

УНИПОЛЯРНОЕ ЧЕРЕНКОВСКОЕ И ДИФРАКЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Г. Науменко¹, М. Шевелев, К. Е. Попов

Томский политехнический университет, Томск, Россия

Для обычного (биполярного) излучения интеграл напряженности электрического поля во времени равен нулю. Впервые возможность генерации униполярного излучения была теоретически рассмотрена в работе Е. Г. Бессонова (Препринт ФИАН № 76. М., 1990). В этой работе униполярное излучение определено как излучение, для которого интеграл напряженности электрического поля во времени существенно отличается от нуля. Позже этой проблеме был посвящен ряд теоретических статей в основном в применении к синхротронному излучению. Однако до сих пор нет экспериментальных исследований этого явления.

В данной работе представлены результаты экспериментального наблюдения униполярного черенковского и дифракционного излучения, генерируемого релятивистскими электронами в миллиметровом диапазоне длин волн. Для этого был разработан детектор, чувствительный к выбранному направлению напряженности электрического поля. Мы наблюдали когерентное черенковское излучение и обратное дифракционное излучение пучка релятивистских электронов при движении электронов вблизи мишеней. Эффект частичной униполярности зарегистрирован для черенковского излучения, а почти полная униполярность наблюдается для обратного дифракционного излучения.

For ordinary (bipolar) radiation, the integral of the electric field strength in time is zero. For the first time, the possibility of generating unipolar radiation was theoretically considered in the work of Bessonov E. G. (Preprint of the Lebedev Physics Institute No. 76. M., 1990). In this work, unipolar radiation is defined as radiation for which the integral of the electric field strength in time differs significantly from zero. Later, a number of theoretical articles were devoted to this problem, mainly as applied to synchrotron radiation. However, there are still no experimental studies of this phenomenon.

The present paper presents the results of an experimental observation of unipolar Cherenkov and diffraction radiation generated by relativistic electrons in the millimeter wavelength range. For this purpose, a detector was developed that is sensitive to the selected direction of electric field strength. We observed the coherent Cherenkov radiation and the backward diffraction radiation of a beam of relativistic electrons when electrons move close to targets. The effect of partial unipolarity is registered for the Cherenkov radiation, and almost complete unipolarity is observed for the backward diffraction radiation.

PACS: 07.57.Hm; 42.25.Ja; 04.30.Db; 41.75.Ht

¹E-mail: naumenko@tpu.ru

ВВЕДЕНИЕ

Первое упоминание об униполярном излучении принадлежит Е. Г. Бессонову [1], который теоретически исследовал униполярные импульсы, называемые «странными электромагнитными волнами», удовлетворяющие условию $\int_{-\infty}^{\infty} E(t) dt \neq 0$. Для обычного (биполярного) излучения $\int_{-\infty}^{\infty} E(t) dt = 0$. Фурье-компонента электрического поля может быть записана как $E_{\omega} = \int e^{i\omega t} E(t) dt$. Можно показать, что если $\int E(t) dt = 0$, то в классической (не квантовой) аппроксимации $E_{\omega \rightarrow 0} = 0$, и наоборот. Таким образом, отношение $r = |E_{\omega \rightarrow 0}| / \int |E(t)| dt$ в указанном приближении можно рассматривать как нормированный критерий униполярности излучения. Для биполярного излучения $r = 0$, излучение, для которого $0 < r < 1$, будем называть частично униполярным излучением и при $r = 1$ излучение полностью униполярно.

Эта работа вызвала бурный интерес к теоретическому изучению этой проблемы. В работе [2] рассмотрена возможность излучения униполярного импульса в черенковском излучении при возбуждении среды ультракороткими импульсами со сверхсветовой скоростью. Возможность генерации униполярного импульса в нелинейных средах в терагерцевом и оптическом электромагнитном диапазонах теоретически рассматривалась в ряде статей [2–4]. Кроме того, существование униполярных (полуциклических) решений уравнений Максвелла было рассмотрено в [5–9]. Возможность генерации униполярного излучения релятивистских электронов в магнитном поле была теоретически показана в [1, 10, 11]. Однако экспериментальные исследования, посвященные изучению и регистрации униполярного излучения, не проводились.

