

УДК 539.1.03

РЕНТГЕНОВСКОЕ ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

© 2020 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 15.08.2019 г.

После доработки 05.09.2019 г.

Принята к публикации 09.09.2019 г.

На основе уравнений макроскопической электродинамики рассмотрены спектрально-угловые характеристики электромагнитного излучения, возникающего при прохождении быстрых заряженных частиц через поглощающую среду конечных размеров. Исследовано изменение его углового распределения после достижения пороговой энергии излучения Вавилова–Черенкова. Проанализированы выход переходного излучения, возникающего при высоких энергиях частиц, и спектральные характеристики излучения Вавилова–Черенкова в рентгеновском диапазоне частот.

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

DOI: 10.31857/S1028096020030061

ВВЕДЕНИЕ

Открытые в [1, 2] излучение Вавилова–Черенкова и переходное излучение ускоренных зарядов при их прохождении через вещество в последнее время получили мощный импульс для дальнейших исследований. Появившиеся технические возможности ускорения многозарядных ионов поставили новые задачи в этой области, возникающие, в частности, при конструировании эффективных черенковских детекторов [3–6]. Для решения таких проблем необходим учет многих особенностей взаимодействия заряженных частиц и электромагнитного излучения с веществом, таких как торможение, поглощение или конечные размеры среды. В литературе эти вопросы неоднократно обсуждались в качестве различных предельных случаев, в частности, при сверхвысоких энергиях частиц или в жесткой спектральной области (например, [7, 8]). В настоящей работе рассматривается влияние этих процессов на спектрально-угловые характеристики возникающего электромагнитного излучения на основе уравнений макроскопической электродинамики без использования каких-либо асимптотических приближений. Такая модель позволяет, в частности, проследить за изменением углового распределения излучения после достижения пороговой энергии излучения Вавилова–Черенкова, а также проанализировать выход возникающего при этом переходного излучения.

СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВАЯ ПЛОТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Пусть скорость заряженной частицы направлена перпендикулярно границе раздела двух сред, а именно вакуума и среды. Направим ось z параллельно постоянной скорости частицы v . Обозначим заряд частицы до влета в среду через $Z_1 e$. Полагая, что магнитная проницаемость среды $\mu = 1$, запишем уравнения Максвелла для потенциалов в вакууме:

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{c} Z_1 e v \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \\ \Delta \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} &= -4\pi Z_1 e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t). \end{aligned} \quad (1)$$

При записи уравнений Максвелла в среде будем полагать, что поля создаются, прежде всего, током заряда Z_1 , движущегося с такой же скоростью, что и в вакууме. Тогда в среде с комплексной диэлектрической проницаемостью ϵ можно записать:

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{A} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{c} Z_1 e v \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \\ \Delta \varphi - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{\epsilon} Z_1 e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t). \end{aligned} \quad (2)$$

Решения уравнений Максвелла будем искать, разлагая все величины в интегралы Фурье. Тогда фурье-компоненты напряженностей электриче-

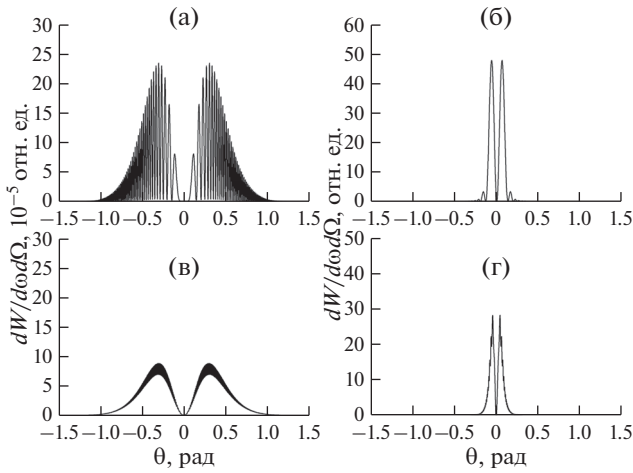


Рис. 1. Угловое распределение электромагнитного излучения в прямом направлении (“вперед”) в рентгеновском диапазоне частот ($\hbar\omega = 120$ эВ) в бериллиевой пластинке толщиной $L = 100\lambda$ (а, б) и $L = 1000\lambda$ (в, г) при энергии частиц до (а, в) и после (б, г) порога возникновения излучения Вавилова–Черенкова при $\gamma = 2$ (а, в), и при $\gamma = 10$ (б, г).

