

ОБ ЭФФЕКТЕ ФОКУСИРОВКИ КОГЕРЕНТНОГО ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПАРАБОЛИЧЕСКОЙ МИШЕНЬЮ

*А. П. Потылицын^а, А. В. Вуколов^а, М. В. Шевелёв^а,
А. А. Балдин^{б, в}, В. В. Блеко^г, В. В. Блеко^{б, в, 1}, В. В. Кобец^б,
П. В. Каратаев^д, В. Р. Кочарян^е*

^а Томский политехнический университет, Томск, Россия

^б Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^в Институт перспективных исследований «Омега», Дубна, Россия

^г МИРЭА — Российский технологический университет, Москва

^д John Adams Institute at Royal Holloway, University of London, Egham, Surrey, UK

^е Институт прикладных проблем физики НАН Республики Армении, Ереван

Рассматриваются характеристики пучка терагерцевого/субтерагерцевого излучения, полученного коллимацией когерентного дифракционного излучения (ДИ) ультрарелятивистских электронов. Для достижения максимальной интенсивности по оси пучка такого излучения предлагается использовать полупараболическую мишень с фокальным расстоянием, равным расстоянию между мишенью и апертурой коллиматора. Показано, что для предлагаемой геометрии распределение ДИ на плоскости апертуры обладает максимумом по оси пучка в отличие от ранее использованного механизма когерентного переходного излучения, для которого характерна «воронкообразная» структура с минимумом по оси пучка.

We consider the beam characteristics of a terahertz/subterahertz radiation obtained by collimation of coherent diffraction radiation (DR) of ultrarelativistic electrons. To achieve the maximum intensity along the beam axis of such radiation, it is proposed to use a semi-parabolic target with a focal length equal to the distance between the target and the collimator aperture. It is shown that for the proposed geometry, the DR distribution on the aperture plane has a maximum along the beam axis, in contrast to the previously used coherent transition radiation mechanism, which is characterized by a “funnel-shaped” structure with a minimum along the beam axis.

PACS: 41.60.Dk; 41.60.–m

Пучки терагерцевого излучения (ТГц) находят широкое применение в различных областях науки и техники [1–3]. Интенсивные пучки монохроматического ТГц-излучения, генерируемые лазерами на свободных электронах, используются в биологии,

¹E-mail: vbleko@jinr.ru

медицине и т. д. [4, 5]. Однако в ряде случаев требуется пучок ТГц-излучения с непрерывным спектром, позволяющим использовать дифракционные решетки для получения монохроматического излучения с перестраиваемой длиной волны. Подобные пучки были получены на ряде электронных ускорителей при использовании когерентного переходного излучения (КПИ) [6, 7].

Как известно, спектр КПИ определяется длительностью электронного сгустка [8],

$$\frac{d^2 W_{\text{CTR}}}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2 W_{\text{TR}}}{d\omega d\Omega} [N_e + N_e(N_e - 1)F(\omega)]. \quad (1)$$

Здесь $(d^2 W_{\text{TR}})/(d\omega d\Omega)$ — спектрально-угловое распределение интенсивности переходного излучения (ПИ) одиночного электрона; N_e — число электронов в сгустке; $F(\omega)$ — формфактор, который для гауссовского распределения электронов в сгустке (с параметром σ_z) имеет вид

$$F(\omega) = \exp[-\omega^2 \sigma_z^2] = \exp\left[-\left(\frac{2\pi\nu}{\nu_0}\right)^2\right], \quad (2)$$

где ν — линейная частота, $\nu_0 = c/\sigma_z$. При генерации КПИ в ТГц-диапазоне ($\lambda \leq 1$ мм) сгустком электронов длительностью менее 1 пс с энергией $E_e > 50$ МэВ (лоренц-фактор $\gamma > 100$) поперечный размер кулоновского поля электрона $\sim \gamma\lambda$, как правило, сравним с диаметром мишени (или превышает его). В этом случае известная формула Гинзбурга–Франка [9] неприменима и спектрально-угловое распределение ПИ необходимо рассчитывать, используя более строгие модели, например, [8, 10]. В работе [10], основанной на модели псевдофотонов, поле ПИ, генерируемое ультрарелятивистскими электронами в мишени конечных размеров ($2x_m \times 2y_m$), записывается в виде

