

УДК 539.1.03

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СКОЛЬЗЯЩИХ УГЛАХ ВЫЛЕТА

© 2022 г. М. В. Булгакова^а, В. С. Малышевский^а *, Г. В. Фомин^а

^аЮжный Федеральный университет, Ростов-на-Дону, 344006 Россия

*e-mail: vsmalyshevsky@sfedu.ru

Поступила в редакцию 12.06.2021 г.

После доработки 17.07.2021 г.

Принята к публикации 25.07.2021 г.

Рассмотрены спектрально-угловые характеристики переходного и черенковского излучения, возникающего при прохождении быстрых заряженных частиц через поглощающую среду при скользящих углах вылета к поверхности раздела. При вылете частиц из мишени в такой геометрии излучение поляризовано как в плоскости излучения, так и ортогонально к ней. При увеличении угла вылета относительно нормали к поверхности угловое распределение излучения становится несимметричным, интенсивность компоненты черенковского излучения с продольной поляризацией значительно возрастает, а угловая ширина уменьшается. Поскольку в рентгеновской области вблизи краев поглощения спектральная плотность черенковского излучения имеет ярко выраженный максимум, эффект излучения при скользящих углах вылета частиц из мишени имеет серьезные перспективы стать важным инструментом в создании источников поляризованного направленного жесткого электромагнитного излучения.

Ключевые слова: переходное излучение, излучение Вавилова—Черенкова, рентгеновское излучение.

DOI: 10.31857/S1028096022030074

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованиям электромагнитных процессов, сопровождающих движение быстрых заряженных частиц в веществе, обусловлен предсказанием и обнаружением ряда физических эффектов, которые, в частности, открыли новые возможности для получения пучков фотонов высокой энергии. Освоение экспериментальных методов получения интенсивных потоков поляризованных фотонов высокой энергии значительно расширило бы круг исследований в различных областях — от физики конденсированного состояния вещества до физики элементарных частиц.

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 и нормаль к поверхности [1]. Следуя [1], будем называть это продольной поляризацией. При падении частиц под углом к поверхности раздела двух сред возникает дополнительная поляризация излучения в плоскости, ортогональной плоскости излучения. Будем называть

это поперечной поляризацией. Следует ожидать, что угловое распределение электромагнитного излучения с различной поляризацией будет по-разному зависеть от угла вылета частиц из среды.

СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВАЯ ПЛОТНОСТЬ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Аналитическое решение задачи о переходном или черенковском излучении, возникающем при переходе заряженной частицы из среды с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 в среду с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 при пересечении границы раздела в литературе принято называть формулами Гинзбурга—Франка [2]. Казалось бы, формулы Гинзбурга—Франка нельзя использовать в случае пластины конечных размеров. Однако при определенных условиях это оказывается возможным. Наличие мнимой части диэлектрической проницаемости приводит к поглощению излучения внутри среды. Следовательно, при достаточно большой толщине пластины излучение, возникающее в начале пластины, будет поглощаться, и выход будет давать только излучение с некоторой части траектории вблизи второй границы раздела. Поэтому среда конечных размеров

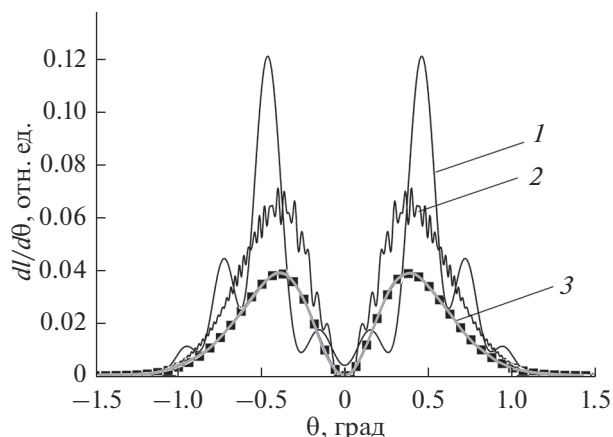


Рис. 1. Угловое распределение переходного электромагнитного излучения в пластинке толщиной: 1 – 10λ ; 2 – 100λ ; 3 – 10000λ (λ – длина волны излучения). Квадратами показан расчет по формулам Гинзбурга–Франка для одной границы раздела сред.

