

Інститут ядерних досліджень
Національна академія наук України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Добішук Василь Миколайович

УДК 539.1.08, 539.12, 621.3.038.616, 539.1.07

ДИСЕРТАЦІЯ

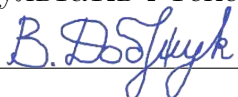
УТВОРЕННЯ ЧАРМОНІЮ В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧНИХ ЗІТКНЕННЯХ ЯДЕР ²⁰⁸Pb ЗА УМОВ ЕКСПЕРИМЕНТУ LHCb ТА СПОСІБ ЇХ МОНІТОРИНГУ

104 Фізика та астрономія

10 Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

 В.М. Добішук

Науковий керівник

Пугач Валерій Михайлович,
член-кореспондент НАН України, доктор
фізико-математичних наук, професор

Київ – 2024

Анотація

Добішук В.М. Утворення чармонію в ультрапериферичних зіткненнях ядер ^{208}Pb за умов експерименту LHCb та спосіб їх моніторингу. — Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 — Фізика та астрономія. — Інститут ядерних досліджень Національної академії наук України, відділ фізики високих енергій. — Київ, 2024.

Дисертаційне дослідження охоплює тематику робіт, яка тісно переплітається в діяльності кожного науковця, хто професійно займається експериментальною фізикою ядра, високих енергій чи елементарних частинок. Як член міжнародної колаборації LHCb (CERN) автор долучився до виконання фізичного аналізу, використовуючи дані експерименту LHCb, з метою дослідження утворення чармонію в ультрапериферичних PbPb зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$, який започаткував новий напрям досліджень у фізиці важких іонів у межах LHCb. Період виконання дисертаційної роботи здебільшого припав на етап суттєвого оновлення усієї експериментальної бази та методик в LHCb. У цій частині робіт автором було розроблено дизайн, виготовлено та впроваджено на основі технології металево-фольгових сенсорів ІЯД НАН України систему онлайн моніторингу світності та фону в експерименті LHCb, що носить назву RMS-R3.

Із точки зору постановки експерименту важливим є забезпечення надійного та всебічного моніторингу пучків та фону, які генерує Великий адронний колайдер та які сукупно формують нове середовище поблизу точки взаємодії LHCb IP8. Розв'язання такої проблеми має надважливе та перспективне значення: у передових розробках і тестуванні детекторних систем та зчитувальної електроніки, у впровадженні комплексних методик експерименту, у відкритті нових горизонтів у дослідженнях, і, нарешті, у творенні фундаментальних відкриттів.

Тема дисертації присвячена двом із перелічених комплексних завдань. По-перше, це — виконання експериментальних фундаментальних досліджень процесів та механізмів утворення адронів у зіткненнях важких ядер при ультрарелятивістській енергії. По-друге, це — створення умов для безпечної, стабільної та безперебійної роботи експериментальної установки LHCb, що має бути гарантована достовірністю даних, отриманих із систем моніторингу.

Для осмислення значення фундаментальних експериментів на сучасних колайдерах варто згадати взаємозалежність між фізичними цілями та технічними викликами у широкому контексті. За останні понад 100 років розробок прискорюва-

чів частинок вдалось створити та перевірити на них Стандартну модель фундаментальних взаємодій, хоча вона, як будь-яка теорія, має свої обмеження. Тому триває активний пошук нових експериментальних фактів, щоб, можливо, спростувати окремі положення Стандартної моделі та оновити наукову картину світу.

У розділі 1 стисло викладено основні фізико-технічні характеристики експерименту LHCb. Зокрема описано елементи нової структури детекторного комплексу та архітектури зчитувальної електроніки, пояснено логіку формування потоку та обробки даних, подано огляд вибраних фізичних цілей експерименту та деяких технологічних викликів.

У розділі 2 особлива увага приділена висвітленню результатів фізичного аналізу утворення чармонію в ультрапериферичних зіткненнях іонів при ультрарелятивістській енергії в експерименті LHCb. Уперше досліджено фотоутворення J/ψ та $\psi(2S)$ мезонів в ультрапериферичних PbPb зіткненнях, використовуючи дані, накопичені експериментом LHCb для енергії в системі центра мас двох нуклонів 5,02 TeV. Аналіз ґрунтується на вибірці подій із малою множинністю із масиву PbPb даних, що відповідає інтегральній світності 10 мкб^{-1} . Два стани чармонію було реконструйовано через двомюонний канал розпаду. Виміряно диференціальний поперечний переріз когерентного утворення J/ψ мезонів $d\sigma^{\text{когер.}}/dy$ в інтервалі по рапідіті y від 2 до 4,5. Для отриманих результатів приведено порівняння з передбаченнями теоретичних моделей.

У розділі 3 розглянуто принципові питання характеристики нового експериментального середовища LHCb. Поряд зі спеціальними вимогами до онлайн моніторингу умов експерименту LHCb коротко представлено конкретні технічні реалізації.

У розділі 4 детально висвітлено особливості системи моніторингу RMS-R3 у структурі контролю експериментом LHCb. Спочатку наведено обґрунтування та функціональне призначення розробки, що була схвалена технічною радою колаборації LHCb. Далі описано технічну складову системи RMS-R3, що включає сенсорні модулі та зчитувальну електроніку, що побудовані за оригінальними технологіями ІЯД НАН України. Окрему увагу приділено формуванню потоку даних RMS-R3 та алгоритмам вимірювання фізичних величин. Також розглянуто методи тестування і калібрування компонентів RMS-R3 за допомогою джерел іонізуючого випромінювання. Представлено результати застосування системи RMS-R3 під час робочих циклів колайдера.

Розділ 5 присвячений методам моніторингу стабільності робочих умов (частоти

взаємодій пучків та фону) експерименту LHCb за допомогою RMS-R3, що ґрунтуються на таких ключових принципах: супервисока чутливість до зарядів малої амплітуди в металевих сенсорах, відмінна лінійність відгуку, висока часова стабільність відгуку, довготривале функціонування сенсорів під впливом надвисоких рівнів радіації.

Новизна результатів фізичного дослідження і технічної розробки

Уперше виконано дослідження когерентної генерації J/ψ та $\psi(2S)$ мезонів в ультрапериферичних PbPb зіткненнях при енергії в системі центра мас двох нуклонів 5,02 TeV в експерименті LHCb (CERN). Отримано важливу фізичну величину — поперечний переріз когерентного утворення J/ψ у межах форвардної рапідіті $2 < y < 4,5$ становить $4,45 \pm 0,24 \pm 0,61$ мб, де перша похибка є статистичною, а друга — систематичною. В експерименті LHCb розроблено метод аналізу фотонно-ядерних реакцій в ультрапериферичних зіткненнях важких іонів. Ця робота збагачує унікальний напрям досліджень утворення адронів у сильних електромагнітних полях та при ультрарелятивістській енергії, досяжних на даний час лише на Великому адронному колайдері.

Із метою моніторингу умов та безпеки експерименту LHCb розроблено та впроваджено унікальну систему RMS-R3 із динамічним діапазоном від приблизно 1 Гц до 1 МГц для вимірювання частоти взаємодій пучків Великого адронного колайдера, що охоплює номінальну миттєву світність для протонно-протонних зіткнень $2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ із 10-кратним запасом. Винайдено новий підхід та нові технічні рішення до конструювання надійної та суперчутливої системи, призначеної для онлайн моніторингу зіткнення пучків та фону, на основі технологій металевих сенсорів та високопрецизійних перетворювачів заряду. Досягнуто таких принципових фізико-технічних характеристик системи RMS-R3, як: фемтокулонна чутливість до зарядів у металевих сенсорах, відмінна лінійність відгуку в усьому динамічному діапазоні, висока часова стабільність відгуку, довготривале функціонування сенсорів під впливом надвисоких рівнів радіації (порядку 1 ГГр).

Теоретичне та практичне значення результатів фізичного дослідження і технічної розробки — базис для майбутньої роботи

Диференціальний переріз $d\sigma^{\text{когер.}}/dy$ когерентного утворення векторних J/ψ мезонів у залежності від рапідіті y при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV надає можливість досліджувати на цінних експериментальних даних чутливу кінематичну область при мало досліджених значеннях змінної Бйоркена та переданого імпульсу. Результат є важливим для тестування феноменологічних моделей, що описують такі яви-

ща, як ядерне затінення, глюонне насичення та визначення початкового стану кварково-глюонної плазми.

Створена радіаційно стійка система моніторингу умов та безпеки експерименту LHCb є перспективним прототипом новітніх систем, здатних функціонувати при надвисоких рівнях світності (радіаційного навантаження, множинності процесів) в експериментах на майбутніх колайдерах HL-LHC, FCC тощо. Моніторингова система RMS-R3 є унікальною спеціалізованою експериментальною розробкою ІЯД НАН України, що успішно застосовано в експерименті LHCb для серії досліджень Run 3 (2022-2025 рр.) на Великому адронному колайдері. Вона є результатом розвитку подібної системи, що виконувала функцію монітора флюенсу заряджених частинок Внутрішнього трека LHCb впродовж 2008-2018 рр. (Run 1 та Run 2). Система RMS-R3 (або її модульні компоненти) може бути використана для розв'язання завдань із моніторингу первинного іонізаційного випромінювання, діагностики пучків, розробки нових детекторних систем та ядерної зчитувальної електроніки тощо.

Ключові слова: Великий адронний колайдер, експеримент LHCb, ультрапериферичні зіткнення важких ядер, генерація чармонію, онлайн моніторинг світності та фону, система моніторингу RMS-R3.

Abstract

Vasyl Dobishuk. Charmonium production in ultraperipheral collisions of ^{208}Pb nuclei under the LHCb experiment conditions and the method of their monitoring. — Qualifying scientific work on the rights of a manuscript.

The dissertation for obtaining an academic degree of a Doctor of Philosophy (a PhD degree) on the Programme Subject Area 104 — Physics and astronomy. — Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Department of High Energy Physics. — Kyiv, 2024.

The dissertation research covers the topics of works that are closely intertwined in the activities of every scientist who is professionally engaged in Experimental Nuclear, High Energy or Particle Physics. As a member of the International LHCb Collaboration (CERN), the author contributed to the physics analysis using data from the LHCb experiment to study the production of charmonium in ultraperipheral PbPb collisions at energy of $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, which initiated a new research area in heavy ion physics at the LHCb. The period of the dissertation work mostly fell on the stage of a significant upgrade of the entire experimental facilities and techniques at the LHCb. In this part of the research, the author has developed a design, manufactured and implemented an online luminosity and background monitoring system for the LHCb experiment commonly referred to as RMS-R3.

From the experiment set-up's perspective, it is of key relevance to ensure reliable and comprehensive monitoring of the beams collisions and background generated by the Large Hadron Collider, which together form a new environment near the LHCb IP8 interaction point. The solution to this problem is of paramount importance and promise: in the advanced development and testing of detector systems and readout electronics, in the implementation of complex experimental techniques, in opening new horizons in research, and, finally, in making fundamental discoveries.

The subject of the dissertation addresses two of these complex tasks. First, it is to perform experimental fundamental studies of processes and mechanisms of hadron production in heavy nucleus collisions at ultrarelativistic energy. Secondly, it is to create conditions for safe, stable, and uninterrupted operation of the LHCb experimental facility, which should be guaranteed by the reliability of the data obtained from monitoring systems.