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} E_x(\theta_x, \theta_y) \\ E_y(\theta_x, \theta_y) \end{Bmatrix} &= A_1 \int_{S_T} d\sigma \begin{Bmatrix} x_T \\ y_T \end{Bmatrix} \frac{K_1\left(k\sqrt{x_T^2 + y_T^2}\right)}{\sqrt{x_T^2 + y_T^2}} \times \\ &\times \exp\left\{i\pi \left[\frac{x_T^2 + y_T^2}{D\lambda} - 2\frac{x_T\gamma\theta_x + y_T\gamma\theta_y}{\lambda}\right]\right\} = A_1 \begin{Bmatrix} I_x^{\text{DR}}(\theta_x, \theta_y) \\ I_y^{\text{DR}}(\theta_x, \theta_y) \end{Bmatrix}. \quad (3) \end{aligned}$$

Здесь (см. схему на рис. 1) S_T — площадь мишени, $d\sigma = dx_T dy_T$; $x_T/y_T = \frac{2\pi x_T/y_T}{y\lambda}$, где x_T/y_T — координаты на поверхности мишени ($-x_m < x_T < x_m$, $-y_m < y_T < y_m$), $\theta_x = x_a/D$, $\theta_y = y_a/D$ (x_a, y_a — координаты на плоскости апертуры, расположенной на расстоянии D от мишени), $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны; $K_1(x)$ — модифицированная функция Бесселя, $A^2 = (e^2\gamma^2/\pi^2 c^2) 1/8\pi\sqrt{2}$.

Результирующее выражение для спектрально-углового распределения ПИ в рассматриваемом случае имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2 W_{\text{TR}}}{d\omega d\Omega} &= c \left(|E_x(\theta_x, \theta_y)|^2 + |E_y(\theta_x, \theta_y)|^2 \right) = \\ &= \frac{e^2\gamma^2}{\pi^2 c} \frac{1}{8\pi\sqrt{2}} \left(|I_x^{\text{TR}}(\theta_x, \theta_y)|^2 + |I_y^{\text{TR}}(\theta_x, \theta_y)|^2 \right). \quad (4) \end{aligned}$$

Следует отметить, что расчеты для квадратной мишени по формулам (3), (4) показывают весьма слабое нарушение азимутальной симметрии, если выполняется условие