в рассматриваемой задаче может быть представлена как полубесконечная пластина, в которой частица вылетает из среды в вакуум. Действительно, на рис. 1 представлены рассчитанные спек-

трально-угловые характеристики излучения по формуле Гинзбурга–Франка для одной границы раздела и для различных пластинок конечной толщины при нормальном падении по формулам, приведенным в [3]. Для расчетов использовали следующие параметры условной мишени и частиц: $\text{Re}(\epsilon) = 1.77$ и $\text{Im}(\epsilon) = 0.001$ и $v/c = 0.67$. Как следует из рис. 1, при достаточно большой толщине пластины наблюдается полное совпадение рассчитанного по формуле Гинзбурга–Франка углового распределения излучения в направлении “вперед” и электромагнитного излучения в пластине конечной толщины.

Пусть постоянная скорость заряженной частицы \mathbf{v} направлена под углом ψ к нормали поверхности раздела двух сред, а именно вакуума и среды с диэлектрической проницаемостью ϵ . Направим ось z вдоль нормали к поверхности. Полагая, что магнитная проницаемость среды $\mu = 1$, приведем аналитические выражения для спектрально-угловой плотности поляризованного излучения с продольной и поперечной поляризацией [1]:

$$I^{\parallel}(\mathbf{n}, \omega) = \frac{\beta_z^2 \cos^2 \theta_z |1 - \epsilon|^2}{\left[(1 - \beta_x \cos \theta_x)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z \right]^2 \sin^2 \theta_z} \times \left| \frac{(1 - \beta_z \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z} - \beta_z^2 - \beta_x \cos \theta_x) \sin^2 \theta_z + \beta_x \beta_z \cos \theta_x \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z}}{(1 - \beta_x \cos \theta_x - \beta_z \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z})(\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z} + \epsilon \cos \theta_x)} \right|^2. \quad (1)$$

$$I^{\perp}(\mathbf{n}, \omega) = \frac{\beta_x^2 \beta_z^4 \cos^2 \theta_y \cos^2 \theta_z |1 - \epsilon|^2}{\left[(1 - \beta_x \cos \theta_x)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z \right]^2 \sin^2 \theta_z} \times \left| (1 - \beta_x \cos \theta_x - \beta_z \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z})(\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z} + \cos \theta_x) \right|^{-2}, \quad (2)$$

где $\cos \theta_x$, $\cos \theta_y$ и $\cos \theta_z$ – направляющие косинусы волнового вектора излучения \mathbf{n} , $\beta_x = \beta \sin \psi$ и $\beta_z = \beta \cos \psi$ – компоненты скорости частицы вдоль координатных осей x и z , $\beta = v/c$, и система координат выбрана таким образом, что $\beta_y = 0$. Отметим, что в выражениях (1) и (2) для удобства опущен размерный множитель $e^2/\pi^2 c$. Приведенные формулы позволяют провести подробный анализ углового распределения поляризованного излучения и его зависимость от угла вылета частицы из мишени. Теоретическому исследованию углового распределения неполяризованного рентгеновского черенковского излучения электронов в тонких фольгах и различных материалах были ранее посвящены работы [4–6]. Авторами

был показан рост угловой плотности испускаемых фотонов за счет модификации структуры конуса Черенкова.

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО И ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Известно, что в некоторых веществах действительная часть диэлектрической проницаемости в рентгеновском диапазоне частот вблизи краев поглощения элементов может стать больше единицы. Тогда оказывается возможным достижение порога возникновения излучения Вавилова–Черенкова [7]. Современные данные о частотной

