

ФИЗИКА

PHYSICS

УДК 537.5

<https://doi.org/10.29235/1561-8323-2026-70-4-296-301>

Поступило в редакцию 22.07.2026

Received 22.07.2026

С. В. Анищенко, П. В. Молчанов

*Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, Минск, Республика Беларусь
ул. Бобруйская, 11, 220006, Минск, Республика Беларусь*

**КОГЕРЕНТНОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ,
ГЕНЕРИРУЕМОЕ ЭЛЕКТРОННЫМИ СГУСТКАМИ,
ВЫХОДЯЩИМИ ИЗ ВЫВОДНОГО КАНАЛА МИКРОТРОНА**

(Представлено академиком С. В. Гапоненко)

Аннотация. Построена теория когерентного переходного излучения, генерируемого релятивистским электронным пучком, выходящим из микротрона и представляющим собой периодическую последовательность сгустков субнаносекундной длительности. В явном виде получены выражения для форм-фактора электронного пучка, а также спектрально-углового и углового распределений когерентного переходного излучения. С помощью построенной теории получены оценки микроволнового шума, испускаемого последовательностью субнаносекундных сгустков, выходящих из выводного канала микротрона.

Ключевые слова: когерентное переходное излучение, релятивистские электронные сгустки, микротрон, шум

Для цитирования. Анищенко, С. В. Когерентное переходное излучение, генерируемое электронными сгустками, выходящими из выводного канала микротрона / С. В. Анищенко, П. В. Молчанов // Доклады Национальной академии наук Беларуси. – 2026. – Т. 70, № 4. – С. 296–301. <https://doi.org/10.29235/1561-8323-2026-70-4-296-301>

Sergei V. Anishchenko, Pavel V. Molchanov

*Institute for Nuclear Problems of the Belarusian State University, Minsk, Republic of Belarus
11, Bobruiskaya Str., 220030, Minsk, Republic of Belarus*

**COHERENT TRANSITION RADIATION EMITTED BY ELECTRON BUNCHES
FROM THE OUTPUT CHANNEL OF A MICROTRON**

(Communicated by Academician Sergey V. Gaponenko)

Abstract. A theory of coherent transition radiation is established for a relativistic electron beam that emerges from a microtron and consists of a periodic sequence of subnanosecond bunches. Expressions for the electron beam form factor, as well as the spectral-angular and angular distributions of the coherent transition radiation, have been explicitly derived. Using this theory, estimates have been obtained for the microwave noise emitted by the sequence of subnanosecond bunches emerging from the microtron's output channel.

Keywords: coherent transition radiation, relativistic electron bunches, microtron, noise

For citation. Anishchenko S. V., Molchanov P. V. Coherent transition radiation emitted by electron bunches from the output channel of a microtron. *Doklady Natsional'noi akademii nauk Belarusi = Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus*, 2026, vol. 70, no. 4, pp. 296–301 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-8323-2026-70-4-296-301>

Введение. Одной из важнейших задач современной физики является создание источников когерентного электромагнитного излучения на базе ускорителей электронных пучков. В связи с этим одно из направлений научных исследований, планируемых к проведению на линейном ускорителе электронов ЛИНАК-200 и Микротроне 25-МТ (ОИЯИ, Дубна) в рамках коллаборации

FLAP [1; 2], связано с созданием источников когерентного электромагнитного излучения в микроволновом и терагерцовом диапазонах. Максимальная энергия электронов в линейном ускорителе, первый запуск которого состоялся в 2025 г., равна 200 МэВ, а в микротроне, функционирующем с 2013 г., – 25 МэВ.

Ускоренные в ЛИНАК-200 и микротроне пучки заряженных частиц состоят из следующих друг за другом с частотой f электронных сгустков. Это дает возможность получить когерентное электромагнитное излучение при пропускании пучков частиц через различные электродинамические структуры. Характерные частоты излучения должны быть пропорциональны гармоникам основной частоты f , а спектрально-угловое распределение электромагнитного излучения определяться форм-фактором электронного пучка и спектрально-угловым распределением спонтанного излучения электрона [3].

