

03

Особенности поляризованного монохроматического черенковского излучения в ультрафиолетовом, оптическом и терагерцовом диапазонах

© М.В. Булгакова^{1,2}, В.С. Малышевский^{1,*}, Г.В. Фомин¹

¹ Южный федеральный университет,
344006 Ростов-на-Дону, Россия

² Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
Белгород, Россия

*e-mail: vsmalyshevsky@sfedu.ru

Поступила в редакцию 06.10.2022 г.

В окончательной редакции 08.05.2023 г.

Принята к публикации 10.05.2023 г.

Анализируются спектрально-угловые характеристики поляризованного черенковского излучения релятивистских частиц в кварцевом стекле в ультрафиолетовом, оптическом и терагерцовом спектральных диапазонах при наклонном влете в мишень. Излучение, генерируемое в тонких кварцевых мишенях, может найти применение как для создания монохроматических направленных источников излучения в различных спектральных диапазонах, так и для диагностики угловых характеристик пучков ускоренных релятивистских частиц.

Ключевые слова: черенковское излучение, переходное излучение, релятивистские частицы, кварцевое стекло.

DOI: 10.21883/OS.2023.05.55723.4190-22

Открытые в работах [1,2] излучение Вавилова–Черенкова и переходное излучение ускоренных релятивистских зарядов при их прохождении через вещество в последнее время получили серьезный импульс для дальнейших исследований. Появившиеся технические возможности ускорения многозарядных ионов расширили сферу применений этих эффектов и поставили новые задачи в этой области. В литературе активно обсуждаются возможности генерации черенковского излучения в различных частотных диапазонах. В частности, известно, что в некоторых веществах действительная часть диэлектрической проницаемости в рентгеновском диапазоне частот вблизи краев линий поглощения может быть больше единицы¹. В таком случае оказывается возможным выполнения порога для возникновения рентгеновского излучения Вавилова–Черенкова. В частности, такой эффект может наблюдаться в ряде веществ, таких как титан, ванадий [3], бериллий [4] и др. В более мягком диапазоне частот, например в ультрафиолетовом или оптическом, для получения монохроматического излучения необходимо, с одной стороны, иметь мишень с достаточной дисперсией в интересующей области частот, а с другой — возможность коллимации излучения для выделения соответствующей области спектра. В частности, для генерации в ультрафиолетовой части спектра изучалась возможность использования газообразных ми-

шеней инертных газов (гелий, неон, аргон), в которых поглощение слабо [5]. В оптическом диапазоне впервые наблюдалось монохроматическое излучение в мишенях из плавленого кварца [6] и алмаза [7]. В ряде недавних работ предложено использовать импульсные пучки релятивистских электронов для генерации черенковского излучения в терагерцовом диапазоне [8]. Использование ускоренных релятивистских многозарядных ионов для этих целей может значительно увеличить выход излучения, так как мощность возникающего излучения пропорциональна квадрату заряда входящих в мишень частиц.

Среди материалов, рассматриваемых для генерации монохроматического черенковского излучения в различных диапазонах частот, наиболее изученным является кварцевое стекло. В кварцевом стекле содержится очень небольшое количество примесей других химических элементов, а его основу составляет оксид кремния. Поэтому кварцевое стекло обладает очень широким спектром пропускания, малым поглощением, высокой однородностью, стойкостью к ионизирующим излучениям. Все эти свойства могут быть полезны для применения кварцевого стекла в качестве мишени для генерации черенковского и переходного излучения в различных спектральных диапазонах. Дисперсионные свойства этого материала достаточно подробно изучены в широком диапазоне длин волн — от вакуумного ультрафиолета до терагерцовой области. Например, в работе [9] собраны и обобщены результаты измерений комплексного показателя преломления кварцевого стекла в спек-

¹ Современные данные о частотной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости различных веществ содержатся в базах данных Центра рентгеновской оптики Берклевской национальной лаборатории имени Лоуренса (<http://henke.lbl.gov/optical.constants/index>).

