

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 519-245

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, СОЗДАВАЕМОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ СИНХРОТРОНА

© 2026 г. И. Д. Садофьев^a, *, М. П. Панин^a

^aНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

*E-mail: IDSadofev@mephi.ru

Поступила в редакцию 14.04.2025 г.

После доработки 15.04.2025 г.

Принята к публикации 30.04.2025 г.

Выполнены расчеты поля газового тормозного излучения, создаваемого электронным пучком синхротрона при торможении частицами остаточного воздуха вакуумной камеры. Расчеты проведены для вакуумной камеры накопительного кольца синхротрона с энергией электронов 6 ГэВ, что соответствует энергии пучка синхротронов ESRF, Франция и проектируемого ускорителя СИЛА, Россия. Рассмотрена радиационная обстановка вблизи направления распространения газового тормозного излучения, учтены вторичные заряженные частицы и фотонейтроны, образованные вследствие развития электромагнитных каскадов в совокупности с фотоядерными реакциями. Моделирование радиационных полей, возникающих при работе синхротрона, выполнялось методом Монте-Карло с помощью программного пакета GEANT4. Приводятся угловые и спектральные распределения газового тормозного излучения вблизи вакуумной камеры, а также результаты для мощности эффективной дозы вблизи оси линии вывода синхротронного излучения.

Ключевые слова: газовое тормозное излучение, спектр, метод Монте-Карло, GEANT4, радиационная безопасность

DOI: 10.56304/S2079562926010392

ВВЕДЕНИЕ

Электронные синхротроны гигаэлектронвольтного диапазона энергий в настоящее время активно строятся во многих странах с целью генерации синхротронного излучения (СИ), которое образуется при изменении траектории релятивистских заряженных частиц магнитным полем. СИ обладает высокой интенсивностью, широким и непрерывным спектральным диапазоном от инфракрасного излучения до области жесткого рентгеновского излучения, сильной направленностью и высокой степенью поляризации, что открывает широкие возможности его использования в разных областях науки и техники [1]. В России строится ускоритель СИЛА на энергию 6 ГэВ с рабочим током пучка 200 мА [2, 3], во Франции в течение ряда лет эксплуатируется синхротрон ESRF с аналогичными характеристиками [4].

Радиационная опасность работающих источников синхротронного излучения в основном создается высокоэнергетическими гамма-квантами тормозного излучения, а также электронами, позитронами и нейтронами, образованными в результате развития электромагнитных каскадов в совокупности с фотоядерными реакциями в остаточном воздухе вакуумных камер накопительного

кольца синхротрона, на его конструкционных элементах и в веществе биологической защиты. Кроме того, даже при отсутствии пучка серьезную проблему составляет остаточная радиоактивность активированных конструкций и технологических сред (воздух, охлаждающая вода) ускорителя. Таким образом, обеспечение радиационной безопасности синхротронов является актуальной и сложной задачей при проектировании новых источников СИ и модернизации существующих.

В данной работе рассматриваются поля излучений, которые является продуктом взаимодействия пучка электронов с остаточным воздухом вакуумной камеры. Расчетным путем получены их качественные и количественные характеристики для электронного пучка с энергией электронов 6 ГэВ, что соответствует энергии электронов накопительного кольца комплексов ESRF и СИЛА.

Характерное давление остаточного воздуха составляет 1 нторр, а его типичный состав приведен в табл. 1 [5]. Он отличается от обычного воздуха, так как составляющие воздух газы откачиваются из вакуумной камеры с различной эффективностью.

Таблица 1. Состав остаточного воздуха вакуумной камеры [5]

Газ	H ₂	CO	CO ₂	CH ₄	H ₂ O	N ₂	O ₂
Парциальное давление, %	78.51	13.77	2.75	2.51	2.33	0.20	0.03