ских полей в вакууме и среде запишем в следующем виде:

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{k}, \omega) = \frac{iZ_1 e}{2\pi^2} \left[\frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \mathbf{k} \right] \frac{\delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})}{\mathbf{k}^2 - \omega^2/c^2} + \mathbf{E}'_1(\mathbf{k}, \omega) \delta(\mathbf{k}^2 - \omega^2/c^2), \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{k}, \omega) = \frac{iZ_1 e}{2\pi^2} \left[\frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \frac{\mathbf{k}}{\varepsilon} \right] \frac{\delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})}{\mathbf{k}^2 - \varepsilon\omega^2/c^2} + \mathbf{E}'_2(\mathbf{k}, \omega) \delta(\mathbf{k}^2 - \varepsilon\omega^2/c^2), \quad (4)$$

где $\mathbf{E}'_1(\mathbf{k}, \omega)$ и $\mathbf{E}'_2(\mathbf{k}, \omega)$ – фурье-компоненты амплитуд свободных полей в вакууме перед средой $\mathbf{E}'_1(\mathbf{r}, t)$ и в среде $\mathbf{E}'_2(\mathbf{r}, t)$.

При анализе электромагнитного излучения заряженных частиц в пластинке конечных размеров будем полагать, что толщина пластинки L такова, что можно пренебречь торможением частиц внутри нее. Рассматривая случай нормального падения пучка частиц на границу раздела, запишем напряженность поля в области за пластинкой:

$$\mathbf{E}_3(\mathbf{k}, \omega) = \frac{iZ_1 e}{2\pi^2} \left[\frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} - \mathbf{k} \right] \frac{\delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})}{\mathbf{k}^2 - \omega^2/c^2} + \mathbf{E}'_3(\mathbf{k}, \omega) \delta(\mathbf{k}^2 - \omega^2/c^2), \quad (5)$$

где $\mathbf{E}'_3(\mathbf{k}, \omega)$ – фурье-компоненты амплитуд свободных полей в вакууме после вылета частицы из мишени (за второй границей раздела сред) $\mathbf{E}'_3(\mathbf{r}, t)$. Амплитуды свободных полей в уравнениях (3)–(5) находятся из условия непрерывности тангенци-

альной и нормальной компонент напряженностей полей на границах раздела [7]. Наличие второй границы потребует учета внутри пластинки двух волн, одна из которых распространяется вдоль скорости частицы $\mathbf{E}_2^{(+)}(\mathbf{r}, t)$, а вторая – $\mathbf{E}_2^{(-)}(\mathbf{r}, t)$ – в противоположном направлении. Таким образом, можно получить замкнутую систему из четырех уравнений для четырех нормальных компонент E'_{1n} , $E'_{2n^{(+)}}$, $E'_{2n^{(-)}}$, и E'_{3n} (подробнее описано, например, в [9]). Найденные поля E'_{1n} и E'_{3n} позволяют вычислить интенсивность излучения вдоль направления движения заряженной частицы и в противоположном направлении соответственно [7, 9]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 W^{(f)}}{d\omega d\Omega} &= \frac{\pi^2 c}{\sin^2 \theta} \left| E'_{3n} \right|^2, \\ \frac{d^2 W^{(b)}}{d\omega d\Omega'} &= \frac{\pi^2 c}{\sin^2 \theta'} \left| E'_{1n} \right|^2, \end{aligned} \quad (6)$$

где θ – угол между векторами \mathbf{v} и \mathbf{k} , а θ' – угол между векторами \mathbf{v} и \mathbf{k} .