Значения действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической постоянной плавленого кварца согласно [9]

Длина волны, μm	$\text{Re}(\varepsilon)$	$\text{Im}(\varepsilon)$
0.14	3.51	0.077
0.16	2.79	$2.74 \cdot 10^{-4}$
0.45	2.15	$2.05 \cdot 10^{-7}$
0.65	2.12	$2.78 \cdot 10^{-7}$
800	4.22	0.965
900	5.59	0.994

тральном диапазоне от 30 nm до 1000 μm . Кроме того, предложены полезные формулы для действительной и мнимой частей комплексного показателя преломления кварцевого стекла, обеспечивающие хорошую аппроксимацию экспериментальных данных. В таблице приведены некоторые значения действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической постоянной плавленого кварца $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$. Как показано ниже, эти данные позволяют проанализировать параметры Черенковского и переходного излучения в очень широком спектральном диапазоне.

Для решения задачи о переходном и черенковском излучении в поглощающей мишени конечной толщины воспользуемся известными результатами решения уравнений Максвелла, основанными на методе сшивок нормальных и тангенциальных компонент полей на границах раздела сред. Этот метод позволяет получить наиболее полную информацию о спектрально-угловом распределении возникающего электромагнитного излучения и подробно изложен в [10]. Следует отметить, что при нормальном падении релятивистских частиц на мишень, у которой действительная часть показателя преломления больше чем 1.40, выход черенковского излучения релятивистских частиц невозможен из-за полного внутреннего отражения от второй границы мишени. Для наблюдения черенковского излучения в направлении движения частицы в этом случае требуется падение частицы на мишень под некоторым углом ψ между направлением ее движения и нормалью к поверхности. Тогда конус черенковского излучения принимает асимметричную форму, а при достаточно большом угле ψ часть черенковского конуса испытает полное внутреннее отражение на границе мишени толщиной L , а часть пройдет в направлении движения частицы.

Хорошо известно, что в случае нормального падения быстрой заряженной частицы на поверхность раздела возникающее электромагнитное излучение поляризовано в так называемой плоскости излучения, содержащей волновой вектор излучения \mathbf{k} и нормаль к поверхности. Следуя цитированной выше работе [10], будем называть это „продольной“ поляризацией². При падении частиц

² Следует отметить, что термины „продольная“ и „поперечная“ поляризация традиционно используются лишь применительно к черенковскому и переходному электромагнитному излучению. Следуя

под углом к поверхности раздела двух сред возникает дополнительная „поперечная“ поляризация излучения в плоскости, ортогональной плоскости излучения. Следует ожидать, что спектрально-угловое распределение электромагнитного излучения с различной поляризацией будет по-разному зависеть от угла падения частиц на мишень. Обозначим заряд частицы, влетающей в среду, через Ze и допустим, что магнитная проницаемость среды $\mu = 1$. Тогда соответствующие аналитические выражения для спектрально-угловой плотности излучения с продольной $dI^{\parallel}(\mathbf{k}, \omega) = I^{\parallel}(\mathbf{k}, \omega)d\omega d\Omega$ и поперечной $dI^{\perp}(\mathbf{k}, \omega) = I^{\perp}(\mathbf{k}, \omega)d\omega d\Omega$ поляризацией в интервале частот $\omega, \omega + d$ в телесном угле $d\Omega$ в направлении движения частицы в среде с комплексной диэлектрической постоянной ε будут иметь следующий вид [10]:

$$I^{\parallel}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{Z^2 e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta_z^2 \cos^2 \theta_z}{\sin^2 \theta_z} \frac{|\varepsilon - 1|^2}{|[A^2 - \beta_z^2 x^2][A^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z]|^2} \times \frac{|B_{\psi}^{\parallel}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{v})|^2}{|(x + y)^2 e^{-i\frac{\omega L}{c} x} - (x - y)^2 e^{i\frac{\omega L}{c} x}|^2}, \tag{1}$$

