014)];
DOI: 10.1134/S1063776114030182.
12. D. V. Karlovets, and A. P. Potylitsyn, "Generalized surface current method in the macroscopic theory of diffraction radiation", Phys. Lett. A **373**, 1988 (2009); Doi.org/10.1016/j.physleta.2009.03.060.
13. А. П. Потылицын, А. В. Вуколов, С. Р. Углов, М. В. Шевелев, "Рентгеновское черенковское излучение вблизи края фотопоглощения", УФН **195**(8), 1340 (2025) [A. P. Potylitsyn, A. V. Vukolov, S. R. Uglov, and M. V. Shevelev, "X-ray Cherenkov radiation near photoabsorption edge", Phys.-Uspekhi **68**(12) 1268 (2025)];
DOI: 10.3367/UFNe.2025.05.039926.
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля* (Наука, М., 1987), 507 с. [L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields* (Nauka, Moscow, 1987), 507 p.].
15. W. Nsengiyumva, J. P. Mwizerwa, and A. M. Makin, "Terahertz dielectric characterization of low-loss polymers for high-speed communication systems: A Debye-GA-PSO-NLS modeling and inversion approach", Polymer Testing **152**, 108970 (2025);
DOI: 10.1016/j.polymertesting.2025.108970.
16. A. P. Potylitsyn, *Electromagnetic Radiation of Electrons in Periodic Structures*, Springer Tracts in Modern Physics (Springer, Berlin, Heidelberg (Germany), v. 243, 224 p.; DOI: 10.1007/978-3-642-19248-7.
17. G. N. Kulipanov, E. G. Bagryanskaya, E. N. Chesnokov et al. (Collaboration), "Novosibirsk free electron laser – facility description and recent experiments", IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. **5**, 798 (2015).
18. И. Е. Внуков, И. В. Главанаков, Б. Н. Калинин, Ю. Ф. Кречетов, А. В. Моисеенко, А. П. Потылицын, А. Н. Табаченко, Е. Н. Шувалов, Н. П. Федоров, "Асимметрия фоторасщепления дейтрона линейно поляризованными γ-квантами ниже порога рождения пионов для угла $\theta'_p = 60°$", Письма в ЖЭТФ **60**(8), 560 (1994) [I. E. Vnukov, I. V. Glavanakov, B. N. Kalinin, Yu. F. Krechetov, A. V. Moiseenko, A. P. Potylitsyn, A. N. Tabachenko, E. N. Shuvalov, and N. P. Fedorov, "Asymmetry of the photodisintegration of the deuteron by linearly polarized γ rays below the pion production threshold for the angle $\theta'_p = 60°$, JETP Lett. **60**(8), 576 (1994)].
19. E. Chiadroni, M. Bellaveglia, P. Calvani et al. [Collaboration], "Characterization of the THz radiation source at the Frascati linear accelerator", Rev. Sci. Instrum. **84**(2), 022703 (2013);
https://doi.org/10.1063/1.4790429.
20. S. Saxena, S. Bagchi, M. Tayyab, J. A. Chakera, S. Kumar, and D. N. Gupta, "Enhanced Broadband Terahertz Radiation from Two-Colour Laser Pulse Interaction with Thin Dielectric Solid Target in Air", J. Infrared Millim. Terahertz Waves **42**, 747 (2021);
doi.org/10.1007/s10762-021-00801-x.
21. H. Yang, L. Jing, X. Yao, H. Chen, and Z. Wang, "Broadband circularly polarized terahertz source based on free-electron radiation", Opt. Lett. **50**(22), 7119 (2025);
https://doi.org/10.1364/OL.579832.
22. I. Kishin, S. Alexeev, A. Baldin et al. (Collaboration), "Experimental investigation of polarization and spatial properties of coherent Cherenkov diffraction radiation in super-radiatiant regime", Radiation Physics and Chemistry **247**, 113979 (2026);
https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2026.113979.