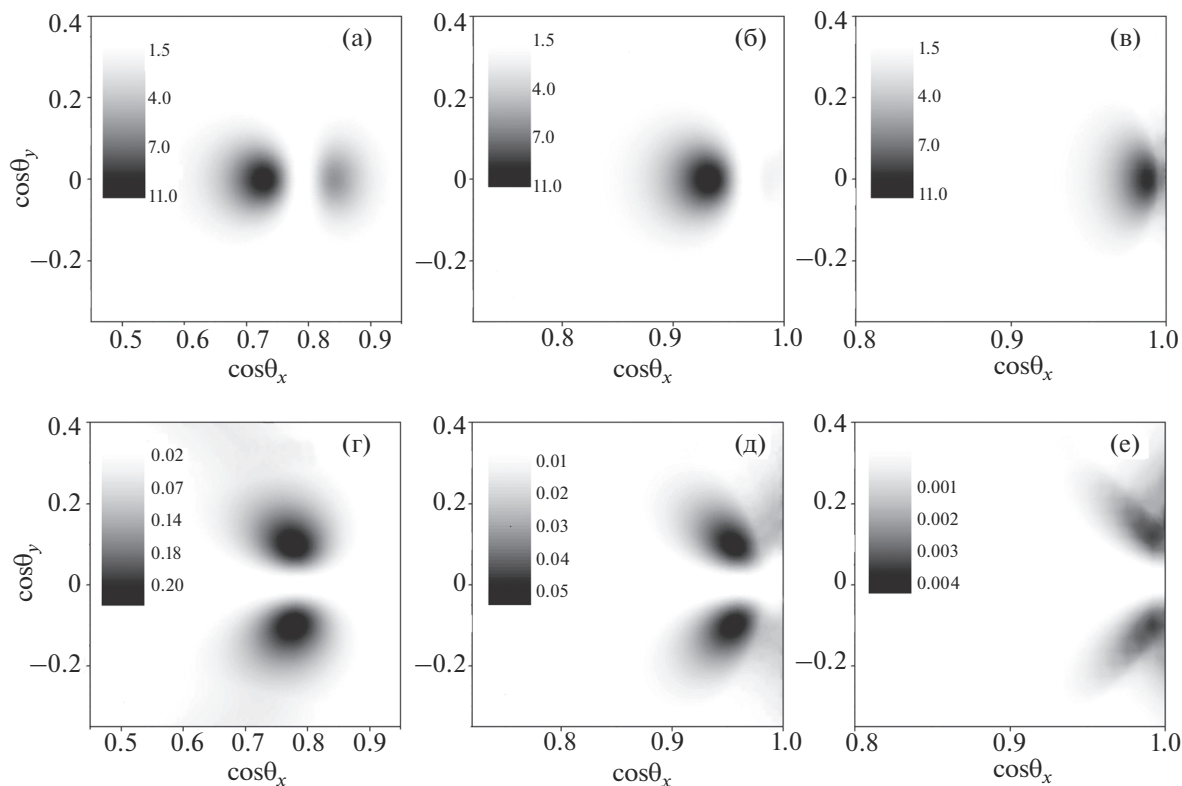


Рис. 2. Угловое распределение продольно (а–в) и поперечно поляризованной (г–е) компонент переходного излучения ($\beta = 0.97$) в рентгеновском диапазоне частот в бериллиевой мишени при различных углах вылета частиц из мишени ψ : а, г – 50° ; б, д – 70° ; в, е – 80° .

зависимости комплексной диэлектрической проницаемости различных веществ содержатся в базах данных Центра рентгеновской оптики Национальной лаборатории имени Лоуренса в Беркли [8]. Для исследования угловых характеристик переходного и черенковского излучения в рентгеновском диапазоне частот и в условиях поглощения излучения воспользуемся данными этой базы, например, для бериллия. В частности, при энергии излучения 112 эВ вблизи края K -линии поглощения бериллия (111.5 эВ) действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости, соответственно, равны $\text{Re}(\epsilon) = 1.05$ и $\text{Im}(\epsilon) = 0.0012$. Спектральное распределение черенковского излучения релятивистских частиц в этих условиях рассматривалось ранее в [9] при нормальном падении на поверхность бериллиевой мишени. Порог черенковского излучения достигается при $\beta = 0.9759$, и рассчитанная спектральная плотность излучения имеет достаточной узкий максимум в области 112 эВ с шириной порядка 5 эВ. В настоящей работе для этих же параметров проведен анализ углового распределения, поляризованного переходного и черен-

ковского рентгеновского излучения при различных углах вылета частиц из мишени.

Результаты расчетов углового распределения переходного излучения ($\beta = 0.97$, и порог черенковского излучения не выполнен) для продольной и поперечной поляризации показаны на рис. 2. Как следует из приведенных данных, интенсивность излучения в максимуме углового распределения излучения с продольной поляризацией практически не изменяется при увеличении угла вылета. Выход же излучения в максимуме углового распределения с поперечной поляризацией существенно уменьшается.