где $x = \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z}$, $y = \varepsilon \cos \theta_z$, $A = 1 - \beta_x \cos \theta_x$

$$B_{\psi}^{\parallel}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{v}) = (x + y)(A + \beta_z x)[(A - \beta_z^2 - \beta_z x) \sin^2 \theta_z + \beta_x \beta_z x \cos \theta_x] e^{-i\frac{\omega L}{c} x} + (x - y)(A - \beta_z x) \times [(A - \beta_z^2 + \beta_z x) \sin^2 \theta_z - \beta_x \beta_z x \cos \theta_x] e^{i\frac{\omega L}{c} x} - 2x[(A + \beta_z y)(A - \beta_z^2) \sin^2 \theta_z + \beta_z (\beta_x \cos \theta_x - \sin^2 \theta_z) \times (\beta_z x^2 + Ay)] e^{-i\frac{\omega L}{v_z} A}. \tag{2}$$

Спектрально-угловая плотность излучения компоненты с поляризацией, перпендикулярной плоскости излучения, дается следующей формулой:

$$I^{\perp}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{Z^2 e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta_x^2 \beta_z^4 \cos^2 \theta_y \cos^2 \theta_z}{\sin^2 \theta_z} \frac{|\varepsilon - 1|^2}{|[A^2 - \beta_z^2 x^2][A^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z]|^2} \times \frac{|B_{\psi}^{\perp}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{v})|^2}{|(x + \frac{y}{\varepsilon})^2 e^{-i\frac{\omega L}{c} x} - (x - \frac{y}{\varepsilon})^2 e^{i\frac{\omega L}{c} x}|^2}, \tag{3}$$

где

$$B_{\psi}^{\perp}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{v}) = (A + \beta_z x)(x + \frac{y}{\varepsilon}) e^{-i\frac{\omega L}{c} x} + (A - \beta_z x)(x - \frac{y}{\varepsilon}) e^{i\frac{\omega L}{c} x} - 2x(A + \beta_z \cos \theta_z) e^{-i\frac{\omega L}{v_z} A}. \tag{4}$$

современной терминологии, можно говорить иначе, а именно, о σ - и π -компонентах поляризованного электромагнитного излучения.

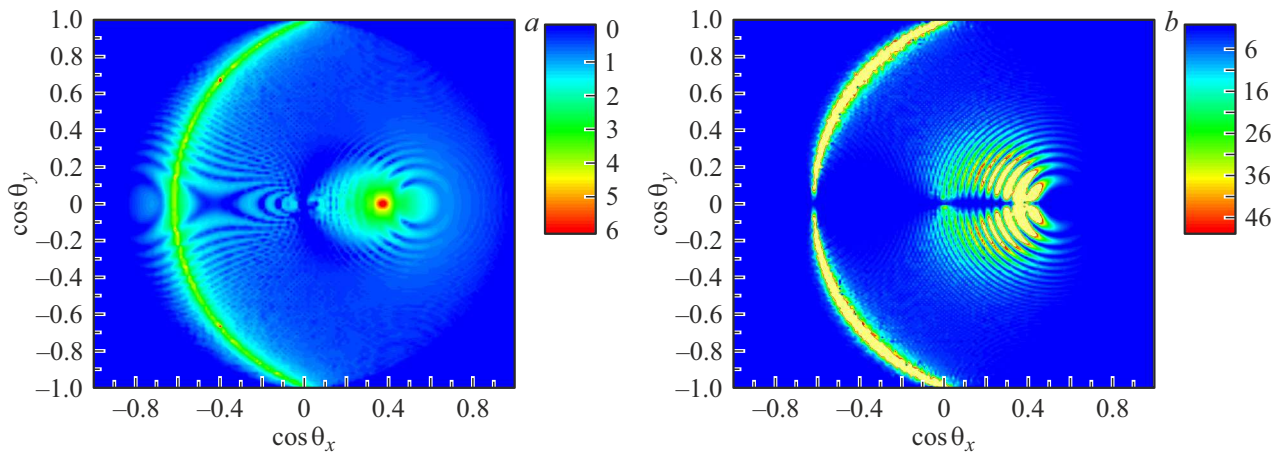


Рис. 1. Рассчитанное угловое распределение черенковского излучения с продольной поляризацией релятивистских частиц ($\gamma = 250$) в оптическом диапазоне ($\lambda = 0.45 \mu\text{m}$) в мишени из плавленного кварца толщиной $L = 100\lambda$. Угол между направлением движения частиц и нормалью к поверхности мишени $\psi = 22^\circ$. *a* — продольная поляризация, *b* — поперечная поляризация.