ИНСТРУМЕНТЫ И МЕТОДЫ

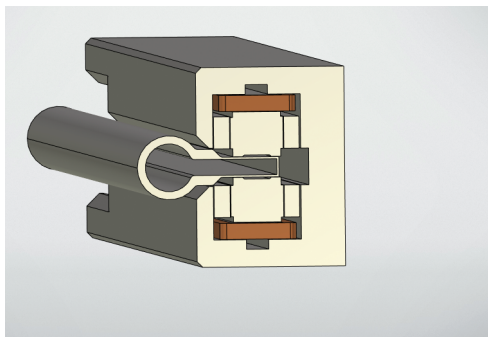
Все характеристики газового тормозного излучения в настоящей работе относятся к синхротрону с энергией пучка 6 ГэВ. Они получены методом Монте-Карло с использованием программного пакета GEANT4, выполняющего детальное моделирование прохождения частиц высокой энергии через вещество с генерацией всего комплекса вторичных частиц. Моделирование осуществлялось в рамках физического пакета QGSP_BERT_HP [6]. При выполнении расчетов флюенса частиц в данной работе использовалась оценка по пробегам. Для получения результатов в единицах мощности эффективной дозы были использованы коэффициенты вида “доза на единичный флюенс”, представленные в Публикации 116 ICRP [7].

Образованное тормозное излучение и вторичные частицы взаимодействуют с окружающими конструкциями ускорителя, часть из которых (вакуумные камеры, элементы магнитной оптики) имеет сложную геометрическую форму (рис. 1). Для задания подобных объектов нами был использован прямой импорт нерегулярной сетки из CAD-файла с помощью подключаемой библиотеки, разработанной группой авторов [8]. Изображение на рис. 1 получено по итогам такого задания.

Удовлетворительная точность результатов (статистическая неопределенность не более 10%) для спектральных и угловых распределений достигалась за время расчета в течение двух часов.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

В рамках настоящей работы были проведены расчеты спектральных и угловых распределений газового тормозного излучения от газовой мише-

**Рис. 1.** Модель для задания геометрии: дипольный магнит.

ни, имитирующей остаточный воздух внутри вакуумной камеры, без окружения и в окружении дипольного магнита (см. рис. 1). Магнит и стенка вакуумной камеры состоят из железа, как основного компонента стали, а обмотки магнита — из меди.

Газовая мишень имела форму цилиндра длиной 1.5 м и радиусом 1 см, что соответствует характерным размерам участка вакуумной камеры, расположенного в области действия дипольного магнита. Для повышения частоты столкновений вычисления проводились при атмосферном давлении (760 торр), при этом рассматривались только продукты первого взаимодействия первичного электрона с остаточным воздухом вакуумной камеры, если таковое взаимодействие происходило. Взаимодействия вторичных частиц (гамма-квантов тормозного излучения и дельта-электронов) с воздухом камеры также не учитывались ввиду ничтожности их вклада. Полученные результаты при обработке нормировались на отношение атмосферного и реального (1 нторр) давлений для гамма-квантов [5]. Данный прием позволяет на 12 порядков уменьшить процессорное время, необходимое для получения статистически значимых результатов.

Спектры вторичных частиц, рассчитанные для воздушной мишени при атмосферном давлении, представлены на рис. 2. Для гамма-квантов получены спектры для малых (<10 мрад) углов отклонения от оси первичного пучка, для вторичных электронов — для больших (≥10 мрад) углов отклонения. Частицы, вылетающие в пределах угла 10 мрад, остаются внутри вакуумной камеры и таким образом не взаимодействуют с ее окружением. При этом в конус малых углов излучается более 90% частиц тормозного излучения.

Полученные данные сравниваются с результатами вычислений в приближении однократного взаимодействия. Для их проведения необходима энергетическая зависимость сечения соответствующих реакций. Энергетическая зависимость сечения генерации тормозного излучения может быть представлена в виде [9]:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{4\alpha r_e^2}{3E} \left[\left\{ u^2 + 2 \left[1 + (1 - u^2)^2 \right] \right\} \cdot \left\{ Z^2 (F_{el} - f) + Z F_{inel} \right\} + (1 - u) \frac{Z^2 + Z}{3} \right].$$

Здесь E — энергия фотона, E_0 — кинетическая энергия электрона, $u = E/E_0$, Z — заряд ядра, F_{el} ,