В этой статье мы представляем результаты первых экспериментальных исследований униполярного когерентного излучения Вавилова–Черенкова (ChR) и когерентного обратного дифракционного излучения (BDR), генерируемого релятивистскими электронами, которые пролетают вблизи мишеней. Согласно [12] черенковское излучение может генерироваться при прохождении электронного пучка вблизи диэлектрической мишени. Эта геометрия похожа на геометрию дифракционного излучения. Дифракционное излучение — это излучение электронов, движущихся вблизи края мишени без пересечения его. В работах [13, 14] теоретически рассматривается BDR релятивистских электронов от проводящей полуплоскости. В [13] авторы получили решение для векторного потенциала BDR в представлении Фурье (в геометрии, показанной на рис. 1):

$$A_x(R) = \frac{2\pi e^{i\omega R}}{R} j_x(k_0, q_0),$$

где R — расстояние от мишени до точки наблюдения в системе, $x = R \sin \psi \cos \phi$, $y = R \sin \psi \sin \phi$, $z = R \cos \psi$, $k_0 = -\omega \sin \psi \cos \phi$, $q_0 = -\omega \cos \psi$.

Выражение для тока $j_x(k, q)$ имеет сложный вид, и его можно найти в работе [13]. Векторный потенциал A_x соответствует горизонтальной составляющей поляризации. После обратного преобразования Фурье получаем выражение для зависимости от времени горизонтальной поляризационной составляющей напряженности электрического поля BDR

$$E_x(t) = \int e^{i\omega t} \omega \cdot A_x(R) d\omega.$$

Эта зависимость для экспериментальных условий (см. п. 1.1) показана на рис. 2.

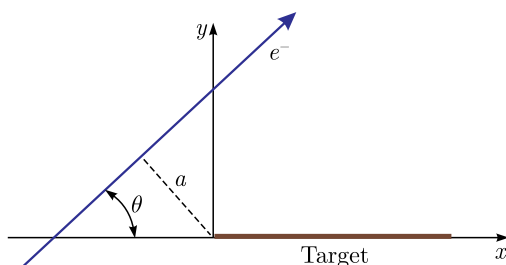


Рис. 1. Геометрия взаимодействия (рисунок взят из [13])

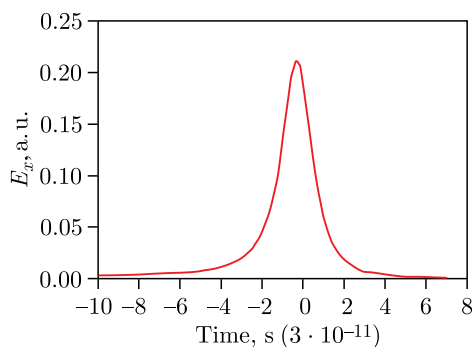


Рис. 2. Зависимость от времени горизонтальной поляризационной составляющей напряженности электрического поля BDR

Как видно из рис. 2, BDR является полностью униполярным. В приближении представления поля релятивистских электронов псевдофотонами [15, 16] ChR в рассматриваемой геометрии является преломленным на поверхности мишени полем электрона, а BDR релятивистских электронов от проводящей мишени — отражением поля электрона от мишени. Для геометрии BDR (см. рис. 4) горизонтальная поляризационная составляющая отраженного электрического поля электронов сохраняет то же направление, и мы можем ожидать, что BDR является однополярным.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

1.1. Параметры электронного пучка и схемы установки. Эксперимент проводился с использованием выведенного релятивистского электронного пучка микротрона Томского политехнического университета. Параметры пучка приведены в таблице. В этих условиях излучение электронного сгустка на длинах волн в диапазоне 8–30 нм является когерентным [17]. При этом интенсивность излучения увеличивается в N_e раз, где N_e — число электронов в сгустке, и может быть измерена с помощью существующих детекторов при комнатной температуре.