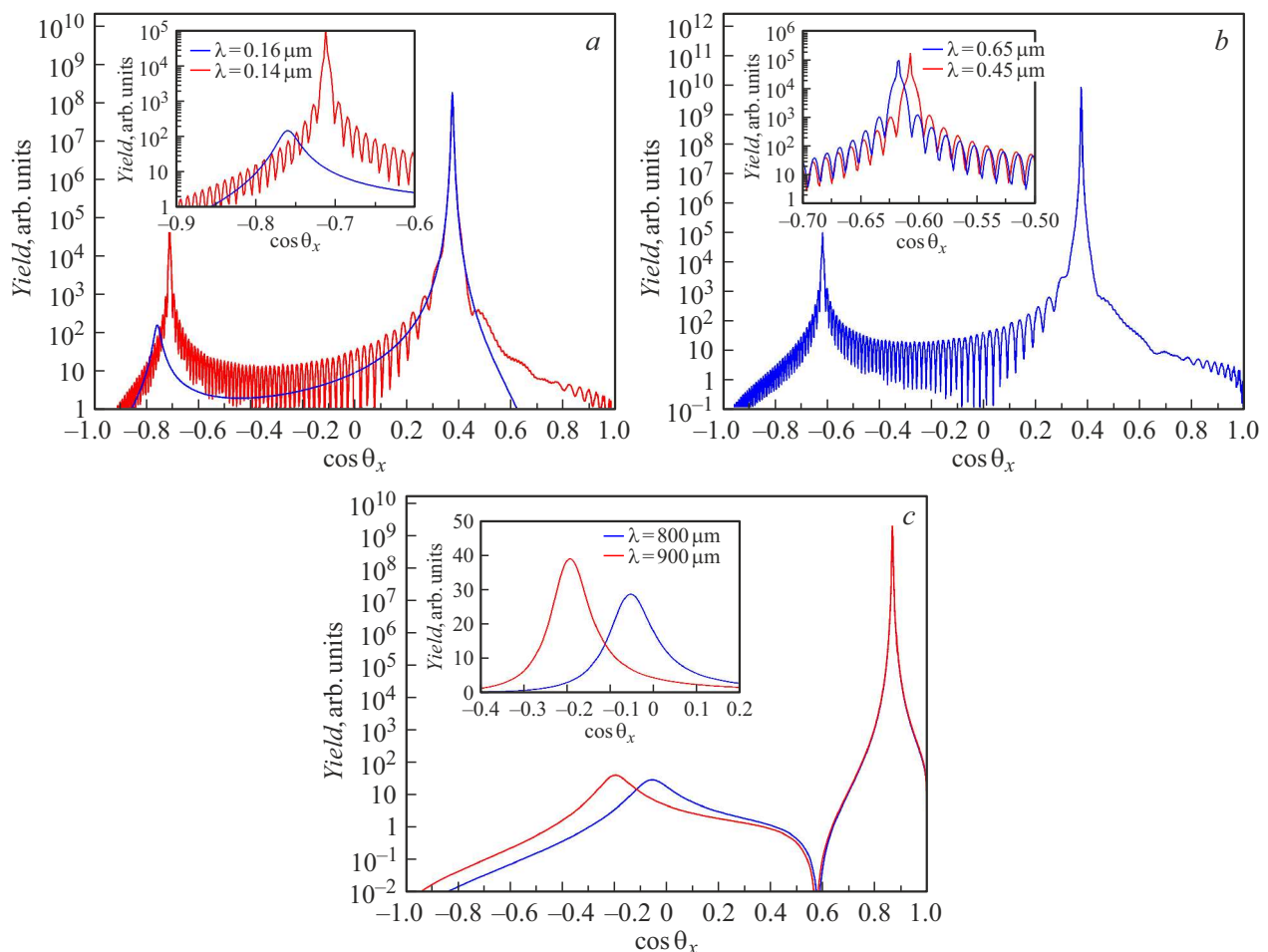


Рис. 2. Рассчитанное угловое распределение по полярному углу в плоскости черенковского излучения (азимутальный угол $\varphi = 0$) с продольной поляризацией релятивистских частиц ($\gamma = 250$) в различных частотных диапазонах в мишени из плавленного кварца: *a* — в ближнем ультрафиолетовом диапазоне, $\psi = 22^\circ$, $L = 100\lambda$; *b* — в оптическом диапазоне, $\psi = 22^\circ$, $L = 100\lambda$; *c* — в терагерцовом диапазоне, $\psi = 60^\circ$, $L = 10\lambda$.

Направление скорости электрона составляет с осью z угол ψ , так что $\beta_x = \beta \sin \psi$, $\beta_z = \beta \cos \psi$, $\beta = \frac{v}{c}$. Направление излучения определяется направляющими косинусами относительно осей x , y и z : $\cos \theta_x = \sin \theta \cos \varphi$, $\cos \theta_y = \sin \theta \sin \varphi$, $\cos \theta_z = \cos \theta$, где θ и φ — полярный и азимутальный углы соответственно.

Примеры некоторых расчетов углового распределения поляризованного в разных плоскостях черенковского излучения релятивистской частицы в тонкой пластинке из кварцевого стекла с заданной длиной волны показаны на рис. 1 и 2. Результаты расчетов удобно представлять в переменных направляющих косинусов $\cos \theta_x$ и $\cos \theta_y$, поскольку таким образом в отличие от переменных θ и φ достигается наглядность пространственно-углового распределения излучения. Максимум в области положительных направляющих косинусов — это увеличивающийся с ростом энергии частицы максимум переходного излучения, сконцентрированного в узком интервале углов вдоль направления движения частицы $\Delta\vartheta \approx \frac{1}{\gamma}$, где $\gamma = E/mc^2$. Заметим, что при наклонном падении частиц на мишень (в отличие от нормального) угловое распределение переходного излучения становится несимметричным относительно направления движения частицы [4]. При выбранном на рис. 2 угле падения одно плечо в угловом распределении оказывается сильно подавленным.

В области отрицательных направляющих косинусов виден фрагмент конуса черенковского излучения, вышедшего из мишени. Ярko выраженные осцилляции по полярному и азимутальному углам вызваны интерференцией падающей волны и волны, отраженной от границ мишени. Расчеты по приведенным формулам показывают, что максимальная интенсивность излучения с поперечной поляризацией значительно меньше, чем с продольной. Степень продольной поляризации зависит как от угла падения частиц на мишень, так и от азимутального угла наблюдения. В частности, при азимутальном угле наблюдения $\varphi = 0$, т.е. в плоскости излучения, степень продольной поляризации равна 100% при любом угле падения.

Угловое распределение излучения с продольной поляризацией в плоскости излучения в безразмерных единицах $Z^2 e^2 / \pi^2 c$ в ультрафиолетовой, оптической и терагерцовой областях спектра показаны на рис. 2. Угловая ширина черенковских максимумов не превышает 10^{-2} rad, а сами максимумы излучения с различной длиной волны разделены, что позволяет сделать заключение о возможности выделения монохроматических линий в выбранном спектральном диапазоне. Отсутствие осцилляций по полярному углу в некоторых случаях объясняется большим значением мнимой части диэлектрической проницаемости i , как следствие, затуханием отраженных от границ мишени волн.