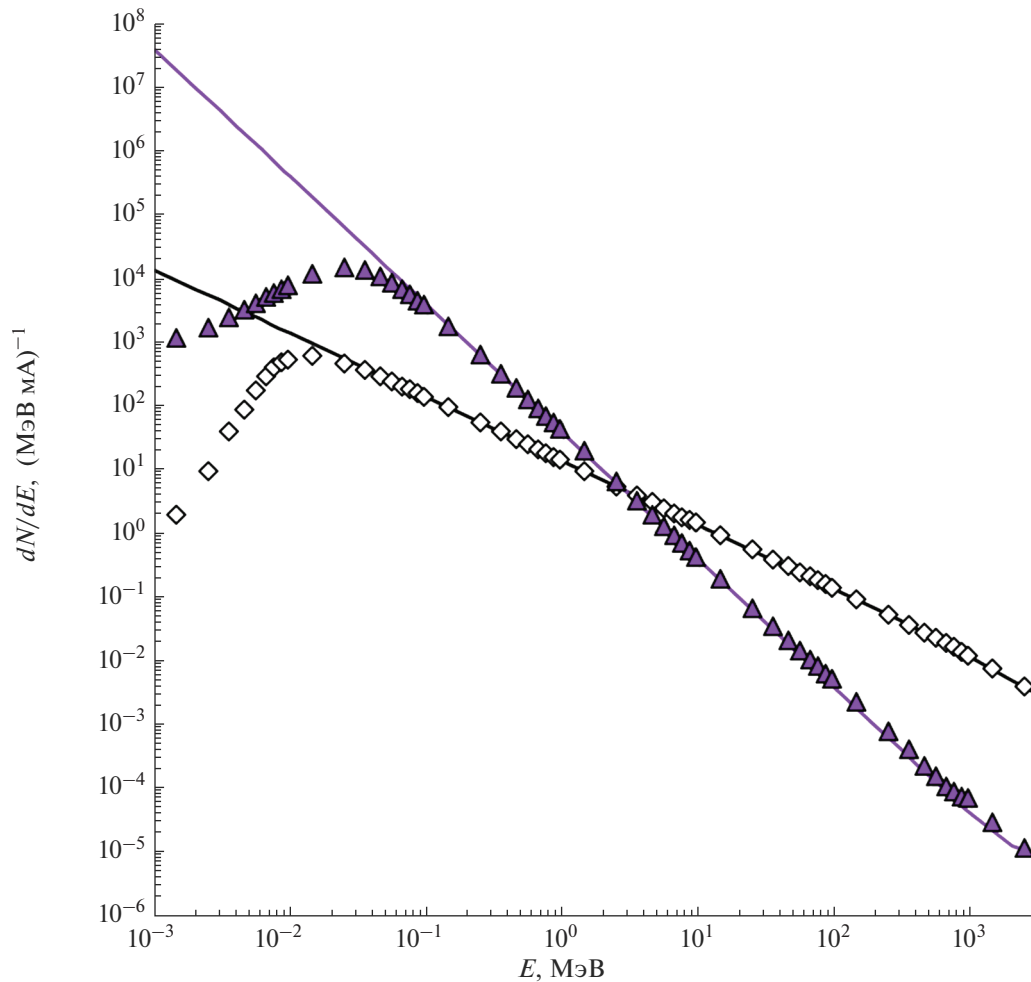


Рис. 2. Спектры газового тормозного излучения и дельта-электронов от газовой мишени при нормальном давлении. $\diamond$ - фотоны (<10 мрад), $\blacktriangle$ - электроны (>10 мрад), сплошные линии - расчет в приближении однократного взаимодействия.

F_{inel} и f - соответственно упругий форм-фактор, неупругий форм-фактор и кулоновская поправка:

$$F_{\text{el}} = \ln \left[\frac{184.15}{Z^{1/3}} \right], \quad F_{\text{inel}} = \ln \left[\frac{1194}{Z^{2/3}} \right],$$

$$f = \alpha^2 Z^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n^2 + \alpha^2 Z^2)}.$$

Энергетическая зависимость сечения рассеяния электронного пучка на атомарных электронах может быть записана в виде [10]:

$$\frac{d\sigma}{du} = \frac{2\pi r_e^2 Z}{\beta^2 (\gamma - 1)} \times$$

$$\times \left[\frac{(\gamma - 1)^2}{\gamma^2} + \frac{1}{u} \left(\frac{1}{u} - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \right) + \frac{1}{1 - u} \left(\frac{1}{1 - u} - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \right) \right].$$

Здесь $u = E/E_0$, E - энергия дельта-электрона, E_0 - кинетическая энергия первичного электро-

на, $\gamma = 1 + E_0/m_e c^2$ - Лоренц-фактор первичного электрона, $\beta^2 = 1 - 1/\gamma^2$.

Как видно из рис. 2, спектры фотонов и вторичных электронов за исключением области ниже 20 кэВ для фотонов и 100 кэВ для электронов достаточно хорошо совпадают с расчетными, полученными в приближении однократного взаимодействия. В области малых энергий поглощение вторичного излучения газом перестает быть пренебрежимым.