To understand the significance of fundamental experiments at modern colliders, it is worth recalling the interdependence between physics goals and technical challenges in a broader context. Over the past 100 years of particle accelerator development, the

Standard Model of fundamental interactions has been developed and tested on particle accelerators, which by the way, like any theory, has its limitations. Therefore, there is an active search for new experimental evidence to possibly refute certain statements of the Standard Model and update the scientific picture of the world.

Chapter 1 summarizes the main physical and technical characteristics of the LHCb experiment. In particular, the elements of the new structure of the detector complex and the architecture of the readout electronics are described, the logic of data flow formation and processing is explained, and an overview of the selected physical goals of the experiment and some technological challenges is given.

In Chapter 2, special attention is paid to the results of the physical analysis of charmonium production in ultraperipheral ion collisions at ultrarelativistic energy in the LHCb experiment, which is of interest to both theoretical and experimental physicists. For the first time, photoproduction of J/ψ and $\psi(2S)$ mesons in ultra-peripheral PbPb collisions has been studied using data accumulated by the LHCb experiment in the nucleon-nucleon center-of-mass energy of 5.02 TeV. The analysis aims at sampling of events with low multiplicity from the PbPb dataset corresponding to the integrated luminosity of $10 \mu\text{b}^{-1}$. The two states of charmonium were reconstructed through the dimuon decay channel. The differential cross-section for coherent J/ψ mesons generation $d\sigma^{coher.}/dy$ has been measured in the range of rapidity y from 2 to 4.5. The results are compared to the predictions of theoretical models.

Chapter 3 discusses the fundamental issues of characterizing the new LHCb experimental environment. Along with the particular requirements for the online monitoring of LHCb experiment conditions, certain technical implementations are briefly presented.

Chapter 4 describes in detail the features of the RMS-R3 monitoring system in the LHCb control framework. First, the rationale and functional purpose of the development, which was approved by the LHCb Technical Board, are presented. Then, the technical part of the RMS-R3 system is described, including sensor modules and readout electronics built using original technologies of the Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine. Special attention is drawn to the formation of the RMS-R3 data flow and algorithms for measuring physical quantities. The methods of testing and calibration of RMS-R3 components using ionizing radiation sources are also considered. The results of the RMS-R3 system application during the collider operating cycles are presented.

Chapter 5 is devoted to the methods of monitoring the stability of the operating

conditions (beam interaction rate and background rate) of the LHCb experiment using RMS-R3, based on following key principles: super-high sensitivity to small amplitude charges in metal sensors, excellent linearity of the response, high temporal stability of the response, and long-term operation of the sensors under the impact of ultrahigh radiation levels.

Novelty of the results of physical analysis and technical development

The coherent production of J/ψ and $\psi(2S)$ mesons in ultraperipheral PbPb collisions at the nucleon-nucleon center-of-mass energy of 5.02 TeV is studied for the first time using the LHCb hadron spectrometer (CERN). A significant physical quantity is obtained — the coherent J/ψ production cross-section within the forward rapidity range of $2 < y < 4.5$ was measured to be $4.45 \pm 0.24 \pm 0.61$ mb, where the first uncertainty is statistical and the second systematic. A method for analysing photon-nucleus reactions in ultraperipheral heavy ion collisions has been developed in the LHCb experiment. This work enriches the unique field of research on hadron production in strong electromagnetic fields and at ultrarelativistic energy, which are currently achievable only at the Large Hadron Collider.

For the purpose of monitoring the conditions and safety of the LHCb experiment, a unique RMS-R3 system with its own dynamic range from about 1 Hz to 1 MHz for measuring the interaction rate of Large Hadron Collider beams that covers the nominal instantaneous luminosity for proton-proton collisions of $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ with a 10-fold capacity was developed and implemented. A new approach and new technical solutions to the construction of a reliable and super-sensitive system, designed for online beam and background monitoring, based on the technologies of metal sensors and high-precision charge converters have been invented. The following crucial physical and technical characteristics of the RMS-R3 system have been achieved: femtocoulomb sensitivity to charges in metal sensors, excellent linearity of the response over the entire dynamic range, high temporal stability of the response, and long-term operation of sensors under the impact of ultrahigh radiation levels (up to about 1 GGy).

Theoretical and practical significance of the results of physical analysis and technical development

The differential cross-section $d\sigma^{coher.}/dy$ for coherent production of vector J/ψ mesons as a function of rapidity y at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV makes it possible to study, using valuable experimental data, the sensitive kinematic region at poorly explored values of the Bjorken variable x and transverse momentum. The result is essential for testing phenomenological models describing such phenomena as nuclear shadowing,

gluon saturation, and determination of the initial state of the quark-gluon plasma.

The built radiation hard system for monitoring the conditions and safety of the LHCb experiment is a promising prototype of the up-to-date systems capable of operating at ultra-high luminosity levels (radiation load, multiplicity of processes) in experiments at future HL-LHC, FCC colliders, etc. The RMS-R3 monitoring system is a unique specialized experimental device designed, built and implemented by Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, which has been successfully applied in the LHCb experiment for the Run 3 series of studies (2022-2025) at the Large Hadron Collider. It is based on the result of the development of a similar system that operated as a charged particle fluence monitor of the LHCb Inner Tracker during 2008-2018 (Run 1 and Run 2). The RMS-R3 system (or its modular components) can be used for solving goals of primary ionization radiation monitoring, beam diagnostics, development of new detector systems and nuclear readout electronics, etc.

Key words: Large Hadron Collider, LHCb experiment, ultraperipheral collisions of heavy nuclei, charmonium production, online luminosity and background monitoring, RMS-R3 monitoring system.

Список публікацій здобувача за темою дисертації

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації

1. R. Aaij, C. Abellán Beteta, ..., V. Dobishuk et al. (The LHCb collaboration). Study of coherent J/ψ production in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV. *J. High Energ. Phys.* 2022(07) (2022) 117. DOI: [10.1007/JHEP07\(2022\)117](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2022)117). arXiv: [2107.03223](https://arxiv.org/abs/2107.03223). URL: <https://cds.cern.ch/record/2775281>. (Scopus, Q2, особистий внесок здобувача — розробка методики реконструкції фізичних подій, селекція вибірки даних, аналіз фізичних розподілів (спектрів), апробація результатів дослідження.)
2. S. B. Chernyshenko, V. M. Dobishuk et al. RMS-R3 – the system for monitoring the region of interactions and background at the LHCb experiment (CERN). *Nucl. Phys. At. Energy* 24(2) (2023) 148. DOI: [10.15407/jnpae2023.02.0148](https://doi.org/10.15407/jnpae2023.02.0148). URL: <http://jnpae.kinr.kiev.ua/24.2/html/24.2.148.html>. (Scopus, Q4, особистий внесок здобувача — розробка дизайну, виготовлення, калібрування та введення в дію системи моніторингу, аналіз даних для вимірювання світності та фонового внеску, підготовка матеріалів публікації та їх апробація.)
3. R. Aaij, C. Abellán Beteta, ..., V. Dobishuk et al. (The LHCb collaboration). The LHCb Upgrade I. *JINST* 19(05) (2024) P05065. DOI: [10.1088/1748-0221/19/05/P05065](https://doi.org/10.1088/1748-0221/19/05/P05065). arXiv: [2305.10515](https://arxiv.org/abs/2305.10515). URL: <https://cds.cern.ch/record/2859353>. (Scopus, Q2, особистий внесок здобувача — участь у розробці, виготовленні та впровадженні спеціальної системи моніторингу RMS-R3).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

1. V. Dobishuk, F. Alessio, S. Chernyshenko, O. Okhrimenko and V. Pugatch. LHCb RMS-R3, new radiation hard system for on-line monitoring of beam and background conditions in Run 3. *J. of Phys.: Conf. Ser.* 2374(1) (2022) 012005. DOI: [10.1088/1742-6596/2374/1/012005](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2374/1/012005). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/2374/1/012005>. (Scopus, Q4, особистий внесок — детальна розробка дизайну системи моніторингу, нові підходи до конструювання сенсорних модулів та блоків зчитувальної електроніки, виконання калібрування відгуку системи, підготовка матеріалів публікації та їх апробація.)

2. V. Dobishuk. J/ψ production in Pb-Pb ultra-peripheral collisions at 5 TeV in the LHCb experiment. *International Conference “CERN-Ukraine co-operation: current state and prospects”*: talk (Kharkiv, 15–17 May 2018).
URL: <https://www.kipt.kharkov.ua/en/>; <http://cern-ua.isma.kharkov.ua/>.
3. V. Dobishuk (on behalf of the LHCb Collaboration). J/ψ production in Pb-Pb Ultra-Peripheral Collisions at 5 TeV. *International Conference “New Trends in High-Energy Physics”*: talk (Odesa, 12–18 May 2019).
URL: <https://indico.bitp.kiev.ua/event/1/overview>; <http://cds.cern.ch/record/2675052>.
4. В.М Добішук, В.М. Пугач, Б. Шмідт, Д. Джонсон. Вимірювання утворення J/ψ та $\psi(2S)$ мезонів в ультрапериферичних Рb-Рb зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV. *XXV Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України*: додаток до збірника тез доповідей (Київ, 16–20 квітня 2018 року). — Київ: Інститут ядерних досліджень НАН України, 2018. — 26 с. — Д6. URL: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2018/abstracts.html. eprint: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2018/pdf/book%20of%20%20abstracts_2018_appendix.pdf.
5. А. Фр. Бурше, В.М. Добішук, В.М. Пугач. Генерація J/ψ мезонів в ультрапериферичних ^{208}Pb - ^{208}Pb зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV в експерименті LHCb. *XXVI Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України*: тези доповідей (Київ, 8–12 квітня 2019 року). — Київ: Інститут ядерних досліджень НАН України, 2019. — 204 с. — С 42. URL: <http://www.kinr.kiev.ua/kinr-2019/>.
eprint: http://www.kinr.kiev.ua/kinr-2019/Book_of_Abstracts_2019.pdf.
6. V. Dobishuk. Test results of prototype detectors for the LHCb Upgraded Radiation Monitoring System RMS-R3. *7th French-Ukrainian workshop on the instrumentation developments for HEP*: talk (Orsay, France, 2–4 October 2019).
URL: <http://wpsist.lal.in2p3.fr/frenchukrainianworkshop2019/>.
7. V. Dobishuk S. Chernyshenko, O. Okhrimenko, V.M. Pugatch, F. Alessio. RMS-R3 – Radiation Hard System for Beam, Background and Luminosity Monitoring at the Upgraded LHCb Experiment. *The 9th International Beam Instrumentation Conference*: Abstract Book (Santos, Brazil, 14–18 Sep 2020 (remote)). — Santos: CNPEM, 2020. — p. 37. URL: <https://indico.jacow.org/event/34/>. eprint: https://indico.jacow.org/event/34/attachments/59/132/IBIC_2020_Abstract_Book.