При проведении экспериментов на микротроне для измерения характеристик когерентного излучения предполагается использовать высокочастотные рупорные антенны, расположенные на некотором расстоянии от электродинамической структуры. В связи с этим возникает задача, связанная с правильной оценкой шумов, которые должны быть ниже уровня основного сигнала. В ускорительной системе источником шума может служить когерентное переходное излучение, генерируемое электронным пучком после его вывода из вакуумизированного канала транспортировки в окружающую среду. Обратим внимание, что в отличие от некогерентного спонтанного переходного излучения, испускаемого под малыми углами $\theta \sim 1/\gamma$ (γ – фактор Лоренца) к скорости движения электронов, угловое распределение когерентного переходного излучения демонстрирует заметный рост в области больших углов [4].

Настоящая работа посвящена оценке спектрально-углового распределения когерентного переходного излучения, генерируемого электронным пучком при его выводе из канала микротрона.

Вывод электронного пучка из микротрона. Электронный пучок выводится из микротрона с помощью специального выводного канала. Средний ток пучка за время токового импульса $T_b \approx 5,2$ мкс составляет $I_b \approx 10$ мА. Каждый импульс представляет собой последовательность электронных сгустков, следующих друг за другом с частотой $f \approx 2,8$ ГГц. Длина одного сгустка, имеющего гауссовый профиль в продольном направлении, равна $\sigma = 1\text{--}3$ мм. (В дальнейшем для оценок мы будем использовать значение $\sigma \approx 2,4$ мм, характерное для других аналогичных установок [5].) Поперечный размер пучка определяется радиусом выходного отверстия $R_b \approx 0,6$ см в выводном канале микротрона, заканчивающемся металлическим фланцем радиусом $R_a \approx 3,5$ см. Здесь следует отметить, несмотря на то что микротрон рассчитан на максимальную энергию частиц 25 МэВ, при работе с ним наиболее предпочтительной является энергия, не превышающая 10 МэВ. В этом случае не требуется проведение дополнительных работ, связанных с контролем наведенной радиации.

Зная длительность токового импульса T_b и частоту следования электронных сгустков, мы можем оценить число последних в импульсе: $N_b \approx fT_b = 1,4 \cdot 10^4$. Число частиц в одном сгустке N_e определим, разделив средний ток I_b на произведение частоты f и заряда электрона q_e : $N_e = I_b / fq_e \approx 2,3 \cdot 10^7$. Полученные значения N_b и N_e мы будем использовать при проведении оценок.

Переходное излучение электронных сгустков. Пусть электронный пучок радиуса R_b движется вдоль оси z . Тогда нормированное на полное число частиц в пучке $N_b N_e$ распределение электронов по положениям имеет следующий вид:

$$f(\vec{r}) = \frac{N_e}{\pi R_b^2} \sum_{j=1}^{j=N_b} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{(z - j\Delta z)^2}{2\sigma^2}\right).$$

Преобразование Фурье функции $f(\vec{r})$ позволяет найти форм-фактор пучка $|F|^2 = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{r}) \exp(-i\vec{r}\vec{k}) d^3\vec{r} \right|^2$:

$$|F(\omega, \theta)|^2 = N_b N_e^2 \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} N_b \omega T \beta \cos \theta\right)}{N_b \sin^2\left(\frac{1}{2} \omega T \beta \cos \theta\right)} \exp\left(-\frac{\omega^2 \sigma^2 \beta^2 \cos^2 \theta}{c^2}\right) \left(\frac{2J_1(\omega R_b \sin \theta / c)}{\omega R_b \sin \theta / c}\right)^2. \quad (1)$$

Благодаря наличию в (1) множителя, содержащего отношение синусов и обусловленного периодической структурой пучка в продольном направлении, величина $|F|^2$ характеризуется последовательностью зависящих от угла частотных максимумов

$$\omega_n(\theta) \approx \frac{n\omega_0}{\beta \cos(\theta)}$$

с ширинами на полувысоте

$$\Delta\omega_n(\theta) \approx \frac{2,8\omega_0}{N_b \beta \cos(\theta)}$$

(n – положительное целое число). В случае микротрона $\Delta\omega_n / \omega_n \approx 10^{-4}$. Появление указанных частотных компонент следует ожидать в спектрально-угловом распределении когерентного переходного излучения, генерируемого электронным пучком микротрона. Обратим внимание, что частоты когерентного переходного излучения под углом $\theta = 1 / \gamma$ при энергии частиц 10 МэВ превышают частоты гармоник токовых импульсов nf на величину $n\omega_0 / 2\pi\gamma^2 \approx 7n$ МГц. Отметим также наличие широкополосного мегагерцового излучения, соответствующего $n = 0$.