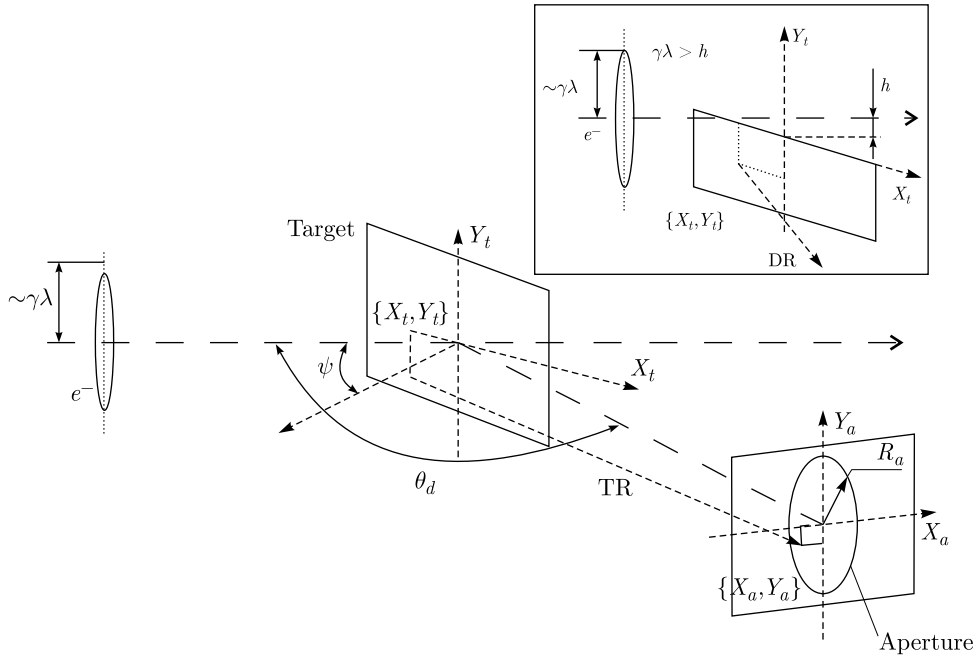


Рис. 1. Схемы формирования пучка переходного/дифракционного (см. врезку) излучения апертурой радиуса R_a , размещенной на расстоянии D от мишени

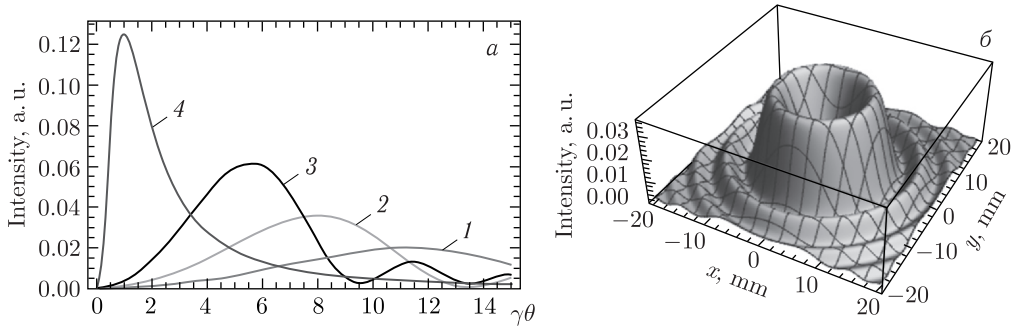


Рис. 2. а) Угловое распределение ПИ электронов с $\gamma = 300$ на расстоянии $D = 300$ мм от мишени диаметром $2R_T = 100$ мм: кривая 1 – $\nu = 0,5$ ТГц; кривая 2 – $\nu = 1$ ТГц; кривая 3 – $\nu = 2$ ТГц; кривая 4 – распределение Гинзбурга–Франка, уменьшенное в 2 раза. б) Распределение ПИ с $\lambda = 0,3$ мм на плоскости апертуры

$\gamma\lambda/2\pi < x_m, y_m$. Для мишени в виде диска с радиусом R_T поле ПИ в силу азимутальной симметрии обладает только радиальной поляризацией $E(\theta)$, которая вычисляется из (3) при переходе к полярным координатам. Для наглядности далее в расчетах характеристик ПИ используется полярный угол $\theta^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2$.

На рис. 2, а показано угловое распределение интенсивности ПИ электронов с $\gamma = 300$ на расстоянии $D = 300$ мм, что соответствует предволновой зоне $D \ll \gamma^2(c/\nu)$,

Фиксированные параметры моделирования

Параметр	Значение
Расстояние от мишени до апертуры D , мм	300
Лоренц-фактор γ	300
Радиус апертуры коллиматора R_a , мм	10
Размер мишени ПИ $2x_m \times 2y_m$, мм	100×100
Размер мишени ДИ $2x_m \times y_m$, мм	100×50
Длительность сгустка электронов τ , пс	< 1

поэтому угловое распределение зависит от частоты излучения, тогда как на рис. 2, б — угловое распределение для фиксированной длины волны $\lambda = 0,3$ мм ($\nu = 1$ ТГц) на плоскости апертуры.