- pdf.
8. V. Dobishuk, F. Alessio, S. Chernyshenko, O. Okhrimenko and V. Pugatch. LHCb RMS-R3, new radiation hard system for on-line monitoring of beam and background conditions in Run 3. *International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP2021): Book of Abstracts* (Vancouver, Canada, 24–28 May 2021 (virtual)). — Vancouver: TRIUMF, 2021. — p. 71. Poster presentation available at <https://indico.cern.ch/event/981> or <http://cds.cern.ch/record/2770578>. URL: <https://tipp2021.triumf.ca/abstracts.html>. eprint: <https://tipp2021.triumf.ca/TIPP2021-AbstractBooklet.pdf>.
 9. H. Stevens on behalf of the LHCb collaboration (R Aaij, . . . , V. Dobishuk et al.). LHCb beam monitoring and safety systems. *International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2022): talk* (Bologna, Italy, 6-13 July, 2022). URL: <https://agenda.infn.it/event/28874/contributions/169086/>.
 10. Ф. Алессіо, В.М. Добішук, В. О. Кива, О. О. Кшиванський, В. М. Міліція, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач, Д. І. Сторожик, С. Б. Чернишенко. Впровадження системи радіаційного моніторингу RMS-R3 для онлайн контролю умов протікання оновленого експерименту LHCb (CERN) протягом 2021-2024 рр. *XXVII Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. До 50-річчя ІЯД НАН України: анотації до доповідей* (Київ, 21–25 вересня 2020 року). — Київ: Інститут ядерних досліджень НАН України, 2020. — 336 с. — с. 39. URL: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2020/abstracts.html. eprint: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2020/pdf/book%20of%20%20abstracts_2020.pdf.
 11. В.М. Добішук, С.Б. Чернишенко, О.Ю. Охріменко, В.М. Пугач, В.О. Кива, Д.І. Сторожик, В.М. Міліція. Нова радіаційно стійка моніторингова система RMS-R3 для відстеження пучків та фону в модернізованому експерименті LHCb. *XIX конференція з фізики високих енергій і ядерної фізики: тези доповідей* (Харків, 23–26 березня 2021 р.). — Харків: ІФВЕЯФ ННЦ ХФТІ, 2021. — С 35. URL: <https://www.kipt.kharkov.ua/conferences/ihenp/2021/>. eprint: <https://www.kipt.kharkov.ua/conferences/ihenp/2021/tezis.pdf>.
 12. В.М. Добішук, Ф. Алессіо, С.Б. Чернишенко, О.Ю. Охріменко, Г. Шиндлер, О.О. Кшиванський, В.О. Кива, В.М. Пугач. Перші результати роботи системи RMS-R3 в експерименті LHCb при рекордній енергії зіткнень протонних пучків 13,6 ТеВ. *XXIX Щорічна наукова конференція Інституту ядерних*

досліджень НАН України: тези доповідей (Київ, 26–30 вересня 2022 року (відеоконференція)). — Київ: Інститут ядерних досліджень НАН України, 2022. — 239 с. — с. 55-56.

URL: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2022/abstracts.html.
eprint: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2022/pdf/book_of_abstracts_2022.pdf.

Також матеріали дисертації були представлені автором на регулярних засіданнях робочої групи з фізичного аналізу LHCb IFT (LHCb Ion Physics and Fixed Target WG), робочої групи з операційної діяльності LHCb Luminosity, а також на постійних наукових семінарах із фізики високих енергій ІЯД НАН України, ІТФ НАН України.

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації

1. В. М. Добішук, С. Б. Чернишенко, О. О. Кшиванський, В. М. Пугач. Розробка монітора інтенсивності зіткнень при роботі мікромішені у гало пучка на основі сегментованих фольгових сенсорів. *XXVIII Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України: тези доповідей* (Київ, 27 вересня – 1 жовтня 2021 року (відеоконференція)). — Київ: Інститут ядерних досліджень НАН України, 2022. — 244 с. — с. 61. URL: <http://www.kinr.kiev.ua/kinr-2021/>. eprint: http://www.kinr.kiev.ua/kinr-2021/Book_of_Abstracts_2021.pdf.

Зміст

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	17
ВСТУП	18
РОЗДІЛ 1 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИЙ КОМПЛЕКС LHCb UPGRADE	
I: КЛЮЧОВІ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНІ АСПЕКТИ	31
1.1 Огляд детекторної установки	31
1.2 Архітектура електроніки	35
1.3 Конфігурації зіткнень та моніторинг умов їх набору	38
1.4 Фізичні проблеми та технологічні виклики досліджень	39
1.5 Основні вибрані результати вимірювань LHCb	44
Висновки до Розділу 1	54
РОЗДІЛ 2 ЕКСКЛЮЗИВНЕ ФОТОУТВОРЕННЯ ЧАРМОНІЮ В	
УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧНИХ ЗІТКНЕННЯХ PbPb ПРИ	
5 TeV	55
2.1 Ультрапериферичні зіткнення ядер як джерело електромагнітної проби сильно взаємодійної речовини	55
2.1.1 Мотивація: дослідження фундаментальної адронної структури	59
2.1.2 Кількісне представлення та можливі інтерпретації	60
2.2 Особливості фотоядерних реакцій в ультрарелятивістських УПЗ . .	63
2.2.1 Опис процесів та механізмів утворення векторних мезонів .	66
2.2.2 Поперечний переріз фотоядерного розсіяння	68
2.2.3 Ядерні партонні густини	70
2.3 Реконструкції та селекції фізичних подій ексклюзивної генерації чар- монію в УПЗ PbPb	72
2.3.1 Стратегія вимірювання поперечного перерізу	72

2.3.2	Вибірки даних та Монте-Карло симуляції	74
2.3.3	Опис детекторної установки	75
2.3.4	Алгоритми відбору фізичних подій	78
2.3.5	Виділення сигнальних фізичних подій	83
2.3.6	Визначення ефективностей	88
2.3.7	Систематичні похибки визначення поперечного перерізу	91
2.4	Експериментальні результати аналізу та їх обговорення	92
Висновки до Розділу 2		98
РОЗДІЛ 3 УМОВИ ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ТЕХНІЧНІ РЕАЛІЗАЦІЇ ЇХ МОНІТОРИНГУ		99
3.1	Основні характеристики експериментальних досліджень на колайдері: енергія зіткнень, світність та фон	99
3.2	Методи вимірювання світності	103
3.3	Методи визначення фону	110
3.3.1	Механізми та джерела фонового випромінювання	111
3.3.2	Система коліматорів та лінія інжекції	112
3.4	Технічні вимоги до систем онлайн моніторингу	113
3.5	Приклади спеціальних систем моніторингу	115
Висновки до Розділу 3		117
РОЗДІЛ 4 RMS-R3 ЯК ДЕТЕКТОРНА СИСТЕМА В СТРУКТУРІ КОНТРОЛЮ LHCb		119
4.1	Передумови та постановка мети розробки	119
4.1.1	Мотивація та головна мета	120
4.1.2	Функціональне призначення	121
4.2	Характеристики та специфікації компонентів системи	124

4.2.1	Сенсорні модулі: дизайн, номінальне положення, принцип роботи, схема підключення, специфікація	124
4.2.2	Зчитувальна електроніка: складові, функції, інтерфейсні протоколи, блок-схема, специфікація	130
4.3	Тракт потоку даних	135
4.3.1	Програмне та мікропрограмне забезпечення	138
4.4	Алгоритми вимірювання величин	139
4.5	Тестування та калібрування	144
4.5.1	Результати тестування	145
4.5.2	Результати калібрування	149
4.6	Функціонування RMS-R3 на етапах підготовки та під час зіткнень пучків	151
4.6.1	Робочий цикл пучків ВАК	153
4.6.2	Додатковий функціонал RMS-R3 для подальшої реалізації	156
Висновки до Розділу 4		159
РОЗДІЛ 5 ВІДСТЕЖЕННЯ СТАБІЛЬНОСТІ УМОВ ТА ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТІКАННЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ LHC		
ЗА ДОПОМОГОЮ RMS-R3		160
5.1	Вимірювання відносної світності колайдера	161
5.2	Спостереження за еволюцією індукованого фону	166
5.3	Визначення абсолютної світності методом Ван дер Мієра	167
Висновки до Розділу 5		169
ВИСНОВКИ		170
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ		173
Додаток РОЗДІЛ АДодаток		200

А.1	Список публікацій здобувача за темою дисертаційної роботи	200
Додаток	РОЗДІЛ Б	Додаток
		204
Б.1	Список неопублікованих документів здобувача за темою дисертаційної роботи	204
Додаток	РОЗДІЛ В	Додаток
		208
В.1	Експериментальні схеми дослідження функціональних збірок RMS-R3	208
В.2	Калібрування відгуку металевих сенсорів від потоку часток	211
Додаток	РОЗДІЛ Г	Додаток
		221
Г.1	Короткий словник характерних кінематичних змінних в УПЗ та ГНР	221
ПОДЯКА		224

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ВАК, LHC — Великий адронний колайдер, Large Hadron Collider

LHCb — експеримент на ВАК із вивчення b-фізики, LHC beauty experiment

LHCb Upgrade I — експеримент LHCb із модернізованою детекторною установкою (з 2019 р.), призначеною для виконання серії вимірювань Run 3 та Run 4

УПЗ, UPC — ультрапериферичні зіткнення, ultraperipheral collisions

КГП, QGP — кварково-глюонна плазма, Quark-Gluon Plasma

СМ, SM — Стандартна модель у фізиці елементарних частинок; теорія трьох фундаментальних взаємодій (електромагнітної, слабкої та сильної) між елементарними частинками та їх класифікації

Розширення СМ, BSM — розширення Стандартної моделі, Beyond the Standard Model

КХД, QCD — квантова хромодинаміка, Quantum Chromodynamics

ГНР, DIS — глобоко непружне розсіяння, deep inelastic scattering

pp — протонно-протонне зіткнення, або зіткнення протона-на-протоні

pA — протонно-ядерне зіткнення, або зіткнення протона-на-ядрі

AA — ядерно-ядерне зіткнення, або зіткнення ядра-на-ядрі

ІМФ, MIB — індукований машиною (колайдером) фон, machine induced background

RMS-R3 — система моніторингу частоти взаємодії пучків та фону в режимі реального часу в LHCb Upgrade I

ВСТУП

Обґрунтування теми наукового дослідження

Ядерно-фізичні експерименти на сучасних колайдерах [1] відкривають все нові та незвідані донині горизонти чутливості, ефективності та достовірності фундаментальних досліджень, що вже сягнули фемтометрового¹ йоктосекундного² простору-часу [2–5]. Створено нові детекторні установки із застосуванням як технічних ноу-хау, на кшталт кремнієвих мікропиксельних вершинних детекторів, так і випробуваних доступних комерційних технологій, наприклад, відеокарт для побудови надшвидкої та гнучкої тригерної системи виключно на рівні програмного забезпечення або широкоапертурних трекових оптоволоконних або кремнієвих детекторів. Також модернізовано самі колайдери, щоб досягти надвисоких енергій та світностей [1].

Одним із флагманів цього напрямку досліджень є експеримент на Великому адронному колайдері (БАК) [6–8], що організований в Європейській організації ядерних досліджень (CERN), — Large Hadron Collider beauty (LHCb) [9]. Єдиний у своєму класі форвардний спектрометр, LHCb націлений на проведення передових вимірювань порушення CP симетрії у секторі (чарівного) c - та (красивого) b -кварка, а також — не менш цікаве вивчення рідкісних розпадів, пошук екзотичних адронів (тетра-, пентакварків тощо) і нових збуджених станів, дослідження ядерної речовини та механізмів утворення адронів у зіткненнях важких іонів тощо. Унікальність постановки експерименту LHCb для набору нових даних Run

¹Фемтометр (позначається як фм, *англ.* fm) відповідає 10^{-15} м. Мова йде про дослідження з використанням непрямих методів вивчення просторової структури нуклона (ядра) — густини розподілу кварків та глюонів всередині нуклона (ядра). На сьогодні наявні експериментальні дані як для реакцій глибоко непружного розсіяння лептонів на протонах (ядрах), так і для реакцій із важкими ядрами при релятивістських енергіях дозволяють проводити такі вимірювання.