Поскольку радиус выходного фланца R_f значительно превышает радиус пучка R_b , мы можем пренебречь разницей в спектрально-угловых распределениях спонтанного излучения $\frac{\partial^2 W_e}{\partial \Omega \partial \omega}$, испускаемого различными частицами. А значит, спектрально-угловое распределение излучения пучка имеет вид [3]

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \Omega \partial \omega} = \frac{\partial^2 W_e}{\partial \Omega \partial \omega} |F(\omega, \theta)|^2.$$

В соответствии с [3], представим спектрально-угловое распределение $\frac{\partial^2 W_e}{\partial \Omega \partial \omega}$ следующим образом:

$$\frac{\partial^2 W_e}{\partial \Omega \partial \omega} = \frac{q_e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} \int_{t_1}^{t_2} \vec{E}_{-\vec{k}}^{(+s}(\vec{r}(t), \vec{v}(t)) e^{i\omega t} \vec{E}_{-\vec{k}}^{(+s)*}(\vec{r}(\tau), \vec{v}(\tau)) e^{-i\omega \tau} dtd\tau.$$

Здесь функции $E_{-\vec{k}}^{(+s)}$ описывают рассеяние плоской волны с волновым вектором $-\vec{k}$ на фланце. В случае проводящей пластины бесконечного радиуса выражение для спектрально-углового распределения спонтанного излучения было получено Гинзбургом и Франком [6]

$$\frac{\partial^2 W_e}{\partial \Omega \partial \omega} = \frac{q_e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2}. \quad (2)$$

В него вносят вклад как релятивистская частица, так и переменные токи, наведенные в пластине полем частицы. Поскольку радиус фланца имеет конечные размеры, то излучение от наведенных токов на частотах, удовлетворяющих неравенству $\omega R_f \sin \theta / c \lesssim \pi / 2$, должно быть сильно подавлено. Фактически в этом случае мы имеем дело с излучением от внезапно появившегося заряда. В этом случае спектрально-угловое распределение имеет вид [7]

$$\frac{\partial^2 W_e}{\partial \Omega \partial \omega} = \frac{q_e^2}{4\pi^2 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^2}, \quad (3)$$

практически совпадающий с (2) в области малых углов $\theta \sim 1/\gamma$, на которые приходится максимумы обоих спектрально-угловых распределений при ультрарелятивистских энергиях частиц. Заметное отличие между двумя распределениями наблюдается только при больших углах $\theta \gtrsim \pi/2$. Обратим внимание, что (3) совпадает по своему виду с распределением электромагнитного излучения при бета-распаде, испускаемого внезапно появившимся электроном.

Интегрирование по частотам спектрально-углового распределения вблизи ω_n позволяет найти вклады в угловое распределение отдельных гармоник:

$$\frac{dW_n}{d\Omega} = N_b N_e^2 \frac{q_e^2 \omega_0}{\pi^2 c} \frac{\beta \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2 |\cos(\theta)|} \exp\left(-\frac{n^2 \omega_0^2 \sigma^2}{c^2}\right) \left(\frac{2J_1(n\omega_0 R_b \operatorname{tg} \theta / \beta c)}{n\omega_0 R_b \operatorname{tg} \theta / \beta c}\right)^2$$

при $\omega_n R_f \sin \theta / c \gtrsim \pi/2$ и

$$\frac{dW_n}{d\Omega} = N_b N_e^2 \frac{q_e^2 \omega_0}{\pi^2 c} \frac{\beta \sin^2 \theta}{4(1 - \beta \cos \theta)^2 |\cos(\theta)|} \exp\left(-\frac{n^2 \omega_0^2 \sigma^2}{c^2}\right) \left(\frac{2J_1(n\omega_0 R_b \operatorname{tg} \theta / \beta c)}{n\omega_0 R_b \operatorname{tg} \theta / \beta c}\right)^2$$

при $\omega_n R_f \sin \theta / c \lesssim \pi/2$.