Схемы экспериментов для ChR и BDR показаны на рис. 3 и 4 соответственно. Детектор размещается в фокусе параболического зеркала с фокусным расстоянием $f = 151$ мм для измерения углового распределения излучения в дальней зоне

Параметры пучка

Параметр	Значение
Энергия электронов, МэВ	6,1 ($\gamma = 12$)
Длительность макроимпульса, мкс	4
Длина сгустка σ_z , мм	3 ± 1
Населенность сгустка, число электронов	10^8
Количество сгустков в макроимпульсе	10^4
Расстояние между сгустками Λ , мм	114
Размер выведенного пучка, мм	4×2

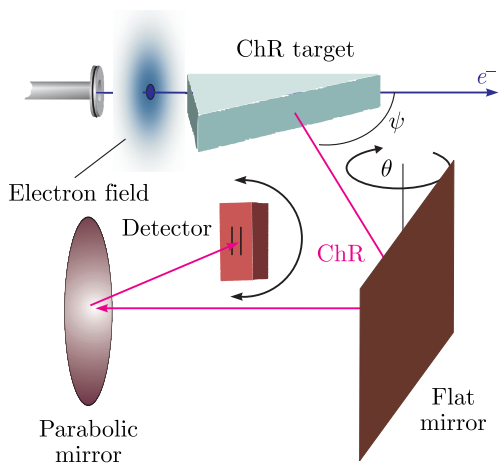


Рис. 3. Схема эксперимента на мишени ChR

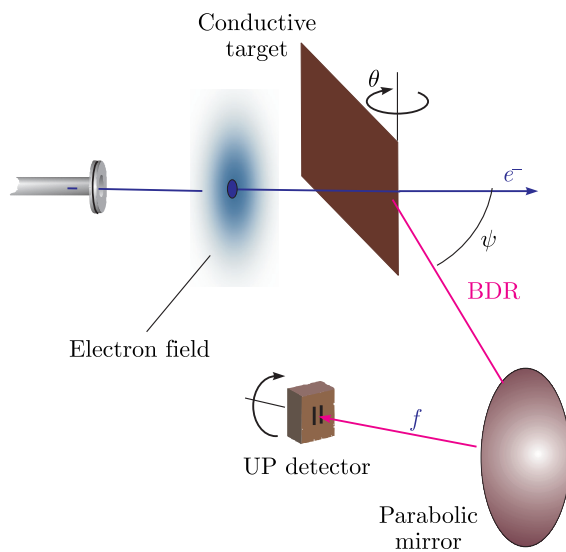


Рис. 4. Схема эксперимента на мишени BDR

(см. [18]). Прицельный параметр (расстояния между электронным пучком и мишенями) в обеих схемах составил 15 мм, размер поперечного пучка вблизи мишеней $\sigma_{BS} = 15$ мм.

Для генерации ChR мы использовали тефлоновую призму с размерами $175 \times 175 \times 70$ мм. Сканирование по углу θ для ChR (см. рис. 3) выполнялось вращением плоского зеркала вокруг вертикальной оси. Измерения проводились под углом наблюдения близко к черенковскому углу для использованной мишени.

Для измерений BDR (см. рис. 4) был выбран угол наблюдения $\psi = 90^\circ$. Мишень может вращаться в пределах угла θ между поверхностью мишени и направлением электронного пучка вокруг своего вертикального края для измерения ориентационной зависимости излучения. Расстояние от мишени до параболы составляет 300 мм и $8 < \lambda < 30$ мм. При этом характерный поперечный размер поля электронов $\gamma\lambda/2\pi \approx 40$ мм.

1.2. Детектор. Для измерения униполярного излучения был разработан детектор, основанный на хорошо известной методике, применяемой для измерения поверхностного тока в полосковых мониторах положения пучка [19]. Схема детектора показана на рис. 5. Поверхностные токи, индуцированные излучением в разных направлениях, направляются СВЧ-диодами по разным каналам регистрации: каналу № 1 и каналу № 2.

Спектральная эффективность разработанного детектора, рассчитанная по алгоритму из работы [19], показана на рис. 6, где $\nu_0 = c/4L = 10,7$ ГГц и c — скорость света. Ширина спектральной эффективности $\Delta\nu_{FWHM} = 10$ ГГц.