Далее для всех представленных результатов моделирования параметры в таблице являются фиксированными и не варьируются. Выбранные значения данных параметров обусловлены возможными/реальными экспериментальными условиями (LINAC-200 ОИЯИ).

Если пучок ПИ формируется угловой коллимацией $0 < \theta < \theta_{\max}$, то интегрированием выражения (4) можно получить спектр ПИ:

$$\frac{dW_{\text{TR}}}{d\omega} = 2\pi \int_0^{\theta_{\max}} \theta d\theta \frac{d^2W_{\text{TR}}}{d\omega d\Omega}, \quad (5)$$

где $\theta_{\max} = R_a/D$, R_a — радиус апертуры коллиматора.

В полярных координатах

$$\frac{d^2W_{\text{TR}}}{d\omega d\Omega} = cA_2^2 \left| \int_0^{R_T} K_1(k r_T) \exp \left\{ i\pi \left[\frac{r_T^2}{D\lambda} - 2 \frac{r_T r_a}{D\lambda} \cos(\varphi_T - \varphi_a) \right] \right\} r_T dr_T d\varphi_T \right|^2, \quad (6)$$

где $r_a = D \sin \theta \approx D\theta$, $cA_2^2 = e^2\gamma^2/\pi^2c$.

Рис. 3 иллюстрирует спектральный состав пучка ПИ в расчете на энергетический интервал $\hbar d\omega$ после коллимации апертурой $R_a = 10$ мм для тех же условий, что на рис. 2. Энергия ΔW , испускаемая сгустком из N_e электронов в интервале частот $\nu + \Delta\nu$, вычисляется следующим образом:

$$\Delta W = \frac{dW}{d(\hbar\omega)}(\nu) N_e \frac{\alpha}{\pi^2} 2\pi\hbar\Delta\nu. \quad (7)$$

Спектр когерентного ПИ $\frac{dW(\nu)}{d(\hbar\omega)}$, рассчитанный из (4) для длины сгустков $\sigma_z = 75$ мкм и 150 мкм ($\tau = 0,25$ пс и $0,5$ пс), показан на этом же рисунке. Как следует из результатов вычислений, для сгустка с $\sigma_z = 75$ мкм в спектре присутствуют частоты вплоть до $1,5$ ТГц.

Распределение интенсивности излучения в поперечном направлении близко к моде TEM_{10} с минимумом по оси пучка, что не позволяет получить максимум мощности в центре сфокусированного «пятна» излучения [7].

Как показано в [11, 12], если использовать в качестве радиационного механизма дифракционное излучение (ДИ), пучок излучения в дальней зоне будет обладать

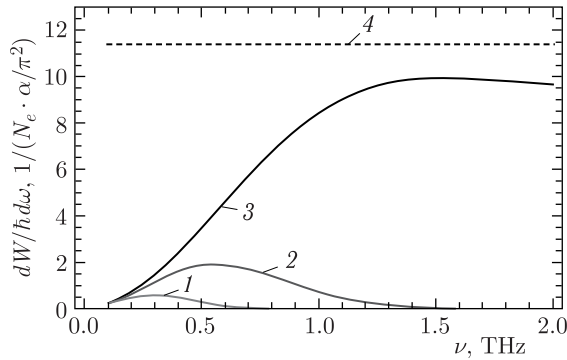


Рис. 3. Спектр пучка когерентного ПИ, сформированного апертурой R_a , сгустком из N_e электронов длительностью $\sigma_z = 150$ мкм (кривая 1), $\sigma_z = 75$ мкм (кривая 2). Кривая 3 — спектр некогерентного ПИ; штриховая кривая 4 — результат интегрирования формулы Гинзбурга-Франка по апертуре

единственным максимумом в отличие от воронкообразной структуры ПИ. Поля ДИ вычисляются с использованием выражения (4) при соответствующем выборе пределов интегрирования по поверхности мишени $-x_{m \max} < x_T < x_{m \max}$, $-y_{m \max} < y_T < -h$, h — прицельный параметр (см. врезку на рис. 1).