РЕНТГЕНОВСКОЕ ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

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 [10]. Современные данные о частотной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости различных веществ содержатся в базах данных Центра рентгеновской оптики Национальной лаборатории имени Лоуренса в Беркли [11].

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 120 эВ действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости, соответственно, равны $\text{Re}(\varepsilon) = 1.00696$ и $\text{Im}(\varepsilon) = 8.57 \times 10^{-4}$. Выберем толщину пластинки $L = 100\lambda$ и $L = 1000\lambda$. При энергии квантов 120 эВ это составит примерно 1 и 10 мкм соответственно, и торможением быстрых частиц можно пренебречь. Результаты расчетов при различной энергии частиц показаны на рис. 1. Как и следовало ожидать, наличие поглощения, которое описывается мнимой частью диэлектрической проницаемости, приводит к деструктивной интерференции и к уменьшению интенсивности

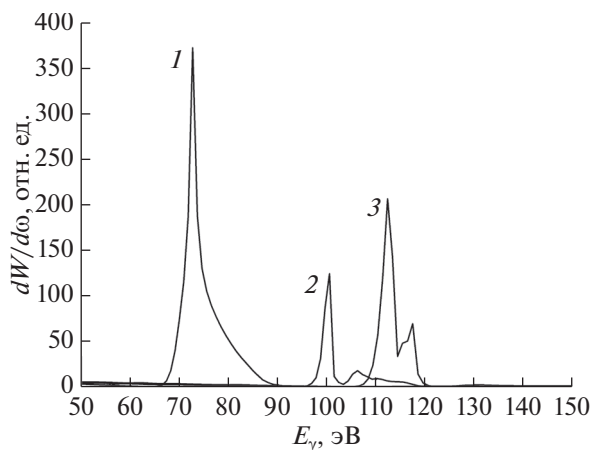


Рис. 2. Спектральное распределение электромагнитного излучения электронов в прямом направлении (“вперед”) в рентгеновском диапазоне частот в алюминиевой (1), кремниевой (2) и бериллиевой (3) пластинках толщиной 1 мкм при достижении порога возникновения излучения Вавилова–Черенкова при $\gamma = 10$.

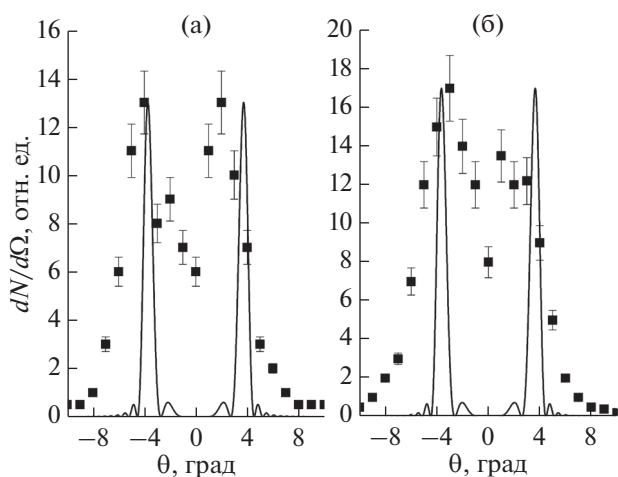


Рис. 3. Измеренные в [12] (точки) и рассчитанные в настоящей работе (сплошные линии) угловые распределения черенковского излучения электронов с энергией 10 МэВ в титановой мишени толщиной 10 мкм при энергии 454 эВ (а) и в ванадиевой мишени толщиной 10 мкм при энергии 512 эВ (б).

переходного излучения (рис. 1а, 1в) и излучения Вавилова–Черенкова (рис. 1б, 1д) при увеличении толщины пластинки.