На рис. 3 показано угловое распределение черенковского излучения для продольной и поперечной поляризации ($\beta = 0.99$, и порог возникновения Черенковского излучения выполнен). При увеличении угла вылета интенсивность продольно поляризованной компоненты излучения значительно возрастает, в то время как поперечно поляризованная практически исчезает. На рис. 4 приведено угловое распределение вдоль направления оси x продольно поляризованной компоненты излучения. Отчетливо прослеживается увеличение интенсивности и уменьшение угло-

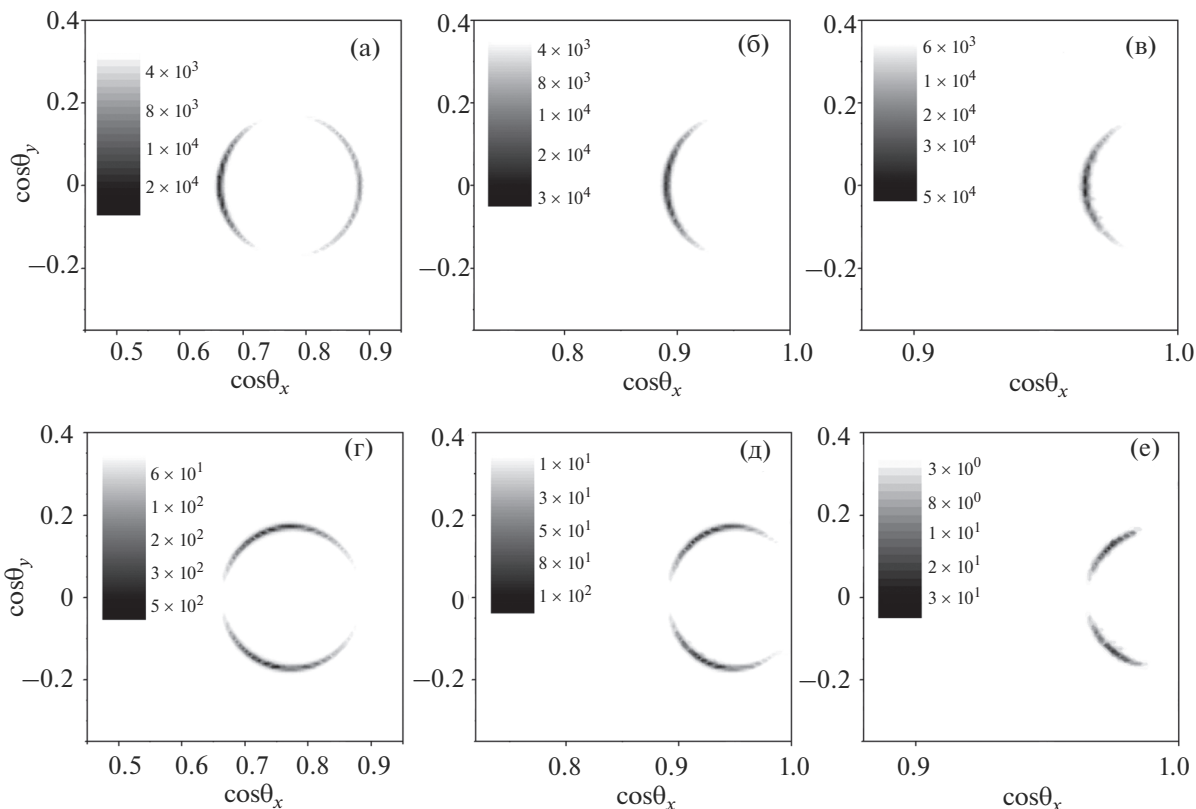


Рис. 3. Угловое распределение продольно поляризованной (а–в) и поперечно поляризованной (г–е) компонент черенковского излучения ($\beta = 0.99$) в рентгеновском диапазоне частот в бериллиевой мишени при различных углах вылета частиц из мишени ψ : а, г – 50° ; б, д – 70° ; в, е – 80° .