При наличии вокруг вакуумной камеры магнита (см. рис. 1), представляющего собой большое количество относительно тяжелого вещества (Fe, Cu), спектры частиц, детектируемых под большими (>10 мрад) углами, претерпевают существенные изменения (рис. 3). С одной стороны, конструкции магнита, окружающие вакуумную камеру, приводят к интенсивному взаимодействию тормозных фотонов и дельта-электронов,

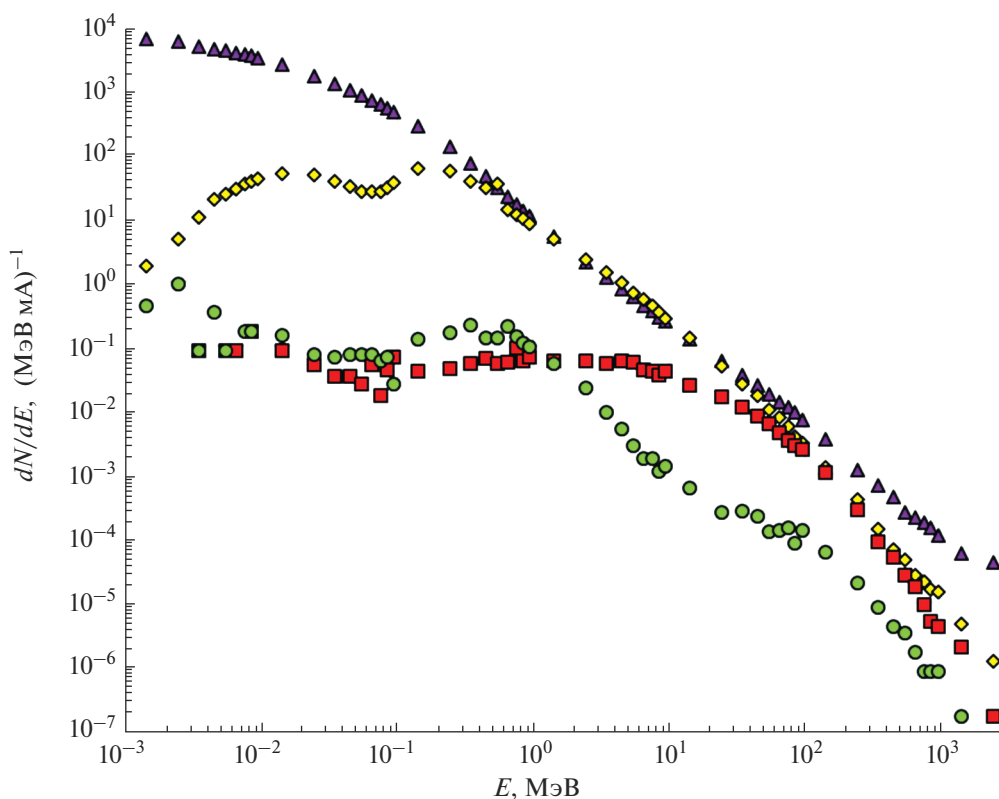


Рис. 3. Спектры вторичных частиц от воздушной мишени с окружением, вылетающих под большими углами. $\blacktriangle$ — электроны (>10 мрад), $\blacklozenge$ — фотоны (>10 мрад), $\blacksquare$ — позитроны (>10 мрад), $\bullet$ — нейтроны (>10 мрад).

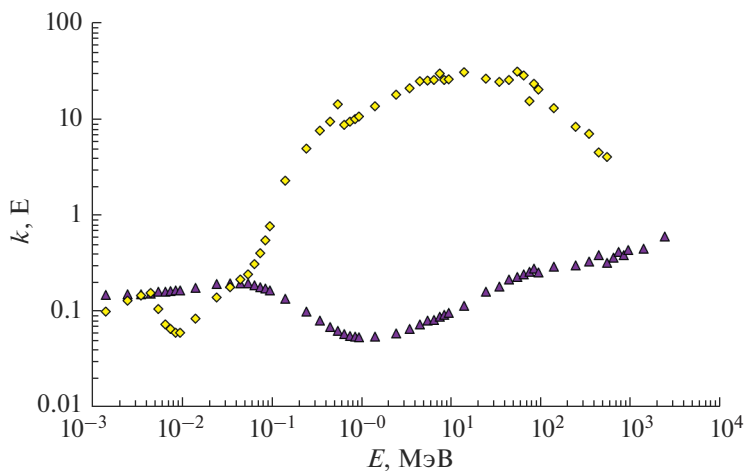


Рис. 4. Зависимость отношения $k(E)$ спектральных характеристик от энергии вторичных частиц. $\blacktriangle$ — электроны, $\blacklozenge$ — фотоны.