Разделив $\frac{dW_n}{d\Omega}$ на время токового импульса $N_b T$, получим угловое распределение мощности излучения, соответствующее n -й гармонике

$$\frac{dP_n}{d\Omega} = N_e^2 \frac{q_e^2 \omega_0^2}{2\pi^3 c} \frac{\beta \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2 |\cos(\theta)|} \exp\left(-\frac{n^2 \omega_0^2 \sigma^2}{c^2}\right) \left(\frac{2J_1(n\omega_0 R_b \operatorname{tg} \theta / \beta c)}{n\omega_0 R_b \operatorname{tg} \theta / \beta c}\right)^2 \quad (4)$$

при $\omega_n R_f \sin \theta / c \gtrsim \pi/2$ и

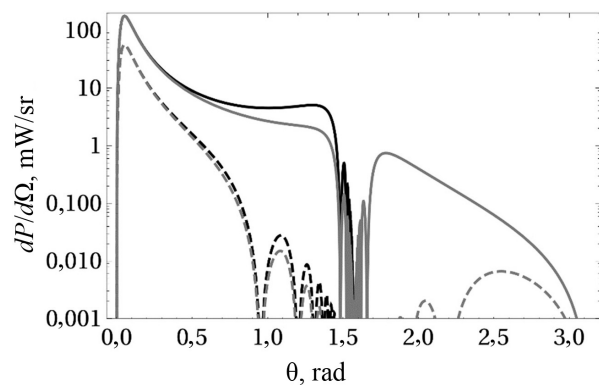
$$\frac{dP_n}{d\Omega} = N_e^2 \frac{q_e^2 \omega_0^2}{2\pi^3 c} \frac{\beta \sin^2 \theta}{4(1 - \beta \cos \theta)^2 |\cos(\theta)|} \exp\left(-\frac{n^2 \omega_0^2 \sigma^2}{c^2}\right) \left(\frac{2J_1(n\omega_0 R_b \operatorname{tg} \theta / \beta c)}{n\omega_0 R_b \operatorname{tg} \theta / \beta c}\right)^2 \quad (5)$$

при $\omega_n R_f \sin \theta / c \lesssim \pi/2$.

На рис. 1 приведены угловые распределения для двух различных гармоник, построенные с использованием формул (4) и (5). Отчетливо видно подавление излучения с ростом n , обусловленное конечными размерами электронных сгустков. Отличительной чертой распределения (5) является возможность наблюдения переходного излучения в задней полусфере относительно направления движения частиц (рис. 2).

Рис. 1. Угловые распределения мощности переходного излучения, соответствующие гармоникам с индексами $n = 1$ (сплошные кривые), $n = 8$ (пунктирные кривые). Черные кривые соответствуют условию $\omega_n(\theta) R_f \sin \theta / c \gtrsim \pi/2$, серые – $\omega_n(\theta) R_f \sin \theta / c \lesssim \pi/2$

Fig. 1. The angular distributions of coherent transition radiation corresponding to harmonics with indices $n = 1$ (solid curves) and $n = 8$ (dashed curves), respectively. Black and gray curves correspond to the condition $\omega_n(\theta) R_f \sin \theta / c \gtrsim \pi/2$, and $\omega_n(\theta) R_f \sin \theta / c \lesssim \pi/2$, respectively