²Йоктосекунда (позначається як йс, *англ.* ys) відповідає 10^{-24} с. На даний час мова йде лише про здійсненість такого дослідження з використанням непрямих методів вивчення часової структури кварково-глюонної плазми (КГП) — еволюції густини розподілу КГП в часі. Саме теоретичні розрахунки на основі Монте-Карло симульованих даних для зіткнень релятивістських важких ядер на БАК дають таку оцінку.

З полягає у суміщенні режиму зіткнень колайдерних пучків протонів або ядер Рb із рекордною енергією $\sqrt{s_{NN}} = 13,6$ TeV або $\sqrt{s_{NN}} = 5,36$ TeV відповідно, та режиму зіткнень пучок-фіксована газова мішень з енергією від $\sqrt{s_{NN}} = 0,07$ TeV до $\sqrt{s_{NN}} = 0,115$ TeV у залежності від вибраного інертного газу. Висока інтенсивність протонних пучків дозволяє виконання досліджень при світності експерименту до $2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

На сьогодні у межах (актуальної для усієї галузі) наукової програми досліджень LHCb активно розвивається перспективний напрям дослідження утворення чарівних адронів в ультрапериферичних зіткненнях (УПЗ) [10, 11] важких релятивістських ядер. Такі зіткнення двох ядер відбуваються при прицільних параметрах b , що більші за суму їхніх радіусів ($b > R_A + R_B$). Утворення чармонію в УПЗ РbРb є значно підсиленим за рахунок потужних електромагнітних полів та ультрарелятивістській енергії важких ядер, а такі екстремальні умови є досяжними на даний час лише на ВАК [12, 13]. Отримання нових експериментальних даних LHCb з утворення чармонію в УПЗ, що є важливим джерелом для поглибленого дослідження процесів та механізмів утворення адронів, структури адронів тощо [14–17], є метою даного дисертаційного дослідження.

Здійснено суттєву модернізацію детекторного комплексу LHCb [9], що забезпечить виконання експерименту за кратно збільшеної світності колайдера (близько у 5 разів, $2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$), потоку реконструйованих онлайн даних (близько у 15-17 разів, 10 ГБ/с). Отже, за цих умов надійний і комплексний моніторинг, вимірювання та зберігання характеристик нового середовища, створюваного пучками ВАК в області взаємодії LHCb, є запорукою успішної реалізації найсучаснішого детектора, технологій зчитування, складних методик дослідження та отримання нових наукових відкриттів [18].

Нова система моніторингу RMS-R3 призначена для виконання незалежного моніторингу умов зіткнення пучків та фону в експерименті LHCb, і дана дисертаційна робота присвячена розробці, виготовленню та впровадженню такої системи. Прецизійне вимірювання миттєвої світності та фону набуває особливої ваги для

забезпечення стабільної роботи та безпеки детекторної установки, оскільки, наприклад, накопичена в одному протонному пучку кінетична енергія становить порядку 360–430 МДж [18, 19]. Окрім цього, ці вимірювання важливі для фізичного аналізу, зокрема для обчислення поперечних перерізів з високою точністю тощо [20].

Система моніторингу LHCb RMS-R3, є унікальною розробкою, яку було спроектовано, виготовлено та впроваджено групою науковців із ІЯД НАН України у тісній кооперації зі співробітниками найбільшої лабораторії світу із фізики високих енергій — ЦЕРН.

Мета, завдання, об'єкт та предмет наукового дослідження

I Структурно-методологічні елементи фізичного аналізу. **Мета дослідження** — це вимірювання поперечного перерізу реакції когерентного утворення J/ψ мезонів в ультрапериферичних PbPb зіткненнях при енергії 5,02 TeV в експерименті LHCb (CERN).

Завдання дослідження: 1) сформулювати робочу гіпотезу дослідження когерентного утворення J/ψ та $\psi(2S)$ мезонів, реконструйованих за парою мюонів ($J/\psi, \psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$) за допомогою детекторної установки LHCb в ультрапериферичних PbPb зіткненнях, тобто у взаємодіях двох ядер Pb при значних прицільних параметрах; 2) розробити ефективний алгоритм відбору та метод реконструкції фізичних подій когерентного утворення чармонію в ультрапериферичних зіткненнях ядер ^{208}Pb при енергії 5 TeV в умовах експерименту LHCb; 3) створити програмне забезпечення (скрипти) для обробки даних LHCb та побудови розподілів відібраних фізичних подій (інваріантної маси реконструйованих пари мюонів з протилежним електричним зарядом, розподілів ідентифікованих резонансів за поперечним імпульсом, рапідіті), обчислення поперечного перерізу та його похибок тощо; 4) виконати модельні розрахунки сигнальних процесів утворення чармонію та фонових процесів в УПЗ PbPb з використанням Монте-Карло (МК) програмного пакету STARlight; 5) апроксимувати експериментальні спектри по масі та поперечному імпульсу (за допомогою відповідних МК шаблонів) для

чармонію для обчислення виходу цих частинок; б) розрахувати поперечний переріз та порівняти результати з іншими експериментальними даними і теоретичними моделями з ґрунтовними висновками щодо важливості виконаного дослідження та перспектив його розвитку.

Об'єкт дослідження: взаємодії при надвисоких електричних та магнітних полях в ультрапериферичних зіткненнях релятивістських важких іонів.

Предмет дослідження: когерентне утворення векторних мезонів.

II Структурно-методологічні елементи експериментальної розробки.

Мета дослідження — це розробка, виготовлення та введення в дію нової системи онлайн моніторингу умов та безпеки протікання експерименту LHCb (CERN) протягом серії досліджень Run 3 (2022-2025 рр.).

Завдання дослідження: 1) розробити детальний дизайн спеціальної системи онлайн моніторингу умов зіткнення пучків та фону в експерименті LHCb, що включає сенсорні модулі та блоки зчитувальної електроніки, а також схему підключення незалежного зчитувального тракту системи у структуру контролю LHCb; 2) виготовити (зібрати, запрограмувати) і протестувати прототипні та фінальні збірки системи моніторингу RMS-R3 різними методами, включаючи на пучках заряджених частинок та рентгенівського випромінювання; 3) виконати калібрування відгуку сенсорних модулів та тестування зчитувального тракту RMS-R3 за допомогою бета-джерела в експериментальній лабораторії ЦЕРНу; 4) організувати відправлення системи моніторингу RMS-R3 до ЦЕРНу та підготувати необхідний пакет документів для митного оформлення; 5) виконати монтаж в ЦЕРНі та налаштувати інтерфейсне підключення RMS-R3 до центральної системи контролю LHCb з метою інтеграції даних RMS-R3 в базу даних LHCb та їх відображення на пульті управління експериментом LHCb в режимі реального часу; 6) випробувати повністю підключену систему RMS-R3 під час зіткнень пілотних пучків ВАК та ввести в дію; 7) забезпечити технічну підтримку, віддалений моніторинг умов зіткнення пучків та фону за допомогою системи RMS-R3 від старту набору даних Run 3, а також доведення оперативної інформації до

відповідальних осіб у колаборації LHCb.

Об'єкт дослідження: зіткнення колайдерних пучків та генерація фону, що разом формують унікальне середовище в області взаємодії експерименту.

Предмет дослідження: відтворення номінальних умов і характеристик зіткнення пучків та фону в експерименті.

Методи наукового дослідження. У роботі використано методи емпіричного та теоретичного рівня дослідження. Головний метод першого рівня, на якому ґрунтується отримання даних, — *експериментальний*, що включає елементи методики, яка реалізується на новітній ядерно-фізичній установці LHCb Upgrade I (ЦЕРН). Визначення кількісних параметрів колайдерних пучків та фону виконано *методом вимірювання* за допомогою RMS-R3, а відстеження умов протікання експерименту — *методом (онлайн) моніторингу*. Перевірка достовірності вимірних даних RMS-R3 встановлювалась шляхом *порівняння* з вимірюваннями інших систем. Також на етапах розробки системи застосовувались вузькоспеціалізовані методи, такі як: *методи комп'ютерного проектування* програмними засобами EDA³ (*electronic design automation*), або ECAD (*electronic computer-aided design*), *способів пайки та збірки комплектуючих системи*, *метод програмування мікроконтролерів* програмними інструментами STM32CubeIDE⁴, *постановки тестування (калібрування) відгуків металевих сенсорів із різними схемами підключення і за допомогою джерел випромінювання, налаштування інтерфейсних протоколів зчитувального тракту тощо*.

На другому рівні дослідження базовим методом слугував *аналіз даних*, що включає алгоритми відбору даних, оцінки фізичних величин, побудови розподілів інструментальних характеристик та встановлення залежностей між ними. *Метод Монте-Карло* застосовувався для оцінки розподілу потоків заряджених частинок поблизу області взаємодії LHCb з метою правильного вибору робочого діапазону

³Використано програмний пакет EasyEDA для розробки дизайну друкованих плат, <https://easyeda.com/>.

⁴Використано інтегроване середовище розробки програмного забезпечення для комерційних мікроконтролерів (мікропроцесорів) STM32, <https://www.st.com/en/development-tools/stm32cubeide.html>.

RMS-R3. Більше детально про суть та особливості застосування того чи іншого методу йтиметься в розділах дисертації.

Наукова новизна отриманих результатів дослідження

Уперше виконано дослідження когерентної генерації J/ψ та $\psi(2S)$ мезонів в ультрапериферичних PbPb зіткненнях при енергії в системі центра мас двох нуклонів 5,02 TeV в експерименті LHCb (CERN). Отримано важливу фізичну величину — поперечний переріз когерентного утворення J/ψ у межах форвардної рапідиті $2 < y < 4,5$, що становить $4,45 \pm 0,24 \pm 0,61$ мб, де перша похибка є статистичною, а друга — систематичною. В експерименті LHCb розроблено метод аналізу фотонно-ядерних реакцій в ультрапериферичних зіткненнях важких іонів. Ця робота збагачує унікальний напрям досліджень утворення адронів у сильних електромагнітних полях та при ультрарелятивістській енергії, досяжних на даний час лише на Великому адронному колайдері.

Із метою моніторингу умов та безпеки експерименту LHCb розроблено та впроваджено унікальну систему RMS-R3 із динамічним діапазоном від приблизно 1 Гц до 1 МГц для вимірювання частоти взаємодій пучків Великого адронного колайдера, що охоплює номінальну миттєву світність для протон-протонних зіткнень $2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ із 10-кратним запасом. Винайдено новий підхід та нові технічні рішення до конструювання надійної та суперчутливої системи, призначеної для онлайн моніторингу зіткнення пучків та фону, на основі технологій металевих сенсорів та високопрецизійних перетворювачів заряду. Досягнуто таких принципових фізико-технічних характеристик системи RMS-R3, як: фемтокулонна чутливість до зарядів у металевих сенсорах, відмінна лінійність відгуку в усьому динамічному діапазоні, висока часова стабільність відгуку, довготривале функціонування сенсорів під впливом надвисоких рівнів радіації (порядку 1 ГГр).