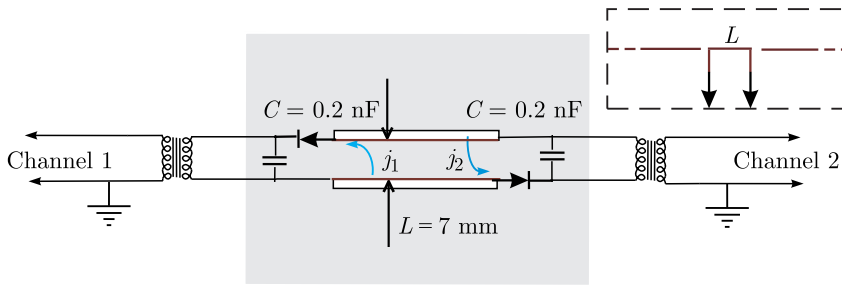


Рис. 5. Схема детектора. На вставке показан поперечный профиль полоскового элемента регистрации

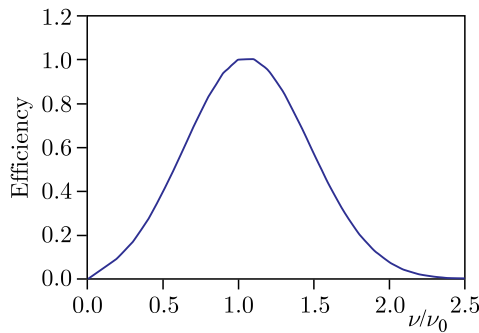


Рис. 6. Спектральная эффективность детектора

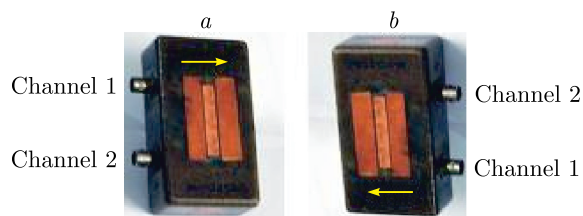


Рис. 7. Позиции детектора

Измерения зависимости ориентации излучения проводились для двух позиций детектора, как это показано на рис. 7.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Используя описанную методику, мы измерили угловые характеристики ChR и BDR, регистрируемые в каналах №1 и №2 для положений детектора *a* и *b*, как показано на рис. 7. Результаты сканирования, полученные после вычитания фона, показаны на рис. 8 и 9 для BDR и на рис. 10 и 11 для ChR. Фон измерялся без мишени для каждой позиции детектора, статистические ошибки измерения — в единицах, представленных на рисунках: 0,0022 для канала №1 и 0,0015 для канала №2.

Из рис. 8, 9 видно, что по каналам №1 и №2 наблюдаются противоположные результаты для положений детекторов *a* и *b*. Это свидетельствует о том, что наведенные токи и, следовательно, напряженность электрического поля излучения имеют противоположные направления. Можно утверждать, что BDR почти полностью униполярное.

В случае ChR (рис. 10, 11) мы видим, что излучение является частично униполярным, т. е. $|E_{\omega \rightarrow 0}| / \int |E(t)| dt$ ощутимо меньше 1.

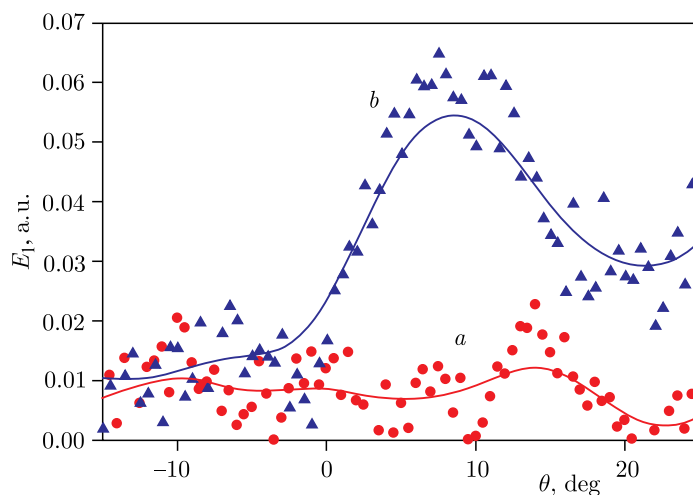


Рис. 8. Результаты сканирования BDR по каналу №1 для положений детектора *a* и *b* (см. рис. 7). Сплошные линии — сглаженные экспериментальные данные