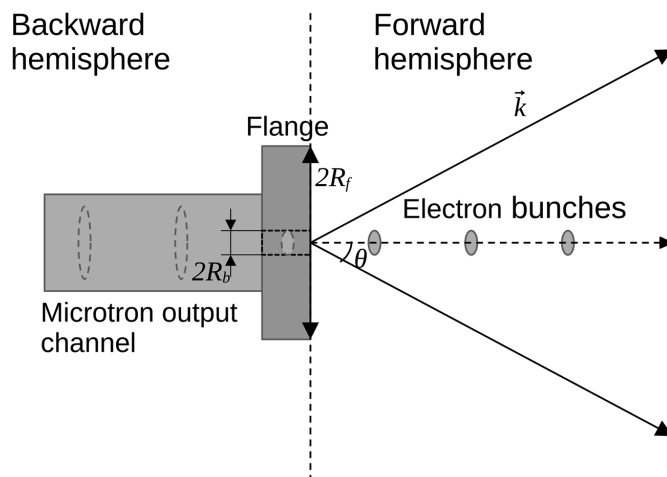


Рис. 2. Переходное излучение, генерируемое электронными сгустками из выводного канала микротрона

Fig. 2. Transition radiation generated by electron bunches from the output channel of a microtron

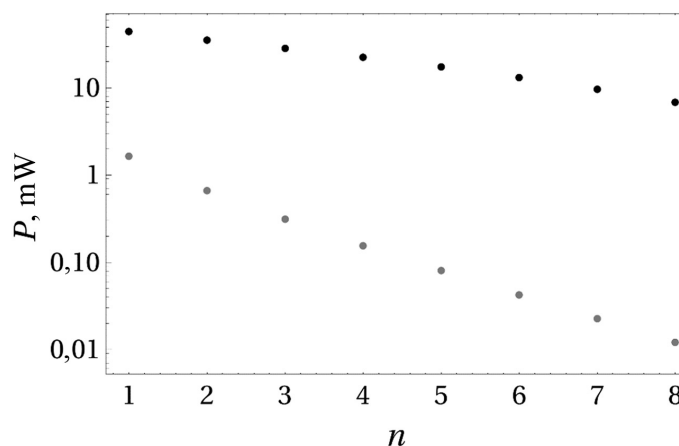


Рис. 3. Значения мощности излучения, соответствующие различным гармоникам.

Черные точки соответствуют излучению, испущенному в переднюю полусферу по направлению движения частиц, серые – в заднюю

Fig. 3. Radiation power for different harmonics. Black (gray) dots correspond to radiation emitted into the forward (backward) hemisphere in respect to the direction of particle motion

Численно интегрируя распределение мощности излучения по углам, получим значения мощности, приходящиеся на разные гармоники (рис. 3). Анализ полученных значений позволяет заключить, что при энергии электронов 10 МэВ мощность излучения в переднюю полусферу превышает мощность излучения в заднюю полусферу примерно на два порядка. При переходе от первой гармоники к восьмой мощность излучения в переднюю полусферу меняется примерно от 40 до 7 мВт, в заднюю – от 2 до 0,01 мВт. Указанные значения, а также угловые и спектрально-угловые распределения переходного излучения следует учитывать при проведении экспериментов: измеряемый полезный сигнал не должен быть ниже паразитных шумов, обусловленных переходным излучением.

Заключение. В настоящей работе построена теория когерентного переходного излучения, генерируемого релятивистским электронным пучком от микротрона. В явном виде получены выражения для форм-фактора электронного пучка, а также спектрально-углового и углового распределений когерентного переходного излучения. Продемонстрировано, что спектр излучения состоит из последовательности кратных гармоник, частота и ширина на полувысоте которых обратно пропорциональны косинусу угла, отсчитываемого от оси системы. С помощью построенной

теории получены оценки микроволнового шума, создаваемого электронным пучком при выводе из микротрона. Наличие указанного шума необходимо учитывать при проведении экспериментов по измерению когерентного излучения после прохождения пучком той или иной электродинамической структуры.

Благодарности. Авторы выражают благодарность профессору В. Г. Барышевскому и А. А. Гуринович за обсуждения полученных результатов, а также коллаборации FLAP за подготовку и обсуждения излучательных экспериментов.

Acknowledgments. The authors thank professor V. G. Baryshevsky and A. A. Gurinovich for discussions of the results obtained, as well as the FLAP collaboration for preparation and discussions of the radiation experiments.