Теоретичне та практичне значення результатів дослідження

Диференціальний переріз $d\sigma^{\text{когер.}}/dy$ когерентного утворення векторних J/ψ мезонів у залежності від рапідиті y при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV надає можливість досліджувати на цінних експериментальних даних чутливу кінематичну область при

мало досліджених значеннях змінної Бйоркена та переданого імпульсу. Результат є важливим для тестування феноменологічних моделей, що описують такі явища, як ядерне затінення, глюонне насичення та визначення початкового стану кварково-глюонної плазми.

Створена радіаційно стійка система моніторингу умов та безпеки експерименту LHCb є перспективним прототипом новітніх систем, здатних функціонувати при надвисоких рівнях світності (радіаційного навантаження, множинності процесів) в експериментах на майбутніх колайдерах HL-LHC, FCC тощо. Моніторингова система RMS-R3 є унікальною спеціалізованою експериментальною розробкою ІЯД НАН України, що успішно застосовано в експерименті LHCb для серії досліджень Run 3 (2022-2025 рр.) на Великому адронному колайдері. Вона є результатом розвитку подібної системи, що виконувала функцію монітора флюенсу заряджених частинок Внутрішнього трека LHCb впродовж 2008-2018 рр. (Run 1 та Run 2). Система RMS-R3 (або її модульні компоненти) може бути використана для розв'язання завдань із моніторингу первинного іонізаційного випромінювання, діагностики пучків, розробки нових детекторних систем та ядерної зчитувальної електроніки тощо.

Особистий внесок здобувача

Фізичний аналіз. Формулювання ідеї та розробка методів аналізу ультрапериферичних зіткнень важких іонів в експерименті LHCb припадає на 2017 р. як наукова тема стажування автора дисертації у ЦЕРНі, що переросло у підсумку в новий напрям досліджень в межах колаборації LHCb. Результати стажування вперше продемонстрували дієвість розроблених автором методів відбору подій із малою множинністю для PbPb зіткнень при енергії в системі центра мас двох нуклонів 5,02 TeV та ефективність реконструкції J/ψ та $\psi(2S)$ мезонів через двомюонний канал розпаду із високою роздільною здатністю за масою та поперечним імпульсом. Згодом, у складі дослідницької групи LHCb Ion Physics and Fixed Target (IFT WG) автор долучився до виконання детального дослідження когерентної генерації чармонію. Автором було створено оригінальні програмні алгоритми

для селекції та ідентифікації вищезазначеного класу подій, згенеровано масив цих даних, впроваджено двостадійну методику виділення сигналу для вимірювання поперечного перерізу з використанням розподілів когерентно утворених векторних мезонів по поперчному імпульсу методом Монте-Карло генератора STARlight. Одержано фундаментальну величину — поперечний переріз когерентного утворення J/ψ мезонів, що розширив можливості для перевірки адекватних теоретичних підходів щодо опису генерації адронів. Матеріали цього дослідження було представлено автором на численних наукових зібраннях в ЦЕРНі, ІЯД НАН України, ІТФ НАН України, а також на міжнародних конференціях та на щорічних конференціях ІЯД НАН України, що посприяло удосконаленню методики аналізу та реалізації в подальшому нових досліджень за даною тематикою в експерименті ЛНСь. Особистий внесок автора в публікацію полягає в розробці методики відбору подій УПЗ, формуванні вибірки даних та виділення процесів саме когерентного утворення векторних мезонів, а також — у верифікації цих даних.

Експериментальна розробка. Нагальність та значущість створення нової та надійної системи онлайн моніторингу умов та безпеки експерименту ЛНСь були зумовлені перш за все надвисокою світністю ВАК у точці взаємодії ЛНСь IP8 (порядку $2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$). При цьому навіть найменші втрати інтенсивності пучків в області IP8 можуть приводити до порушення надпровідного стану електромагнітів, що зумовлює зниження ефективності довговартісної роботи ВАК та несе серйозні ризики пошкодження детекторних систем ЛНСь. Автор дисертації виконував відповідальну роль в організації та виконанні усіх робіт із виготовлення та впровадження системи моніторингу RMS-R3 в експерименті ЛНСь. Автор розробив спеціальний дизайн нових сенсорних модулів та удосконалив оригінальну технологію ІЯД НАН України для конструювання металевих сенсорів. Схему підключення сенсорів до високочутливих зарядових інтеграторів, розроблених в ІЯД НАН України та виконаних у форм-факторі для стандарту NIM модуля, було допрацьовано автором зі схемою розділеного аналогового (або цифрового) та загального (корпусного) заземлення, що значно поліпшило стабільність системи до

електромагнітного наведення. Автором було виконано комп'ютерне проектування монтажної схеми та змонтовано зчитувальні блоки під стандарт NIM. За участю автора було виконано програмування мікроконтролерів STM32 для роботи в режимі лічильника частоти, а також налаштування інтерфейсного підключення системи зчитування RMS-R3 до центральної системи зчитування LHCb. Здобувач виконав передбачену законодавством процедурну підготовку відправлення системи RMS-R3 до ЦЕРНу⁵. Автором було ініційовано та проведено калібрування відгуку сенсорних модулів та перевірку функціональності системи RMS-R3 в системі контролю LHCb. На основі достовірних даних RMS-R3 автором було запропоновано та обґрунтовано онлайн моніторинг та прецизійне вимірювання у центрі управління LHCb таких характеристик експериментального середовища, як миттєва світність та генерований фон (або втрати у пучків). Результати ефективної роботи системи RMS-R3 в експерименті LHCb Run 3 були виголошені автором на численних робочих і наукових засіданнях у ЦЕРНі, ІЯД НАН України, а також на міжнародних конференціях та на щорічних конференціях ІЯД НАН України. Особистий внесок автора в публікації полягає в детальній розробці дизайну усієї системи моніторингу, винайденню принципових рішень до конструювання сенсорних модулів та блоків зчитувальної електроніки RMS-R3, інтеграції системи у структуру контролю експерименту, а також розробці методів спостереження за відтвореннях номінальних умов (світності та фону) експерименту LHCb за допомогою RMS-R3.

Апробація матеріалів дисертації. Результати дослідження було виголошено автором дисертації на таких наукових конференціях (семінарах):

1. XXIX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН

⁵З метою проведення митного оформлення системи RMS-R3 в режимі експорту виконано вимоги щодо декларування системи як приладу для виявлення (детектування) потоків та флюенсу заряджених частинок (первинного іонізуючого випромінювання) та щодо попередньої ідентифікації зазначеного товару. ІЯД НАН України є повноцінним членом колаборації LHCb (CERN). RMS-R3 було виготовлено в ІЯД НАН України на базі наявних матеріалів та комплектуючих. RMS-R3 призначена виключно для виконання експериментальної науково-дослідної програми на ВАК.

- України, Київ, 26 – 30 вересня 2022 (відеоконференція), усна доповідь “Перші результати роботи системи RMS-R3 в експерименті LHCb”. URL: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2022/index.html.
2. The XLI International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2022), Bologna, Italy, 6-13 July 2022, talk “LHCb beam monitoring and safety systems” (H. Stevens on behalf of the LHCb collaboration (R Aaij, . . . , V. Dobishuk et al.). URL: <https://agenda.infn.it/event/28874/contributions/169086/>.
 3. XXVIII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, 27 вересня – 1 жовтня 2021 (відеоконференція), усна доповідь “Розробка монітора інтенсивності зіткнень при роботі мікромішені у гало пучка на основі сегментованих фольгових сенсорів”. URL: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2021/index.html.
 4. The 5th International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP2021), Vancouver, Canada, 24 – 28 May 2021 (virtual), poster presentation “LHCb RMS-R3, new radiation hard system for on-line monitoring of beam and background conditions in Run 3.” URL: <https://tipp2021.triumf.ca/>.
 5. XIX конференція з фізики високих енергій і ядерної фізики, Харків, 23 – 26 березня 2021 (відеоконференція), усна доповідь “Нова радіаційно стійка моніторингова система RMS-R3 для відстеження пучків та фону в модернізованому експерименті LHCb.” URL: <https://www.kipt.kharkov.ua/conferences/ihcpnp/2021/>.
 6. The 9th International Beam Instrumentation Conference, Santos, Brazil, 14 – 18 Sep 2020 (remote), poster presentation “RMS-R3 – Radiation Hard System for Beam, Background and Luminosity Monitoring at the Upgraded LHCb Experiment.” URL: <https://indico.jacow.org/event/34/>.

7. XXVII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, 21 – 25 вересня 2020, усна доповідь “Впровадження системи радіаційного моніторингу RMS-R3 для онлайн контролю умов протікання оновленого експерименту LHCb (CERN) протягом 2021-2024 рр. ”. URL: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2020/index.html.
8. The 7th French-Ukrainian workshop on the instrumentation developments for High Energy Physics, Orsay, France, 2 – 4 Oct 2019, talk “Test results of prototype detectors for the LHCb Upgraded Radiation Monitoring System RMS-R3”. URL: <http://wpsist.lal.in2p3.fr/frenchukrainianworkshop2019/>.
9. International Conference “New Trends in High-Energy Physics”, Odesa, 12 – 18 May 2019, talk “ J/ψ production in Pb-Pb ultra-peripheral collisions at 5 TeV.” URL: <https://cds.cern.ch/record/2675052>.
10. XXVI щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, 8 – 12 квітня 2019, усна доповідь “Генерація J/ψ мезонів в ультрапериферичних $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ TeV}$ в експерименті LHCb”. URL: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2019/index.html.
11. XXV щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, 16 – 20 квітня 2018, усна доповідь “Вимірювання утворення J/ψ та $\psi(2S)$ мезонів в ультрапериферичних Pb-Pb зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ TeV}$ ”. URL: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2018/index.html.
12. International Conference “CERN-Ukraine co-operation: current state and prospects”, Kharkiv, 15 – 17 May 2018, talk “ J/ψ production in Pb-Pb ultra-peripheral collisions at 5 TeV in the LHCb experiment.” URL: <http://cern-ua.isma.kharkov.ua/>.

Також матеріали дослідження були представлені здобувачем на регулярних

наукових семінарах відділу фізики високих енергій ІЯД НАН України та засіданнях робочих груп в межах організації LHCb, таких як IFT WG (LHCb Ion Physics and Fixed Target WG) із дослідження фізики важких ядер та фісованої мішені та Luminosity WG із моніторингу умов зіткнення пучків, фону та світності. За підсумками проведеного віддаленого онлайн моніторингу та ретельного офлайн (постопераційного) аналізу даних RMS-R3 від початку серії вимірів Run 3 автором було представлено основні результати роботи системи RMS-R3 на численних нарадах із оперативного контролю та планування роботи експерименту LHCb (LHCb Run meeting).

Публікації. Усього за темою дисертації опубліковано 16 робіт, з-поміж яких: 3 — це статті у реферованих періодичних наукових виданнях, проіндексованих у наукометричній базі даних Scopus (два — Q2 та одне — Q4); 1 — це робота конференції у реферованому науковому виданні, проіндексованому в наукометричній базі даних Scopus (Q4); 12 — це тези/презентації доповідей на наукових конференціях. Повний перелік публікацій наведений у додатку 1 до дисертації. Усі публікації було виконано у співавторстві, а особистий внесок здобувача відзначено вище у тексті.

Структура та обсяг дисертації.