Для параметров, использованных ранее, характеристики ДИ соответствуют предволновой зоне. Сильнейшее нарушение аксиальной симметрии процесса приводит к существенной деформации углового распределения (рис. 4, а). Максимум распределения ДИ заметно отклоняется от оси начального электронного пучка в вертикальном направлении.

В статье [13] было предложено использовать параболическую мишень для генерации и фокусировки пучка ДИ (другими словами, для трансформации характеристик ДИ к таковым в дальней зоне). В работе [14] эффект фокусировки наблюдался экспериментально.

При использовании вместо плоской мишени для генерации ДИ полупараболической мишени с фокусным расстоянием $p = D$ пучок ДИ на расстоянии D от мишени

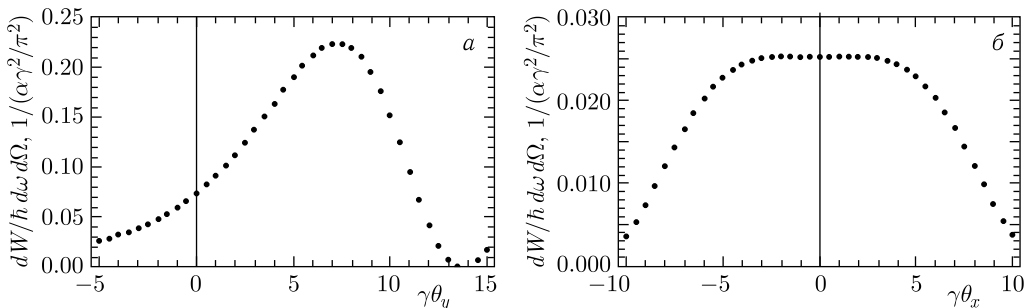


Рис. 4. Угловое распределение ДИ с длиной волны $\lambda = 0,3$ мм на расстоянии D от ДИ-мишени: а) в вертикальном направлении при $x_a = 0$; б) в горизонтальном направлении при $y_a = 7,5$ мм. Прицельный параметр $h = 0,5$ мм

будет иметь расходимость, определяемую углом γ^{-1} , т. е. соответствующую дальней зоне.

Спектрально-угловое распределение ДИ от полупараболической мишени рассчитывается по формулам, аналогичным (3) (см. [13, 14]):

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} E_x(\theta_x, \theta_y) \\ E_y(\theta_x, \theta_y) \end{Bmatrix} &= A_1 \int_{S_T} d\sigma \begin{Bmatrix} x_T \\ y_T \end{Bmatrix} \frac{K_1 \left(k \sqrt{x_T^2 + y_T^2} \right)}{\sqrt{x_T^2 + y_T^2}} \times \\ &\times \exp \left\{ i\pi \left[\frac{x_T^2 + y_T^2}{D\lambda} - \frac{x_T^2 + y_T^2}{\rho\lambda} - 2 \frac{x_T \gamma \theta_x + y_T \gamma \theta_y}{\lambda} \right] \right\} = A_1 \begin{Bmatrix} I_x^{\text{DR}}(\theta_x, \theta_y) \\ I_y^{\text{DR}}(\theta_x, \theta_y) \end{Bmatrix}, \quad (8) \end{aligned}$$

где $d\sigma = (\sqrt{p^2 + x_T^2 + y_T^2} dx_T dy_T)/p$, p – фокусное расстояние.