На рис. 2 показано спектральное распределение черенковского излучения электронов (фактор Лоренца $\gamma = 10$) в рентгеновском диапазоне частот, проинтегрированное по углам вдоль направления движения частицы, в алюминиевой ($L_{2,3}$ -края поглощения 72.95 и 72.55 эВ соответственно), кремниевой ($L_{2,3}$ -края поглощения

99.82 и 99.42 эВ соответственно) и бериллиевой (K -край поглощения 111.5 эВ) пластинках толщиной 1 мкм.

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. Некоторые экспериментальные результаты наблюдения рентгеновского черенковского излучения релятивистских электронов с энергией 10 МэВ приведены в [12]. Эксперимент проводился в мишенях титана и ванадия толщиной 10 мкм. Был зарегистрирован выход черенковского излучения в направлении “вперед” при энергии фотонов вблизи L -краев поглощения (454 эВ в титане и 512 эВ в ванадии соответственно). Результаты расчетов углового распределения излучения при указанных значениях энергии и экспериментальные данные для сравнения приведены на рис. 3. Нормировка расчетных кривых проводилась по максимуму в экспериментальном угловом распределении. Сильное уширение измеренного распределения по сравнению с расчетом связано, по-видимому, с влиянием многократного рассеяния электронов в мишени. Действительно, оценки показывают, что в условиях указанных экспериментов среднеквадратичный угол многократного рассеяния составляет величину, примерно равную 2° , что и приводит к дополнительному уширению черенковского конуса.

Таким образом, эффект рентгеновского черенковского излучения имеет серьезные перспективы стать важным инструментом в создании источников жесткого электромагнитного излучения. Отметим, что для надежного экспериментального наблюдения эффекта желательно использовать пучки многозарядных ионов, поскольку выход излучения пропорционален квадрату заряда частицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cherenkov P.A. // Phys. Rev. 1937. V. 52. P. 378.
2. Гунзбург В.Л., Франк И.М. // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. С. 15.
3. Боданов О.В., Фикс Е.И., Пивоваров Ю.Л. // ЖЭТФ. 2012. Т. 142. С. 442.
4. Малышевский В.С., Фомин Г.В., Иванова И.А. // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. С. 61.
5. Chiba J., Nishimura D., Fukuda M. et al. Development of Ring-Imaging Cherenkov Counter for Heavy Ions // Proceed. 26th Int. Nuclear Physics Conf. “New Facilities and Instrumentation”. Adelaide, Australia, 2016. PoS (INPC2016) 084.

6. *Kuzminchuk-Feuerstein N., Bogdanov O., Rozhkova E. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2019. V. 923. P. 34.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.01.023>
7. *Тер-Микаелян М.Л.* Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд-во АН Арм. ССР, 1969. 210 с.
8. *Базылев В.А., Жеваго Н.К.* Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М: Наука, 1987. 269 с.
9. *Малышевский В.С., Фомин Г.В., Иванова И.А.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. С. 243.
10. *Базылев В.А., Глебов В.И., Денисов Э.И., Жеваго Н.К., Хлебников А.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. С. 406.
11. <http://henke.lbl.gov/optical-constants/index>
12. *Knulst W., J. van der Wiel M., Luiten O.J., Verhoeven J.* // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. № 19. P. 4050.

X-Ray Cherenkov Radiation in an Absorbing Medium of Finite Dimension

M. V. Bulgakova¹, V. S. Malyshevsky^{1,*}, G. V. Fomin¹

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

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

On the basis of the equations of macroscopic electrodynamics, the spectral-angular characteristics of the electromagnetic radiation arising when fast charged particles pass through an absorbing medium of finite dimensions are considered. The change in its angular distribution upon passing through the Vavilov–Cherenkov radiation threshold is studied. The yield of the transition radiation arising at high particle energies and the spectral characteristics of the Vavilov–Cherenkov radiation in the X-ray frequency range are analyzed.

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