вой ширины распределения. Последнее обстоятельство объясняется увеличением эффективной

когерентной длины излучения в мишени при увеличении угла вылета.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В отличие от оптической области, в которой влияние дисперсии диэлектрической проницаемости несущественно и излучение Вавилова–Черенкова носит широкополосный характер, в рентгеновской области спектральная плотность излучения имеет ярко выраженный максимум в области частот вблизи краев поглощения. В частности, для бериллиевой мишени максимум мягкого рентгеновского излучения возможен в области энергии края K -линии поглощения 112 эВ. При “косом” вылете частиц из мишени излучение поляризовано как в плоскости излучения, так и ортогонально к ней. При увеличении угла вылета относительно нормали к поверхности угловое распределение излучения становится несимметричным, интенсивность компоненты черенковского излучения с продольной поляризацией значительно возрастает, а угловая ширина уменьшается. Таким образом, эффект возникновения рентгеновского черенковского излучения при

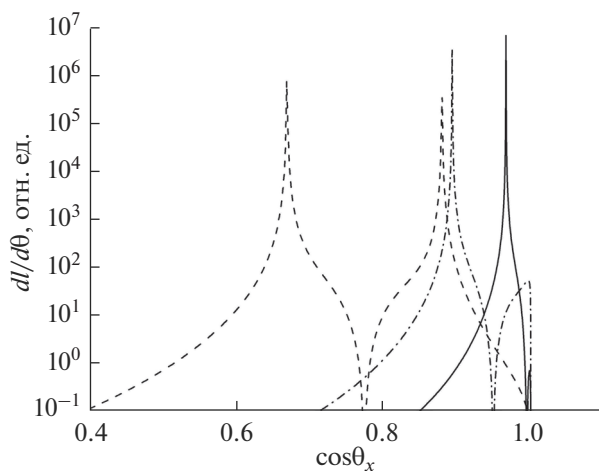


Рис. 4. Угловое распределение продольно поляризованной компоненты черенковского излучения в рентгеновском диапазоне частот вдоль направления осей x в бериллиевой мишени при различных углах вылета частиц из мишени ψ : пунктирная линия – 50° ; штрихпунктирная линия – 70° ; сплошная линия – 80° .

скользящих углах влета частиц в мишень имеет серьезные перспективы стать важным инструментом в создании источников поляризованного направленного жесткого электромагнитного излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд-во АН Арм. ССР, 1969. 210 с.
2. Гинзбург В.Л., Франк И.М. // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. С. 15.
3. Мальшевский В.С., Фомин Г.В., Иванова И.А. // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. С. 243.
4. Gary C., Kaplin V., Kubankin A., Nasonov N., Piestrup M., Uglov S. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2005. V. 227. P. 95.
5. Gogolev S.Y., Potylitsyn A.P. // Phys. Lett. A. 2019. V. 383. P. 888.
6. Потылицын А.П., Гоголев С.Ю. // Письма в ЭЧАЯ. 2021. Т. 16. № 2. С. 147.
7. Базылев В.А., Глебов В.И., Денисов Э.И., Жеваго Н.К., Хлебников А.С. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. С. 406.
8. <http://henke.lbl.gov/optical-constants/index>
9. Булгакова М.В., Мальшевский В.С., Фомин Г.В. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2020. № 3. С. 58.

Angular Distribution of Polarized X-Ray Cherenkov Radiation at Grazing Angles of Exit

M. V. Bulgakova¹, V. S. Malyshevsky¹, *, G. V. Fomin¹

¹*Southern Federal University, Rostov-on-Don, 344006 Russia*

**e-mail: vsmalyshevsky@sfedu.ru*

The spectral-angular characteristics of the transition and Cherenkov radiation arising during the passage of fast charged particles through an absorbing medium at grazing angles of exit to the interface are considered. When particles escape from a target in this geometry, the radiation is polarized both in the radiation plane and orthogonal to it. With an increase in the emission angle relative to the normal to the surface, the angular distribution of radiation becomes asymmetric, the intensity of the Cherenkov radiation component with longitudinal polarization increases significantly, and the angular width decreases. Since in the X-ray region near the absorption edges the spectral density of Cherenkov radiation has a pronounced maximum, the effect of radiation at grazing angles of exit of particles from the target has serious prospects for becoming an important tool in the creation of sources of polarized directional hard electromagnetic radiation.

Keywords: transition radiation, Vavilov–Cherenkov radiation, X-ray.