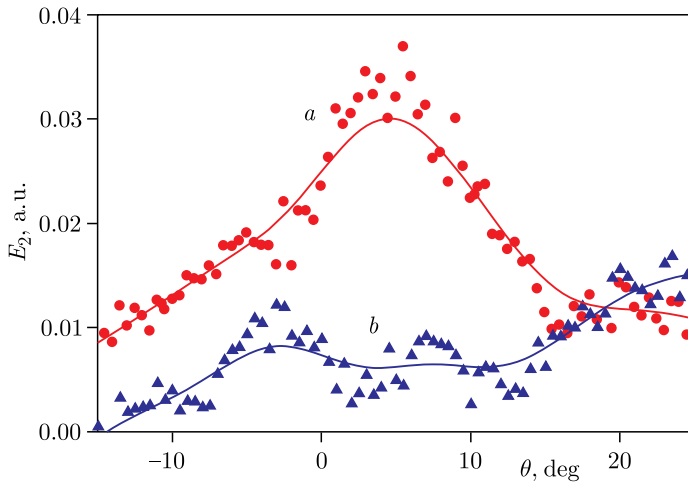


Рис. 9. Результаты сканирования BDR по каналу №2 для положений детектора *a* и *b* (см. рис. 7). Сплошные линии — сглаженные экспериментальные данные

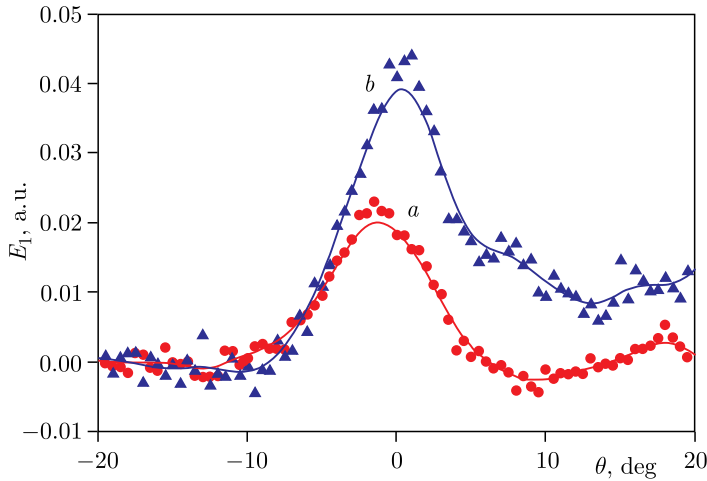


Рис. 10. Результаты сканирования ChR по каналу №1 для положений детектора *a* и *b* (см. рис. 7). Сплошные линии — сглаженные экспериментальные данные

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой статье мы продемонстрировали, что BDR является почти полностью униполярным излучением, а ChR частично униполярным. Разработанный детектор обеспечивает возможность обнаружения униполярного эффекта излучения. Особенности дальнейшего развития исследования этого эффекта следующие.

а) Оптимизация параметров детектора униполярного излучения. Следует отметить, что в будущих экспериментах необходимо модифицировать детектор, включая полное согласование его элементов, таких как характеристики антенны, микровол-