Дисертація складається зі вступу, п'яти розділів, висновків (разом — основна частина), списку використаних джерел зі 180 бібліографічних посилань (на 27 стор.), подяки, чотирьох додатків, 41 рисунків та 11 таблиць. Загальний обсяг дисертації становить 225 стор., в тому числі основна частина — 155 стор.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами. Дисертаційне дослідження виконано в межах (за рахунок) таких держбюджетних програм (тем) та грантових проєктів ВФВЕ ІЯД НАН України, виконавцем/відповідальним виконавцем яких був здобувач:

1. Цільової програми наукових досліджень НАН України “Фундаментальні дослідження з фізики високих енергій та ядерної фізики (міжнародна спів-

праця)” на 2018 – 2020 рр. (ІЯД НАН України, наук. керівн. член-кор. НАН України В.М. Пугач, № 0118U006182, № 0219U000522, № 0220U000156).

2. Тематичного плану науково-дослідних робіт ІЯД НАН України у 2017 – 2021 рр. за відомчою тематикою НАН України КПКВК 6541030, фундаментальні дослідження, тема “Властивості взаємодій при високих температурах та густинах ядерної матерії” (ІЯД НАН України, наук. керівн. член-кор. НАН України В.М. Пугач, № 0116U002883, № 0222U004075, № 0222U004099, № 0222U004098).
3. Тематичного плану науково-дослідних робіт ІЯД НАН України у 2022 – 2026 рр. за відомчою тематикою НАН України КПКВК 6541030, фундаментальні дослідження, тема “Адронізація кваркових станів в ядро-ядерних зіткненнях на Великому адронному колайдері при енергіях до 14 ТеВ” (ІЯД НАН України, наук. керівн. член-кор. НАН України В.М. Пугач, № 0121U110762).
4. (частково) Грантової підтримки НФДУ, проєкт 2020.02/0257 із виконання наукових досліджень і розробок у 2020 – 2021 рр. (ІЯД НАН України, наук. керівн. член-кор. НАН України В.М. Пугач, № 0120U105298, № 0121U112548, № 0221U100363, № 0222U000251, № 0222U000252).
5. (частково) Грантової підтримки ЄС, УНТЦ проєкт Р9903 у 2018 – 2020 рр. (ІЯД НАН України, наук. керівн. член-кор. НАН України В.М. Пугач).

Повний список неопублікованих документів (звітів про виконання НДР, технічних звітів), в яких додатково представлені проміжні результати та матеріали дисертаційного дослідження, наведено у додатку 2 до дисертації.

РОЗДІЛ 1. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИЙ КОМПЛЕКС LHCb UPGRADE I: КЛЮЧОВІ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНІ АСПЕКТИ

1.1 Огляд детекторної установки

Передові дослідження в галузі фізики адронів з важким ароматом на сучасному *Великому адронному колайдері* (далі — ВАК), що належить міжнародній лабораторії із фізики елементарних частинок — ЦЕРН (Женева, Швейцарія), виконують в експерименті світового класу — LHCb. Історія його створення бере початок ще в 90-х, а прототипом установки був експеримент HERA-B (DESY, Гамбург, Німеччина) [21, 22].

Експеримент LHCb має топологічну особливість — він одноплечовий форвардний спектрометр, що охоплює кінематичний інтервал по псевдорapidіті $\eta \in (2; 5)$ або кутову апертуру (10 мрад; 250 мрад), $(0,573^\circ; 14,324^\circ)$ відповідно, по вертикалі та (10 рад; 300 мрад), $(0,573^\circ; 17,189^\circ)$ відповідно, по горизонталі в лабораторній системі координат (рисунок 1.1). Такий дизайн передовсім зумовлений фізичною мотивацією виміряти тонкі ефекти порушення CP симетрії у кварковому секторі під час форвардного утворення частинок, що містять важкі c - та b -кварки, що необхідно для апробації формалізмів у теорії Стандартної моделі (далі — СМ). Найбільш прецизійні на нинішній час вимірювання деяких чутливих параметрів механізму Кабіббо-Кабаяші-Маскава (далі — СКМ-механізму) в рамках СМ було отримано колаборацією LHCb на основі даних двох серій вимірів ВАК Run 1 (2010–2012) та Run 2 (2015–2018), проте вони все ще мають недостатню статистичну значимість для селекції адекватних теоретичних моделей [9, 23].

Протягом нових кампаній із набору даних Run 3 та Run 4, що триватимуть за нинішнім графіком до 2032 р. включно, окрім виконання основної програми досліджень, зазначеної вище, експеримент LHCb націлений на прецизійні вимірювання

розпадів b -адронів у лептонному секторі, на розвиток досліджень рідкісних розпадів (у рамках електрослабкої, екзотичної фізики адронів, КХД) та на пошук нової фізики (фізики поза СМ) тощо [23, 24].

Фізично обґрунтована постановка ядерно-фізичного експерименту LHCb із кращою чутливістю і точністю ставить складні технічні та технологічні виклики перед ним. На рисунку 1.1 схематично зображено структуру (у боковому перерізі, як для спостерігача, що дивиться, немовби з балкона) детекторного комплексу LHCb після переобладнання. Модернізація позначилася на всіх функціональних складових LHCb: трековій системі (*particle tracking system, PTR*), системі ідентифікації частинок (*particle identification system, PID*) та агрегованій системі обробки даних (*data processing system, DPR*). Коротко представимо їхнє призначення та комплектацію.

Трекова система в цілому локалізує положення (просторові координати) точок траєкторії заряджених частинок та забезпечує вимірювання імпульсного спектра частинок після реконструкції цих траєкторій. Які складові трекової системи в LHCb? По-перше, це — багатомодульна координатно-прецизійна станція із гібридних кремнієвих мікропксельних детекторів на основі сімейства мікрочипів Timerix3 (у модифікації VeloPix), що носить назву Вершинний детектор (VELO) [9, 25]. Вершинний детектор має особливість у тому, що він складається із двох рухомих частин (половин), що у номінальному положенні наближені до вісі пучків ВАК усього-на-всього на 3,5 мм⁶. Перед дипольним електромагнітом (Magnet) розміщені широкоапертурні прецизійні станції із кремнієвих мікростріпових детекторів, що називаються Верхнім трекером (UT) [9, 26]. Відразу за магнітом розташовані широкоапертурні та прецизійні станції зі сцинтиляційного мікроволоконна, що зветься Сцинтиляційно-оптоволоконним трекером (SciFi) [9, 26].

Система ідентифікації частинок реєструє певний вид частинок та забезпечує

⁶Якщо точніше, то мова йде про просвіт (радіальну відстань) між “крайньою” поверхнею радіочастотного кожуха, що захищає VELO півстанцію, та номінальною віссю пучків. Найближчі до вісі пучків сенсорні модулі розташовано на відстані 5,1 мм у номінальному положенні [9].

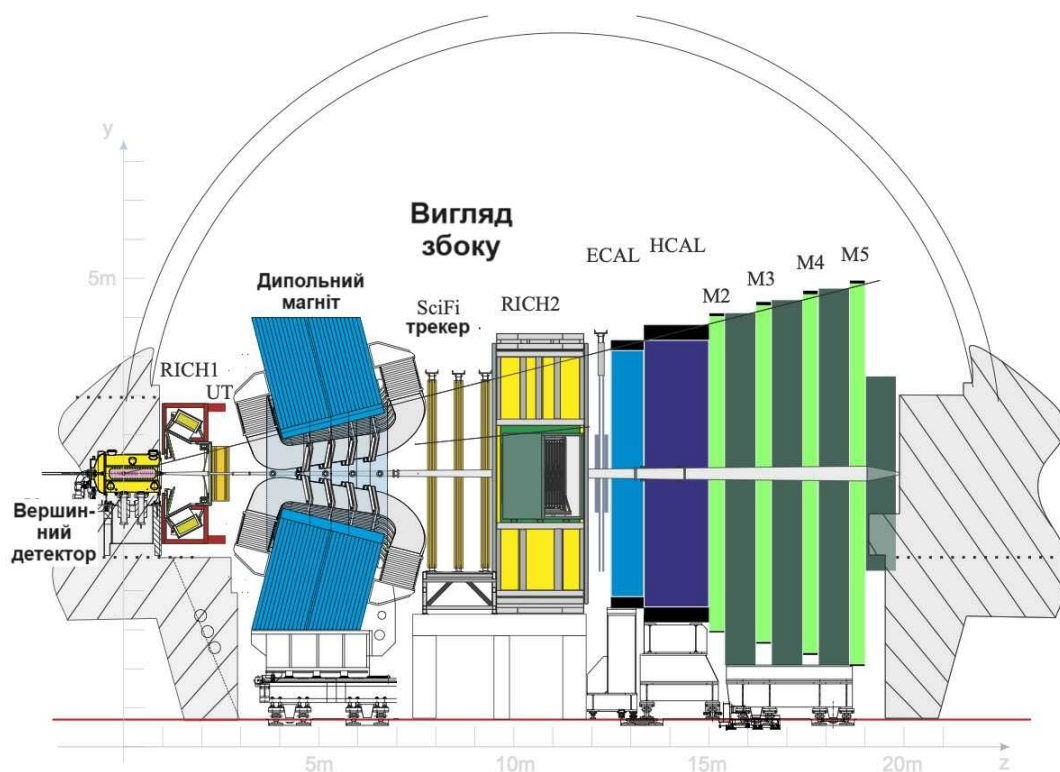


Рис. 1.1: Схема детекторного комплексу ЛНСб після модернізації (від 2019-го). Короткий опис до кожної із систем подано в тексті. Додатній напрямок системи координат в ЛНСб (форвардну кутову апертуру) задано зліва направо (напрямок руху пучка 1) віссю z , знизу вгору віссю y та в площину рисунка віссю x . Використано копію з [9].

вимірювання енергетичного спектра частинок. До неї входять два черенковських детектора з кільцевою візуалізацією заряджених адронів (піонів, каонів, протонів) (RICH1 та RICH2), що використовують у якості випромінювача газу C_4F_{10} і CF_4 [9, 27]. Після RICH2 розміщуються два калориметри, що мають масивну сегментовану структуру із детекторних комірок, що складаються із поглиначів та сцинтиляторів, що повторюються з певною кратністю для досягнення необхідної радіаційної довжини⁷ (пробігу частинки), оптоволоконних перетворювачів довжини хвилі та фотоелектронного помножувача. Перший — електромагнітний калориметр (ECAL) — забезпечує ідентифікацію електронів та фотонів із оптимальною енергетичною роздільною здатністю [9, 28], що враховує повне поглинання іонізаційно-радіаційної зливи від високоенергетичних частинок. Другий — адронний калориметр (HCAL) — забезпечує ідентифікацію адронів (піонів, протонів, нейтронів) із оптимальною енергетичною роздільною здатністю [9, 28], що враховує часткове поглинання іонізаційно-радіаційної зливи від високоенергетичних частинок. Далі за калориметрами розміщуються мюонні станції (M2, M3, M4, M5) із багатодротинкових пропорційних камер, що чергуються із залізним фізичним захистом, та які забезпечують реєстрацію мюонів (мюонна система) [9, 27].