На рис. 3 приведено рассчитанное по формулам (1)–(4) угловое распределение черенковского излучения по полярному углу в плоскости, ортогональной

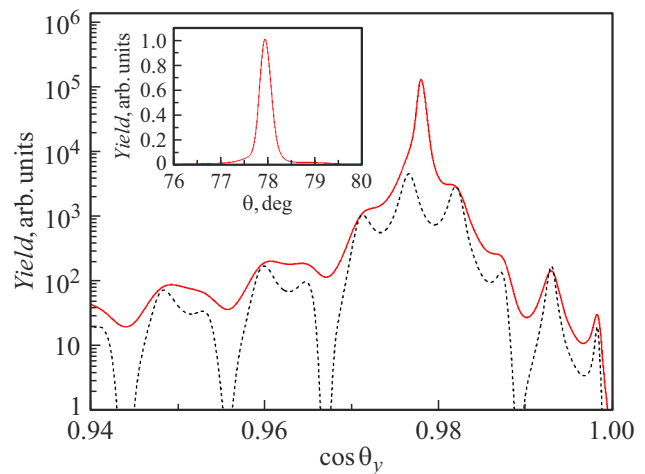


Рис. 3. Рассчитанное угловое распределение черенковского излучения по полярному углу в плоскости, ортогональной плоскости излучения (азимутальный угол $\varphi = 90^\circ$), с продольной поляризацией (сплошная кривая) и поперечной поляризацией (штриховая кривая) релятивистских частиц ($\gamma = 250$) в оптическом диапазоне ($\lambda = 0.65 \mu\text{m}$) в мишени из плавяного кварца, $\psi = 22^\circ$, $L = 100\lambda$.

плоскости излучения (азимутальный угол $\varphi = 90^\circ$), с продольной и поперечной поляризацией. Интенсивность компоненты с поперечной поляризацией, как указывалось выше, значительно меньше интенсивности компоненты с продольной поляризацией. На вкладки к рис. 3 показано нормированное угловое распределение компоненты с продольной поляризацией. Максимум излучения при выбранных условиях достигается при значении полярного угла 78° , а угловая ширина не превосходит 0.5° .

В заключение отметим, что проведенный анализ спектрально-угловых характеристик черенковского излучения релятивистских частиц при наклонных падениях на тонкие кварцевые мишени показывает принципиальную возможность применения эффекта для создания монохроматических направленных источников поляризованного излучения в различных спектральных диапазонах, а малая угловая ширина излучения может быть полезна для диагностики угловых характеристик пучков ускоренных релятивистских частиц.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке конкурсной части госзадания по созданию и развитию лабораторий, проект № FZWG-2020-0032 (2019-1569).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P.A. Cherenkov. *Phys. Rev.*, **52**, 378 (1937).
- [2] В.Л. Гинзбург, И.М. Франк. *ЖЭТФ*, **16**, 15 (1946).
- [3] W. Knulst, M.J. van der Wiel, O.J. Luiten, J. Verhoeven. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 4050 (2003). DOI: 10.1063/1.1625999
- [4] М.В. Булгакова, В.С. Малышевский, Г.В. Фомин. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **3**, 58 (2020). DOI: 10.31857/S1028096020030061
- [5] M.A. Piestrup, R.H. Pantell, H.E. Puthoff, G.B. Rothbart. *J. Appl. Phys.*, **44**, 5160 (1973). DOI: 10.1063/1.1662109
- [6] A. Potylitsyn, G. Kube, A. Novokhonov, A. Vukulov, S. Gogolev, B. Alexeev, P. Klag, W. Lauth. *Phys. Lett. A*, **417**, 127680 (2021). DOI: 10.1016/j.physleta.2021.127680
- [7] Y. Takabayashi, E.I. Fiks, Yu.L. Pivovarov. *Phys. Lett. A*, **379**, 1032 (2015). DOI: 10.1016/j.physleta.2015.01.036
- [8] Shimin Jiang, Weiwei Li, Zhigang He, Ruixuan Huang, Qika Jia, Lin Wang, Yalin Lu. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **923**, 45 (2019). DOI: 10.1016/j.nima.2019.01.062
- [9] R. Kitamura, L. Pilon, M. Jonasz. *Appl. Opt.*, **46**, 8118 (2007). DOI: 10.1364/AO.46.008118
- [10] М.Л. Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях (Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1969), 210 с.