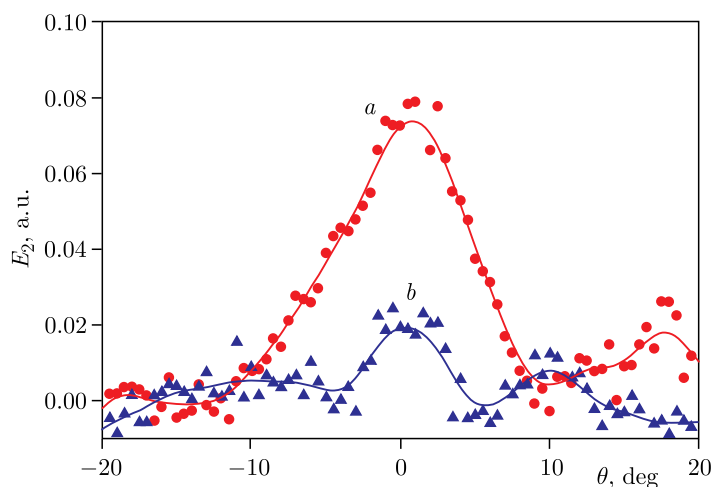


Рис. 11. Результаты сканирования ChR по каналу №2 для положений детектора *a* и *b* (см. рис.7). Сплошные линии — сглаженные экспериментальные данные

новые диоды и схемы регистрации сигнала, а также обеспечение предварительного усиления сигнала.

б) В [1, 10, 11] авторы теоретически изучили синхротронное излучение и показали, что оно униполярное. Таким образом, следует уделить внимание экспериментальным исследованиям униполярности синхротронного излучения.

в) С фундаментальной точки зрения особый интерес представляет анализ униполярности тормозного излучения.

Согласно [20] для расчета вектора напряженности поля тормозного излучения в низкочастотном приближении можно использовать выражение для потенциалов Лиенара–Вихерта:

$$E = \frac{e}{c^2} \frac{1}{\left(R - \frac{vR}{c}\right)^3} R \times \left(\left(R - \frac{vR}{c}\right) \times a \right),$$

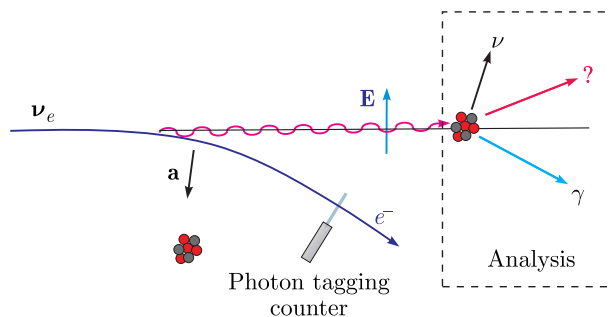


Рис. 12. Схема системы мечения тормозных фотонов и их анализа

где e — заряд электрона; R — радиус-вектор наблюдения; v — вектор-скорость электрона и a — вектор-ускорение электрона в поле ядра, которое для $\gamma \gg 1$, где γ — фактор Лоренца, принимает вид $E \approx (-e\gamma^4/Rc^2) a$. Очевидно, направление векторов a и E определяется тем, с какой стороны и на каком расстоянии от ядра движется электрон. Последние параметры можно зафиксировать с помощью системы мечения фотонов тормозного излучения (рис. 12). При этом мишень должна быть настолько тонкой (например, газовой), чтобы вероятность рассеяния на двух атомах была гораздо меньше, чем на одном.

В этом приближении направление и модуль вектора a будут фиксированными, а поле излучения — униполярным.