Загальна система обробки даних виконує комплексну функцію онлайн та офлайн перетворення вимірних інструментальних параметрів у спостережувані фізичні величини, відбору та збереження передовсім важливих фізичних даних у зручному форматі. У процесі переміщення магістральними лініями величезний потік даних проходить на кожному етапі комплексну обробку рядом незалежних, але взаємопов'язаних систем. До них відносяться: онлайн системи (DAQ, TFC, ECS), тригерна система (HLT1 та HLT2) із функцією аналізу в режимі квазіреального часу (RTA), програмні середовища (продукти) (Gauss, Gaussiono, Boole,

⁷За визначенням радіаційна довжина матеріалу X_0 — це середня відстань (y см), на якій високоенергетичний електрон втрачає $y e$ ($\approx 2,718$) разів свою енергію через гальмівне випромінювання, ін. сл., зберігає лише приблизно третину ($1/e \approx 0,368$ частку) від початкової енергії. Числові значення X_0 для понад 350 матеріалів можна отримати на офіційному вебсайті колаборації PDG: <https://pdg.lbl.gov/2023/AtomicNuclearProperties/index.html>.

Allen, Moore, DaVinci), моделі транспортного обчислення (Turbo, TurCal, FULL) і система розподіленого обчислення (DIRAC). Сукупно вони формують систему DPR та забезпечують її функціонування [9].

Завдяки повністю програмній тригерній системі досягається більша пропускна здатність потоку даних в LHCb Upgrade I. Тисячі адаптивних та програмованих тригерних ліній забезпечують зчитування, ідентифікацію, селекцію та реконструкцію вибраних фізичних подій у реальному часі при частоті 30 МГц⁸. Окрім цього, збільшується чутливість відбору рідкісних розпадів B і D мезонів через лептонні, напівлептонні та адронні канали, а також чутливість пошуку нових частинок (процесів). Таким чином, це дасть можливість LHCb працювати в нових умовах із рекордною енергією протонно-протонних зіткнень в с.ц.м. до 14 TeV та із вищою миттєвою світністю до $2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а також накопичити в цілому протягом наступних 10 років (Run 3 та Run 4) щонайменше 50 фб^{-1} фізичних даних, в порівнянні з 9 фб^{-1} , отриманими за попередні періоди (Run 1 та Run 2) [9].

1.2 Архітектура електроніки

Принципово нова, сучасна та амбітна логіка побудови архітектури електроніки LHCb полягає в тому, що *всі(!)* дані, виміряні від кожного перетину пучків, що відбуваються із частотою 40 МГц, передаються потоком до обчислювальної ферми конструктора подій (дослівно, *event-builder nodes*). Отже, первинний потік даних не генерується та не формується апаратними тригерами, а фільтрація даних проходить на рівні програмованих тригерів безпосередньо в обчислювальному кластері.

На рисунку 1.2 зображена блок-схема загального тракту електроніки, де окремими геометричними об'єктами позначено головні функціональні компоненти, а стрілками — напрямки потоку даних та інструкцій між ними. Для прикладу, такий тракт має полосу пропускання сумарного обсягу даних, що їх генерує увесь

⁸Вона відповідає тій частоті генерації подій, які потрапляють в аксептанс LHCb (спостережувані події).

ЛНС'б, порядку 32 ТБ/с!

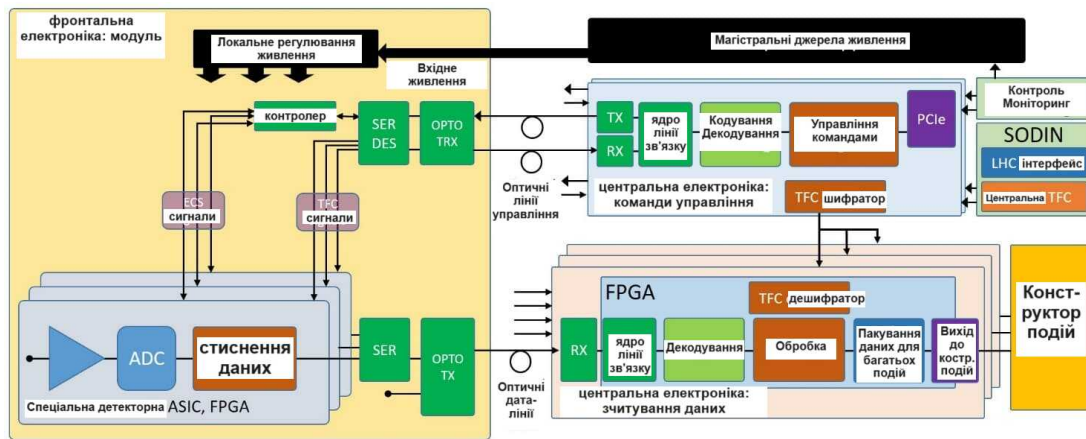


Рис. 1.2: Центральна архітектура електроніки в ЛНС'б для Run 3. Пояснення абревіатур у тексті. Використано адаптовану копію з [29].

За розміщенням складових тракт у цілому нагадує класичну схему, в якій модулі фронтальної електроніки (FEE, *front-end electronics*) розміщуються на або поряд із детекторними модулями в радіаційних умовах експериментального майданчика, а модулі центральної електроніки (BEE, *back-end electronics*) — в центрі обробки даних та/або в центрі управління експериментом, де радіаційна обстановка є безпечною. Також для модернізації ЛНС'б було ефективно застосовано уніфіковані зчитувальні модулі та інтерфейсні плати, розроблені в ЦЕРНі, зокрема для створення радіаційно стійких оптичних ліній.

За призначенням компоненти електроніки забезпечують функціонування трьох незалежних систем: накопичення даних (DAQ, *data aquisition*), синхронізації та управління швидкими сигналами (TFC, *timing and fast control*), а також контролю за експериментом (ECS, *experiment control system*). Детально про кожну із онлайн систем можна дізнатися в праці про модернізацію ЛНС'б [9]. Далі у розділі лаконічно подано лише деякі особливості.

Система накопичення даних ЛНС'б має окремо виділені зчитувальні модулі FEE, що підсилюють, формують та оцифровують аналогові сигнали з мільйонів каналів детекторів. Вибір технології зчитування (спеціальна ASIC, *application-specific integrated circuit*, чи комерційна FPGA, *field-programmable gate array*) для

кожного детектора може бути свій, і при цьому враховується продуктивність, радіаційна стійкість, вартість тощо. Важливо, щоб це рішення забезпечувало ефективну часову роздільну здатність, тобто менше ніж 25 нс при очікуваному скупченню подій на один перетин згустків пучків⁹. Окремі широкосмугові односторонні (симплексні) дата-лінії розгорнуто на базі гігабітних прийомопередавачів GBTx, *gigabit transceiver* (ASIC-мікросхем з функцією серіалізатора/десеріалізатора), універсальних здвоєних передавачів VTTx, *versatile twin transmitter* (оптико-електронних перетворювачів) та оптичних ліній завдовжки ≈ 300 м. Швидкість передачі даних через одну таку оптоволоконну лінію сягає 4,8 Гб/с. Модулі ВЕЕ декодують, попередньо обробляють та форматують первинні дані для передавання до конструктора подій.

Система синхронізації та швидких команд, або TFC, володіє майстер-функціями по відношенню до усієї електроніки: контроль та розподіл між модульними платами DAQ годинників, частоти зчитувань та швидких команд для налаштування; дескриптація подій; фрагментування обчислювальних потужностей під потреби субдетекторних систем; часова синхронізація фронтальної електроніки; аналіз статистики набору даних тощо. Одне з найголовніших завдань полягає в точному встановленні (синхронізуванні) усієї електроніки DAQ з базовим (головним) годинником ВАК з частотою 40 МГц відповідно до часової структури пучків. Це означає, що до кожної події можна прив'язати часову мітку в певному сенсорі та синхронізувати процес зчитування між усіма сенсорами в часовому вікні 25 нс. Далі важливо забезпечити синхронізовану передачу подій через увесь зчитувальний тракт та їх обробку.

Система контролю ЛНСь, або ECS, — це інтегральний інтерфейс в експериментальному середовищі ЛНСь, що має високо розподілену деревовидну структуру та надає можливість операторові взаємодіяти із усім обладнанням та програмним забезпеченням. До переліку основних функцій входить: віддалене налаштування

⁹У серії вимірювань Run 3 очікується, що номінальна кількість подій на один перетин згустків пучків (*beam bunch crossing*) становитиме близько 5. У розділі 3 більш детально пояснено значення цього параметра.

модулів FEE та BEE; повільний контроль робочих параметрів електроніки (сенсорів), таких як висока та низька напруга, температура, тиск тощо; моніторинг та управління DAQ та HLT. ECS та TFC використовують спільні відокремлені двосторонні оптичні лінії, що дозволяє чітко розмежувати завдання й ресурси між ними та DAQ.

1.3 Конфігурації зіткнень та моніторинг умов їх набору

Ядерно-фізичні дослідження в LHCb проводять з різними ядрами у колайдерному режимі та на фіксованій мішені. Це є унікальною особливістю експерименту LHCb, що став першопрохідцем у реалізації такої складної методики на ВАК, коли дві схеми вимірювання застосовують одночасно на одній експериментальній базі та без суттєвого впливу на роботу інших експериментів. У таблицях 1.1 і 1.2 узагальнено усі види бінарних реакцій, для яких детекторним комплексом LHCb було накопичено відповідні дані з 2011 року по 2023 рік включно.

Нова система внутрішньої газової мішені, SMOG2, яку було успішно випробувано та впроваджено в LHCb для серії вимірів Run 3, функціонує за принципом тонкої накопичувальної комірки, що локалізує у своєму номінальному положенні циліндричну область простору навколо вісі пучка колайдера, об'ємом приблизно $78,5 \text{ мм}^2 \times 200 \text{ мм}$, на віддалі близько 400 мм ¹⁰ від номінальної точки взаємодії LHCb IP8 [31]. Можливість просторового розділення первинних вершин від різних конфігурацій зіткнень відіграє ключову роль у комбінованому застосуванні колайдерних пучків. Система SMOG2 дозволяє інжектувати різні види газу, а саме: He, Ne, Ar, Kr, Xe, Ar, H₂, D₂, N₂, O₂, — та досягти миттєвої світності у системі “протонний промінь-мішень” порядку $10^{31} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, що за оцінками, наприклад, покращить вихід реконструюваних подій із генерації чарівних мезонів

¹⁰Це приблизна відстань від центра циліндричноподібної комірки до LHCb IP8. Перші результати Run 3 із реконструкції подій в LHCb для зіткнень пучка протонів із фіксованою мішенню виявили, що максимальне значення розподілу густини інжектованого газу по повздовжній координаті (проекції) для таких взаємодій при $z = 441 \text{ мм}$ [30].

на три порядки величини в порівнянні з попередньою системою SMOG [32].

Енергія в с.ц.м. на нуклонно-нуклонне зіткнення ($\sqrt{s_{NN}}$) виражається через змінну Манделштама s ¹¹. Для колайдерних експериментів енергію центра мас на нуклонно-нуклонну систему для різних конфігурацій зіткнень пучків можна розрахувати, якщо відомо енергію пучка на заряд (E, Z TeV): для pp , як $\sqrt{s_{NN}} = 2E$; для $p-\frac{A}{Z}X$, як $\sqrt{s_{NN}} = 2E\sqrt{Z/A}$; для $\frac{A}{Z}X-\frac{A}{Z}X$, як $\sqrt{s_{NN}} = 2E \cdot Z/A$; для $\frac{A_1}{Z_1}X-\frac{A_2}{Z_2}Y$, як $\sqrt{s_{NN}} = 2E\sqrt{Z_1/A_1 \cdot Z_2/A_2}$. Для режиму фіксованої мішені маємо таку наближену формулу¹²: для зіткнень пучка протонів із мішенню $p-\frac{A}{Z}X$, як $\sqrt{s_{NN}} \approx \sqrt{2Em_{миш.,N}}$, а зіткнень пучка важких ядер із мішенню $\frac{A_1}{Z_1}X-\frac{A_2}{Z_2}Y$, як $\sqrt{s_{NN}} \approx \sqrt{2E \cdot Z_1/A_1 \cdot m_{миш.,N}}$.