Список использованных источников

1. FLAP collaboration: tasks and perspectives. Study of fundamentals and new applications of controllable generation of electromagnetic radiation by relativistic electrons using functional materials / A. Baldin, A. Aryshev, A. Avetisyan [et al.] // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. – 2021. – Vol. 18. – P. 338–353. <https://doi.org/10.1134/S1547477121030043>
2. Experimental investigation of polarization and spatial properties of coherent Cherenkov diffraction radiation in super-radiant regime / I. Kishin, S. Alexeev, A. Baldin [et al.] // *Radiation Physics and Chemistry*. – 2026. – Vol. 247. – Art. 113979. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2026.113979>
3. Барышевский, В. Г. Канализование, излучение и реакции при высоких энергиях / В. Г. Барышевский. – Мн., 1982. – 256 с.
4. Serov, A. V. Properties of coherent transition radiation from an electron bunch accelerated in microtron / A. V. Serov, S. V. Levonian, B. M. Bolotovskii // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. – 2003. – Vol. 201, N 1. – P. 91–96. [https://doi.org/10.1016/s0168-583x\(02\)01333-2](https://doi.org/10.1016/s0168-583x(02)01333-2)
5. Спектр когерентного переходного излучения, генерируемого модулированным электронным пучком / Г. А. Науменко, А. П. Потылицын, П. В. Каратаев [и др.] // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2017. – Т. 106, № 1–2. – С. 115–118. <https://doi.org/10.7868/S0370274X17140119>
6. Гинзбург, В. Л. Излучение равномерно движущихся источников (эффект Вавилова–Черенкова, переходное излучение и некоторые другие явления) / В. Л. Гинзбург // *Успехи физических наук*. – 1996. – Т. 166, № 10. – С. 1033–1042. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0166.199610b.1033>
7. Джексон, Дж. Дж. Классическая электродинамика / Дж. Дж. Джексон. – М., 1965. – 702 с.

References

1. Baldin A., Aryshev A., Avetisyan A., Aloyan L., Baldina E., Bazarov Yu., Bogoslovsky D. [et al.]. FLAP collaboration: tasks and perspectives. Study of fundamentals and new applications of controllable generation of electromagnetic radiation by relativistic electrons using functional materials. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 2021, vol. 18, pp. 338–353. <https://doi.org/10.1134/S1547477121030043>.
2. Kishin I., Alexeev S., Baldin A., Bleko V., Bulavskaya A., Bushmina E., Galyamin S. [et al.]. Experimental investigation of polarization and spatial properties of coherent Cherenkov diffraction radiation in super-radiant regime. *Radiation Physics and Chemistry*, 2026, vol. 247, art. 113979. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2026.113979>
3. Baryshevsky V. G. *Channeling, Radiation and Reactions in Crystals at High Energies*. Minsk, 1982. 256 p. (in Russian).
4. Serov A. V., Levonian S. V., Bolotovskii B. M. Properties of coherent transition radiation from an electron bunch accelerated in microtron. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2003, vol. 201, no. 1, pp. 91–96. [https://doi.org/10.1016/s0168-583x\(02\)01333-2](https://doi.org/10.1016/s0168-583x(02)01333-2)
5. Naumenko G. A., Potylitsyn A. P., Karataev P. V., Shipulya M. A., Bleko V. V. Spectrum of coherent transition radiation generated by a modulated electron beam. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 2017, vol. 106, no. 2, pp. 127–130. <https://doi.org/10.1134/S0021364017140089>
6. Ginzburg V. L. Radiation by uniformly moving sources (Vavilov–Cherenkov effect, transition radiation, and other phenomena). *Physics-Uspekhi*, 1996, vol. 39, pp. 973–982. <https://doi.org/10.1070/PU1996v039n10ABEH000171>
7. Jackson J. D. *Classical Electrodynamics*. New York, London, 1962.

Информация об авторах

Анищенко Сергей Владимирович – канд. физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник. E-mail: sanishchenko@mail.ru.
Молчанов Павел Валерьевич – заведующий лабораторией. E-mail: molchanov-p-v@mail.ru.

Information about the authors

Anishchenko Sergei V. – Ph. D. (Physics and Mathematics), Leading Researcher. E-mail: sanishchenko@mail.ru.
Molchanov Pavel V. – Head of the Laboratory. E-mail: molchanov-p-v@mail.ru.