созданных первичным пучком ускорителя, образуя каскад вторичных частиц. Однако, с другой стороны, тяжелые конструкции экранируют вторичное излучение.

Для удобства анализа изменений рассмотрим зависимость отношения спектральных характеристик k , заданную в виде:

$$k(E) = \frac{dN'/dE}{dN/dE},$$

для вторичных фотонов и электронов, вылетающих под большими углами. Здесь dN'/dE — спектр, полученный с учетом окружающих конструкций, dN/dE — спектр, полученный на воз-

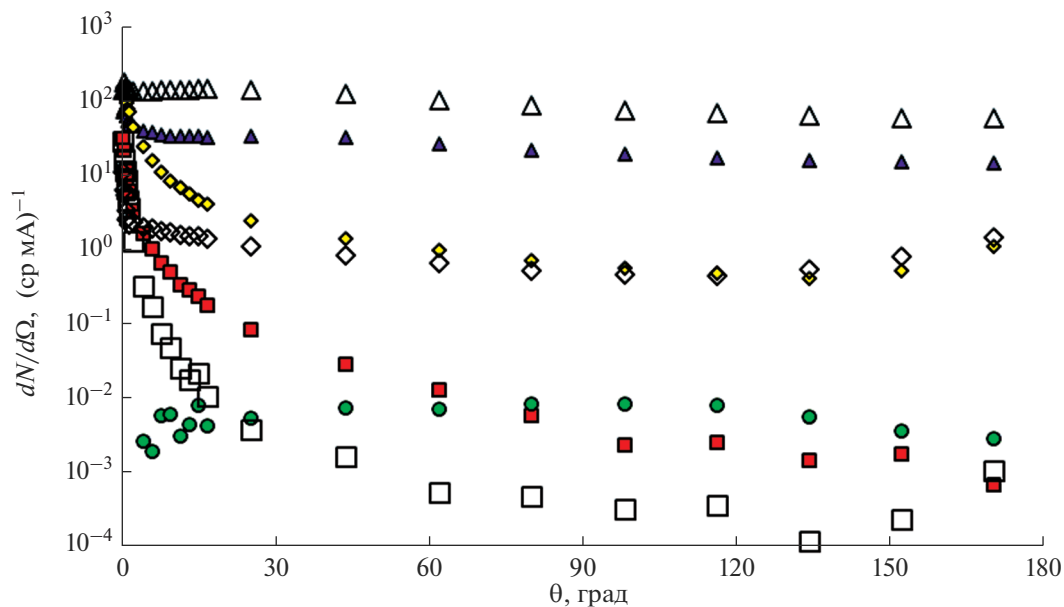


Рис. 5. Угловые распределения фотонов, вторичных электронов и позитронов для углов вылета более 10 мрад ($\sim 0.6^\circ$). $\blacktriangle$ — электроны, $\blacklozenge$ — фотоны, $\blacksquare$ — позитроны, $\bullet$ — нейтроны, $\triangle$ — электроны (газовая мишень), $\lozenge$ — фотоны (газовая мишень), $\square$ — позитроны (газовая мишень).

душной мишени без окружения. Для малых углов отклонения, при которых частицы остаются в пределах вакуумной камеры, $k \cong 1$. Для углов отклонения более 10 мрад зависимости $k(E)$ для фотонов и электронов представлены на рис. 4.

Низкоэнергетические гамма-кванты (до 100 кэВ) эффективно поглощаются в веществе магнита, однако в области единиц кэВ образуется дополнительный пик за счет характеристического излучения K -серии на конструкциях магнита (6.4 кэВ для железа и 8.1 кэВ для меди). Другой ожидаемый эффект окружающих конструкций — появление пика на 511 кэВ вследствие аннигиляции позитронов, образующихся в железе и меди. Количество жестких гамма-квантов (от 100 кэВ) возрастает на 1–1.5 порядка вместе с уменьшением количества электронов, поскольку рассеянные на остаточном воздухе электроны, а также дельта-электроны, взаимодействуя с веществом магнита, вызывают развитие электромагнитного каскада с образованием новых фотонов [11].