Спектрально-угловое распределение ДИ вычисляется аналогично (4):

$$\frac{d^2 W_{\text{DR}}}{\hbar d\omega d\Omega} = \frac{\alpha \gamma^2}{\pi^2} \frac{1}{8\pi\sqrt{2}} \left(|I_x^{\text{DR}}(\theta_x, \theta_y)|^2 + |I_y^{\text{DR}}(\theta_x, \theta_y)|^2 \right). \quad (9)$$

На рис. 5 приведены результаты расчетов сфокусированного углового распределения ДИ ($p = D$) для мишени размером 100×50 мм ($x_m = y_m = (2\pi \cdot 50 \text{ мм})/\gamma\lambda$) и прицельного параметра $h = 0,5$ мм (точки) в сравнении с угловым распределением ДИ в дальней зоне от полубесконечной идеально-проводящей мишени [12]:

$$\frac{d^2 W_{\text{DR}}}{\hbar d\omega d\Omega} = \frac{\alpha \gamma^2}{4\pi^2} \exp \left[-\frac{4\pi h}{\gamma\lambda} \sqrt{1 + \gamma^2 \theta_x^2} \right] \frac{1 + 2\gamma^2 \theta_x^2}{(1 + \gamma^2 \theta_x^2)(1 + \gamma^2 \theta_x^2 + \gamma^2 \theta_y^2)}. \quad (10)$$

Как и ожидалось, полученное распределение практически совпадает с распределением (10), отличающимся от «идеального» случая уменьшением интенсивности в максимуме из-за конечных размеров мишени.

На рис. 6 представлено 2D-распределение сфокусированного пучка ДИ, обладающего единственным максимумом, форма которого близка к TEM_{00} -моду (в пренебрежении эффектами азимутальной асимметрии).

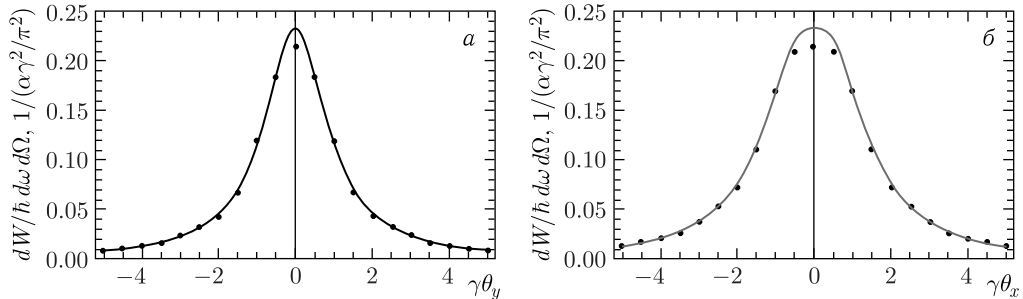


Рис. 5. Угловое распределение ДИ, сфокусированного полупараболической мишенью с фокусным расстоянием $p = 300$ мм: а) в вертикальном направлении при $x_a = 0$; б) в горизонтальном направлении при $y_a = 0$. Точки – расчет сфокусированного излучения, кривые – расчет углового распределения ДИ в дальней зоне

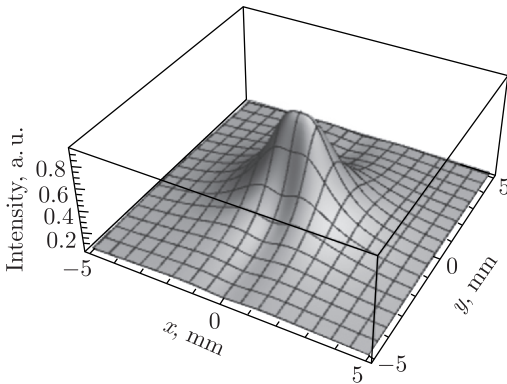


Рис. 6. Двумерное распределение сфокусированного ДИ на плоскости апертуры

ного излучения в пятно с радиусом порядка длины волны с максимальной интенсивностью в центре фокуса дает дополнительные варианты для его использования в прикладных исследованиях.