В этом эксперименте возникнет проблема анализатора униполярности тормозного излучения. Проблема состоит в том, что в квантовом приближении понятие униполярности фотона отсутствует, но, как было показано выше, в классическом приближении тормозное излучение может быть униполярным. Если этот факт имеет место, то, используя униполярное тормозное излучение в реакциях, которые могут быть чувствительными к униполярности, можно получить неожиданную и необъяснимую асимметрию продуктов реакции в рамках квантовой модели. Для предлагаемого эксперимента необходимо найти реакцию, которая будет чувствительна к униполярному тормозному излучению. В принципе, в качестве анализатора можно попытаться рассмотреть томсоновское или комптоновское рассеяние, если сможем найти классическое или квазиклассическое приближение этой реакции. Решение задачи униполярности тормозного излучения имеет фундаментальное значение.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (программа «Наука», базовая часть, № 3.8427.2017/8.9) и программы повышения конкурентоспособности Томского политехнического университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bessonov E. G.* On a Class of Electromagnetic Waves // *ZhETF*. 1981. V. 80. P. 852.
2. *Arkhipov R. M., Pakhomov A. V., Arkhipov M. V., Babushkin I., Tolmachev Yu. A., Rosanov N. N.* Radiation of a Resonant Medium Excited by Few-Cycle Optical Pulses at Superluminal Velocity // *Laser Phys. (Topical Rev.)*. 2017. V. 27, Iss. 5. P. 053001.
3. *Kozlov V. V., Rosanov N. N., De Angelis C., Wabnitz S.* Generation of Unipolar Pulses from Nonunipolar Optical Pulses in a Nonlinear Medium // *Phys. Rev. A*. 2011. V. 84, Iss. 2. P. 023818.
4. *Bugay A. N., Sazonov S. V.* Generation of Terahertz Radiation in the Regime of Resonant–Nonresonant Optical Rectification // *JETP Lett.* 2010. V. 92, Iss. 4. P. 232.
5. *Auston D. H., Cheung K. P., Valdmanis J. A., Kleinman D. A.* // *Phys. Rev. Lett.* 1984. V. 53. P. 1555.
6. *Raman C., Conover C. W. S., Sukenik C. I., Bucksbaum P. H.* // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 76. P. 2436.
7. *Raman C., Weinacht T. C., Bucksbaum P. H.* // *Phys. Rev. A*. 1997. V. 55. P. R3995.
8. *Bensky T. J., Haefliger G., Jones R. R.* // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 79. P. 2018.
9. *You D., Bucksbaum P. H.* Propagation of Half-Cycle Far Infrared Pulses // *JOSA B*. 1997. V. 14, Iss. 7. P. 1651.

10. *Bratman V. L., Jaroszynski D. A., Samsonov S. V., Savilov A. V.* Generation of Ultra-Short Quasi-Unipolar Electromagnetic Pulses from Quasi-Planar Electron Bunches // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2001. V. 475.
11. *Schwarz M., Basler P., von Borstel M., Müller A.-S.* Analytic Calculation of the Electric Field of a Coherent THz Pulse // *Phys. Rev. Special Topics — Accel. Beams.* 2014. V. 17. Article number 050701.
12. *Shevelev M., Naumenko G., Potylitsyn A., Popov Yu.* Experimental Research of Diffraction and Vavilov–Cherenkov Radiation Generation in a Teflon Target // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2012. V. 357. Article number 012020.
13. *Kazantsev A. P., Surdutovich G. I.* Radiation from a Charged Particle Flying near a Metal Screen // *Dokl. AN SSSR.* 1962. V. 147, Iss. 1. P. 74–77.
14. *Potylitsyn A. P., Ryazanov M. I., Strikhanov M. N., Tishchenko A. A.* Diffraction Radiation from Relativistic Particles // *Springer Tracts in Modern Physics.* Berlin: Springer, 2010. V. 239.
15. *Jackson J. D.* *Classical Electrodynamics.* New York: J. Wiley & Sons, 1998.
16. *Ter-Mikaelian N. L.* *The Influence of the Medium on High Energy Processes at High Energies.* Yerevan, 1969.
17. *Aleinik A. N., Aryshev A. S., Kalinin B. N., Naumenko G. A., Potylitsyn A. P., Saruev G. A., Sharafutdinov A. F., Malakhovskii O. Yu., Monastyrev E. A.* Coherent Diffraction Radiation of a 6-MeV Microtron Electron Beam // *JETP Lett.* 2002. V. 76. P. 337.
18. *Kalinin B. N., Naumenko G. A., Potylitsyn A. P., Saruev G. A., Sukhikh L. G., Cha V. A.* Measurement of the Angular Characteristics of Transition Radiation in Near and Far Zones // *JETP Lett.* 2006. V. 84. V. 110.
19. *Sargsyan V.* Comparison of Stripline and Cavity Beam Position Monitors. TESLA Report. 2004. V. 03.
20. *Landau L. D., Lifshits E. M.* *The Classical Theory of Fields.* M.: Nauka, 1988.

Получено 4 февраля 2020 г.