Угловые распределения вторичных частиц приведены на рис. 5 в широком диапазоне углов вылета и на рис. 6 для малых углов вылета. Угловая зависимость тормозных фотонов в области малых углов не искажена взаимодействием с окружающими вакуумную камеру конструкциями и хорошо описывается простым дипольным приближением с учетом в релятивистском случае лоренцевской трансформации угла излучения. Это приближение дает угловое распределение вероятности излучения фотонов в виде [12]:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{3}{16\pi} \left[1 + \frac{(\cos\theta - \beta)^2}{(1 - \beta\cos\theta)^2} \right] \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta\cos\theta)^2}.$$

Это позволяет оценить

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \cong 1 - \frac{1}{2\gamma^2}.$$

Используя в области малых углов разложение в ряд Маклорена, нетрудно получить для углового распределения зависимость

$$\frac{dP}{d\Omega} \cong \frac{3}{2\pi} \gamma^2 \frac{(1 + \theta^4 \gamma^4)}{(1 + \theta^2 \gamma^2)^4},$$

выходящую на константу при 0.08 мрад и асимптотически убывающую с ростом угла с показателем степени -4 . Это хорошо соответствует результатам Монте-Карло расчетов, показанным на рис. 5–6.

Угловое распределение нейтронов (см. рис. 5) представлено для воздушной мишени с окружением, оно практически изотропно, поскольку возникает в основном за счет фотоядерных реакций.

Результаты для мощности эффективной дозы на оси линии вывода синхротронного излучения и вблизи нее были получены в геометрии, представленной на рис. 7. Газовая мишень I представляет собой цилиндр длиной 5 м и радиусом 1 см, что соответствует размерам вакуумной камеры

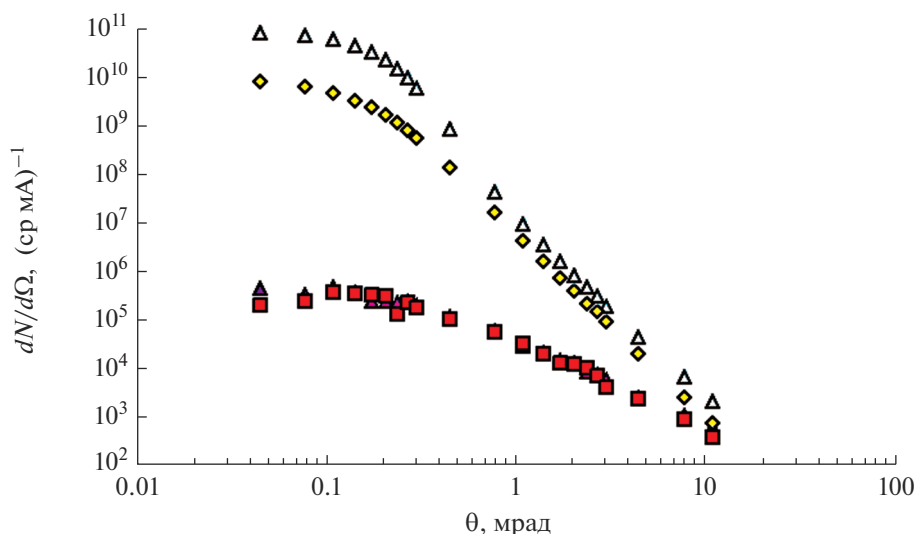


Рис. 6. Угловые распределения фотонов, вторичных электронов и позитронов, для значений углов менее 10 мрад ($\sim 0.6^\circ$). $\blacktriangle$ – вторичные электроны, $\blacklozenge$ – фотоны, $\blacksquare$ – позитроны, $\triangle$ – первичные рассеянные электроны.