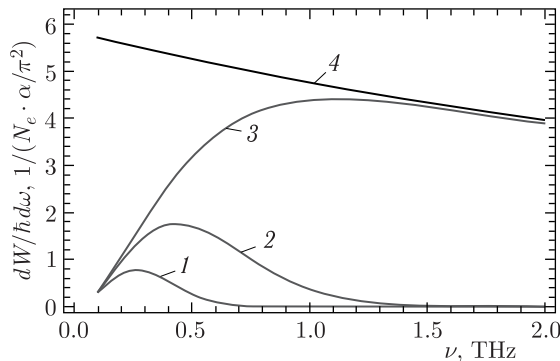


Рис. 7. Спектр сфокусированного когерентного ДИ, сформированного апертурой R_a : кривая 1 — $\sigma_z = 150$ мкм; кривая 2 — $\sigma_z = 75$ мкм. Кривая 3 — спектр некогерентного ДИ от мишени 100×50 мм; кривая 4 — спектр некогерентного ДИ от бесконечной мишени

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках программы развития Томского политехнического университета (№ FSWW-2023-0003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tonouchi M.* Cutting-Edge Terahertz Technology // *Nat. Photonics.* 2007. V. 1. P. 97.
2. *Yiwen Sun, Ming Yiu Sy, Yi-Xiang J Wang et al.* A Promising Diagnostic Method: Terahertz Pulsed Imaging and Spectroscopy // *World J. Radiol.* 2011. V. 3. P. 55.
3. *Wilkinson G. J., Grundt J. E.* Invited Review Article: Current State of Research on Biological Effects of Terahertz Radiation // *J. Infrared Millim. Terahertz Waves.* 2011. V. 32. P. 1074.

4. *Kulipanov G.N., Bagryanskaya E.G., Chesnokov E.N. et al.* Novosibirsk Free Electron Laser – Facility Description and Recent Experiments // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2015. V. 5, No. 5. P. 798.
5. *Shaker H. et al.* Accelerator-Based Tunable THz Source for Pump-and-Probe Experiments at the European X-Ray Free-Electron Laser Facility // Proc. of IRMMW-THz. 2019; doi: 10.1109/IRMMW-THz.2019.8874425.
6. *Casalbioni S., Schmidt B., Schmuser P. et al.* Ultrabroadband Terahertz Source and Beamline Based on Coherent Transition Radiation // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2009. V. 12. P. 030705.
7. *Chiadroni E., Anania M.P., Artioli M. et al.* Two Color FEL Driven by a Comb-Like Electron Beam Distribution // Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. P. 022703.
8. *Castellano M., Cianchi A., Orlandi G., Verzilov V.A.* Effects of Diffraction and Target Finite Size on Coherent Transition Radiation Spectra in Bunch Length Measurements // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 435, No. 3. P. 297.
9. *Гинзбург В.Л., Франк И.М.* Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. С. 15.
10. *Potylitsyn A.P.* Image of Optical Diffraction Radiation (ODR) Source and Spatial Resolution of ODR Beam Profile Monitor // Advanced Radiation Sources and Applications. NATO Sci. Ser. II: Math. Phys. Chem. 2006. V. 199. P. 149.
11. *Potylitsyn A.P.* Transition Radiation and Diffraction Radiation. Similarities and Differences // Nucl. Instr. Meth. B. 1998. V. 145. P. 169.
12. *Potylitsyn A.P., Ryazanov M.I., Strikhanov M.N., Tishchenko A.A.* Diffraction Radiation from Relativistic Particles. Berlin; Heidelberg: Springer, 2010.
13. *Potylitsyn A.P., Rezaev R.O.* Focusing of Transition Radiation and Diffraction Radiation from Concave Targets // Nucl. Instr. Meth. B. 2006. V. 252. P. 44.
14. *Sukhikh L.G., Aryshev A.S., Karataev P.V. et al.* Observation of Focusing Effect in Optical Transition and Diffraction Radiation Generated from a Spherical Target // Phys. Rev. ST. Accel. Beams. 2009. V. 12. P. 071001.

Получено 7 июня 2023 г.