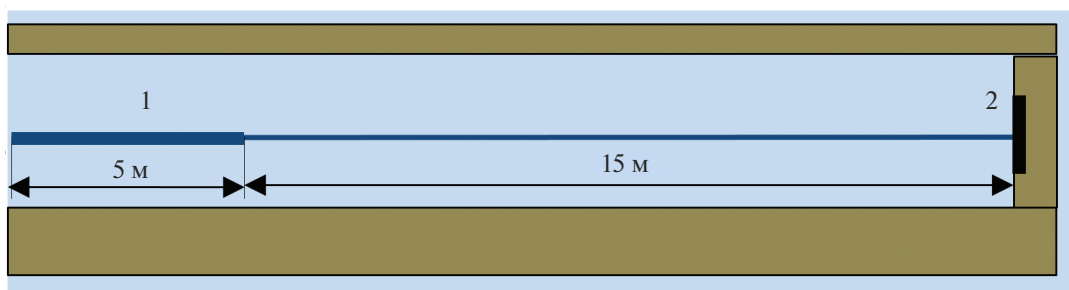


Рис. 7. Геометрия части канала и линии вывода СИ (вид сбоку, стены из серпентинитового бетона): 1 – газовая мишень, 2 – свинцовая накладка на стену (пластина).

прямой секции накопительного кольца. Канал вывода синхротронного излучения ориентирован по касательной к кольцу электронного пучка.

При выполнении моделирования не учитывались выходящие из газовой мишени электроны и позитроны, поскольку для точного моделирования их распространения необходимо учитывать действие магнитного поля, что на порядок увеличивает время расчетов. Данный аспект задачи является предметом для рассмотрения в будущих работах.

Зависимость мощности эффективной дозы (МЭД) гамма-излучения на оси пучка от расстояния d до переднего края мишени в метрах для единичной (на 1 мА) величины тока хорошо описывается гиперболической зависимостью:

$$\dot{H} \left[\frac{\text{мкЗв}}{\text{ч} \cdot \text{мА}} \right] = \frac{8.03 \cdot 10^4}{(d + 2.5)^2}.$$

Внешняя бетонная стена канала толщиной 1 м со свинцовой накладкой толщиной 10 см не является для высокоэнергетических тормозных фотонов (см. рис. 2) абсолютной преградой. Пространственное распределение МЭД внутри и снаружи канала накопительного кольца в направлении пучка тормозного излучения представлено на рис. 8.

Уровни МЭД перед защитой и за защитой для гамма-квантов и продуктов его взаимодействия с воздухом и стеной канала (нейтронов, а также электронов и позитронов) представлены в табл. 2, 3 и 4.

Таким образом, на расстоянии 10 м от прямой секции накопительного кольца вне вакуумной камеры основной вклад (до 59%) в МЭД вносят электроны и позитроны; вблизи внешней стены канала с внутренней стороны преобладают нейтроны (до 70%), а с наружной стороны – фотоны (до 100%), а суммарная мощность дозы за внешней стеной не превышает 0.016 мкЗв/(ч · мА).

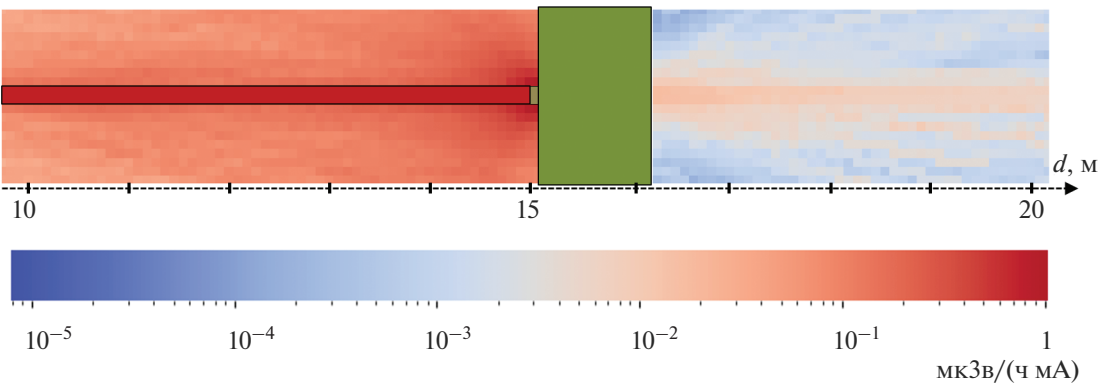


Рис. 8. Пространственное распределение МЭД внутри и снаружи канала накопительного кольца в направлении пучка тормозного излучения.

Таблица 2. Уровни МЭД гамма-квантов и их продуктов внутри и снаружи биологической защиты канала синхротрона

Частицы	Расстояние от прямой секции, м	МЭД на оси пучка, мкЗв/(ч·мА)	МЭД на расстоянии 10 см от оси пучка, мкЗв/(ч·мА)	МЭД на расстоянии 1 м от оси пучка, мкЗв/(ч·мА)
Гамма-кванты	10	695	0.048	0.010
	15 (перед стеной)	324	0.150	0.014
	16 (за стеной)	0.014	0.006	<0.001
	20	0.006	<0.001	<0.001
Нейтроны	10	н/д	0.015	0.018
	15 (перед стеной)	н/д	0.674	0.061
	16 (за стеной)	<0.001	<0.001	<0.001
	20	<0.001	<0.001	<0.001
Электроны и позитроны	10	н/д	0.090	0.025
	15 (перед стеной)	н/д	0.140	0.013
	16 (за стеной)	0.001	0.001	<0.001
	20	<0.001	<0.001	<0.001

При ожидаемом токе ускорителя СИЛА 200 мА защита из 10 см свинца и 100 см серпентинитового бетона обеспечивает условия радиационной безопасности для персонала группы Б (1.2 мкЗв/ч согласно ОСПОРБ-99/2010 [13]) на расстоянии 4 м от внешней стены.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Mobilio S., Boscherini F., Meneghini C.* Synchrotron Radiation: Basics, Methods, and Applications. 2015.

Berlin: Springer.
<https://doi.org/10.1007/978-3-642-55315-8>
2. *Ashanin I.A., Klyuchevskaya Yu.D., Polozov S.M., Rashchikov V.I.* // Moscow Univ. Phys. Bull. 2023. V. 78. P. 48.
<https://doi.org/10.3103/s0027134923010022>
3. *Мациевский С.В., Ращиков В.И.* // Ядерн. физ. инжинир. 2023. Т. 14 (3). С. 264–268 [*Matsievskiy S.V., Rashchikov V.I.* // Phys. At. Nucl. 2022. V. 85. P. 1723.
<https://doi.org/10.1134/s1063778822100362>.
<https://doi.org/10.56304/S2079562922050311>

4. *Berkvens P. et al.* Operation and Recent Developments at the ESRF. Proc. 2003 Particle Accelerator Conf. 2003. P. 854–856.
5. *Sahani P.K. et al.* // Rad. Phys. Chem. 2019. V. 156. P. 252–258.
6. *Apostolakis J. et al.* // Rad. Phys. Chem. 2009. V. 78. P. 859–873.
7. Conversion Coefficients for Radiological Protection Quantities for External Radiation Exposures. ICRP Publication 116. Ann. ICRP 40(2-5).
8. *Poole P. et al.* // Australas. Phys. Eng. Sci. Med. 2017. V. 35. P. 329–334.
9. *Perl M.L.* Notes on the Landau, Pomeranchuk, Migdal Effect: Experiment and Theory. Results and Perspectives in Particle Physics. 1994. Editions Frontieres.
10. *Messel H., Crawford D.* Electron-Photon Shower Distribution: Tables for Lead, Copper, and Air Absorbers. 1970. Oxford: Pergamon.
11. *Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П.* Прохождение частиц высоких энергий через вещество. 1985. Москва: Энергоатомиздат.
12. *Salvat F. et al.* // Rad. Phys. Chem. 2006. V. 75. P. 1201–1219.
13. СП 2.6.1.2612-10. Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99/2010).

Characteristics of Gas Bremsstrahlung Generated by an Electron Beam of a Synchrotron

I. D. Sadofev^{1, *} and M. P. Panin¹

¹*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: IDSadofev@mephi.ru*

Received April 14, 2025; revised April 15, 2025; accepted April 30, 2025

Abstract—The calculations of the gas bremsstrahlung field generated by an electron beam of a synchrotron during interactions with particles of residual gas were performed. The calculations were performed for the vacuum chamber of the storage ring of the synchrotron with an electron energy of 6 GeV, which corresponds to the beam energy of the ESRF synchrotron, France, and the projected SILA laser-synchrotron, Russia. The radiation situation near the direction of gas bremsstrahlung propagation is considered, secondary charged particles and photoneutrons formed as a result of the electromagnetic cascades development in combination with photonuclear reactions are taken into account. The radiation fields arising during synchrotron operation were simulated with the Monte Carlo method using the GEANT4 software package. Angular and spectral distributions of gas bremsstrahlung near the vacuum chamber are presented, as well as the results for the effective dose rate near the axis of the synchrotron radiation output line.

Keywords: gas bremsstrahlung, spectrum, Monte Carlo method, GEANT4, radiation safety