Поєднанням колайдерного методу та методу фіксованої мішені в ЛНСь досліджуються властивості (явища) ядерної речовини на різних енергетичних шкалах (сотні гігаелектрон-вольт та десятки тераелектрон-вольт) та в різних нуклонних системах. На рисунку 1.3 зображено характерні кінематичні області роботи найбільших експериментів на ВАК та HERA у термінах змінної x та Q^2 . Більше про фізичне обґрунтування необхідності сканування кінематичної діаграми $x-Q^2$ йтиме мова у розділі 1.5.

1.4 Фізичні проблеми та технологічні виклики досліджень

У ядерній фізиці симетрія об'єкта (елементарної частинки) або системи (частинок) відіграє надважливе значення у виявленні їхніх властивостей та (законах збе-

¹¹За визначенням змінна Манделштама описує s -канал реакції взаємодії двох частинок та є Лоренц-інваріантною: $s = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2$, де $\mathbf{p}_1 = (E_1, \vec{p}_1)$ та $\mathbf{p}_2 = (E_2, \vec{p}_2)$ — 4-імпульси однієї та другої частинок, чії енергії E_1 і E_2 та імпульси \vec{p}_1 і \vec{p}_2 вимірюються в лабораторній системі відліку. Враховуючи, що с.ц.м. — це інерціальна система відліку, в якій $\vec{p}_{ц.м.} = 0$, тобто $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$, маємо, що в с.ц.м. $s = (E_1 + E_2)^2 = E_{повн., ц.м.}^2$. Отже, енергія в системі центра мас для бінарних зіткнень частинок визначається через інваріантну величину s , як $E_{ц.м.} = E_{повн., ц.м.} = \sqrt{s}$. Щоб проводити порівняння реакцій для різних конфігурацій зіткнень розраховується енергія центра мас на нуклонно-нуклонну систему

$$E_{ц.м., NN} = \sqrt{s_{NN}} = \sqrt{m_{1,N}^2 + m_{2,N}^2 + 2E_{1,N}E_{2,N} - 2\vec{p}_{1,N}\vec{p}_{2,N}}$$

¹² $\sqrt{s_{NN}} = \sqrt{m_{1,N}^2 + m_{2,N}^2 + 2E_{1,N}m_{2,N}} = \sqrt{2E_{1,N}m_{2,N} \cdot (1 + [m_{1,N}^2 + m_{2,N}^2]/[2E_{1,N}m_{2,N}])} \approx \sqrt{2E_{1,N}m_{2,N} \cdot (1 + m_{1(2),N}/E_{1,N})}$ при $p_{2,N} = 0$ та $E_{2,N} = m_{2,N}$. Якщо $E_{1,N} \gg m_{1(2),N}$, то $\sqrt{s_{NN}} \approx \sqrt{2E_{1,N}m_{2,N}}$

Табл. 1.1: Програма досліджень ЛНС у конфігурації із колайдерними пучками протонів та/або важких ядер в ЛНСь — колайдерний режим в ЛНСь (станом на 2023 р.).

Колойдерний режим			
Конфігур.	E, Z TeV	Енергія $\sqrt{s_{NN}}$, TeV	Рік
pp	1,38	2,76	2013
	2,51	5,02	2015, 2017
	2,68	5,36	2024
	3,5	7	2011
	4	8	2012
	6,5	13	2015-2018
	6,8	13,6	2022-2025
	7	14	2024-2025❖
pPb*	4	5,02	2013, 2016
	6,5	8,16	2016
XeXe☆	6,5	5,44	2017
PbPb*	3,5	2,76	2010◆
	6,37	5,02	2015, 2018
	6,8	5,36	2023
❖Можливо, Run 3 вкл. зіткнення при макс. проєктній енергії ВАК.			
*Використовувався стабільний ізотоп $^{208}_{82}\text{Pb}$.			
☆Використовувався стабільний ізотоп $^{129}_{54}\text{Xe}$.			
◆ЛНСь не брав участь у наборі даних у ц. р.			

Табл. 1.2: Розширена і доповнена програма досліджень ЛНС у конфігурації із колайдерними пучками протонів або важкими ядрами та фіксованою газовою мішенню в ЛНСб — режим фіксованої мішені в ЛНСб (станом на 2023 р.).

Режим фіксованої мішені			
Конфігур. зіткнення	Енергія $\sqrt{s_{NN}}$, GeV	Рік	Газова мішень
pHe	110	2015, 2016	SMOG
	86,6	2016	SMOG
	113	2022	SMOG2
pNe	110	2015, 2017	SMOG
	68,6	2017	SMOG
pAr	110	2015	SMOG
	68,6	2015	SMOG
	113	2022	SMOG2
pH ₂	113	2022	SMOG2
PbAr	68,6	2015	SMOG
	70,9	2023	SMOG2
PbNe	68,6	2018	SMOG

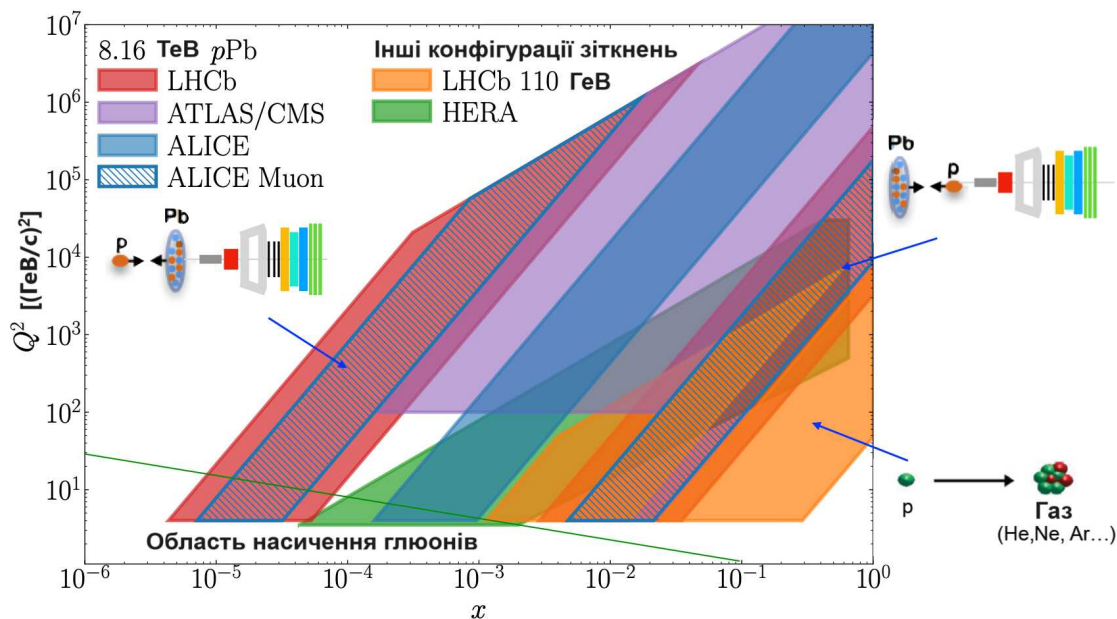


Рис. 1.3: Діаграма кінематичного охоплення для двох режимів (колайдерного та фіксованої мішені) в LHCb у залежності від змінних x та Q^2 , на яку накладено для порівняння відповідні діаграми для колайдерних режимів ATLAS, CMS, ALICE та експериментів на HERA. Адаптовану копію рисунка взято з [32, 33].

реження кількісних) характеристик. Як проявляється симетрія фізичного об'єкта? Коли стан (характеристика) об'єкта не піддається змінам, тобто зберігається, при певному перетворенні, то вважають, що об'єкт характеризується симетрією відносно такого перетворення.

Відома проблема у фізиці високих енергій та астрофізиці як асиметрія речовини та антиречовини, що проявляється на масштабі атома та на масштабі Всесвіту, ховає до цього часу ключ від загадки про виникнення та еволюцію Всесвіту. Здавалося б, що настільки різні системи як елементарна частинка, що складається з кількох кварків та глюонів, та Всесвіт, що вміщує сотні мільярдів галактик, можуть унаслідувати спільного у своїх властивостях? Відповідь — властивості симетрії!

Експериментальні дослідження кваркової системи В-мезонів в LHCb є одними із найпрецизійніших серед існуючих В-фабрик, що є свого роду візитівкою у галузі. Головна мотивація в LHCb полягає у вивченні природи симетрії частинка-

античастинка та пошуку нової фізики.

Існують внутрішні симетрії частинок: інверсія просторових координат $r \rightarrow -r$ (P-перетворення), обернення часу $t \rightarrow -t$ (T-перетворення) та зарядового спряження — заміни частинок античастинками (C-перетворення). Довгий час вважалося, що такі перетворення зберігають стан частинки. Як виявилось, внутрішні характеристики (парності) частинок не завжди зберігаються!

Як відомо, СРТ-теорема стверджує те, що в рамках релятивістично інваріантної квантової теорії поля зі звичайним зв'язком між спіном частинок та їх статистикою існує симетрія відносно одночасного перетворення трьох вище зазначених перетворень (СРТ-інваріантність) [1].

Дослідження актуальної проблеми порушення CP-комбінованої симетрії є пріоритетною ціллю в експерименті LHCb, водночас напрямки досліджень рідкісних розпадів, пошуку нових кваркових станів тощо активно розвиваються.

Очікувані результати. Оцінки вибраних спостережуваних величин, чутливих до виявлення відхилень від SM у розпадах b -, c - та s -адронів, показали можливість кратного покращення точності їхнього визначення, лише враховуючи нову та більш ефективну методику відбору та реконструкції фізичних подій у реальному часі із використанням повністю програмної тригерної системи LHCb [23, 24, 34]. У згаданих працях також засвідчено значний потенціал для розширення традиційних та започаткування нових напрямків фізичних досліджень в LHCb [23]. У наступному підрозділі автором стисло розглянуто показові, на його думку, результати окремих досліджень.

Технологічні прориви. Очікувані фізичні результати в експерименті LHCb [23, 24, 32] ґрунтуються на проєктованих технічних (реперних) параметрах роботи як колайдера, так і детекторної установки [9]. Одним із ключових параметрів є номінальна миттєва світність колайдера. Саме поетапне зростання миттєвої світності до $5 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, номінальної світності¹³ для фази High Luminosity LHC

¹³Номінальна проєктна світність ВАК становить $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. За нинішньою програмою планується, що модернізація ВАК до HL-LHC розпочнеться у 2026 році (Long Shutdown 3, LS3), а генерація світності — з 2029

(HL-LHC), закладено в планах модернізації ВАК та його експериментів для максимальної реалізації наукового потенціалу до 2041 року в межах оновленої Європейської стратегії із фізики частинок [36, 37].

Нинішня модернізація LHCb є своєрідною підготовкою та перевіркою нових апаратних та програмних реалізацій до роботи під час майбутньої фази HL-LHC.

1.5 Основні вибрані результати вимірювань LHCb

Передові світові дослідження у фізиці високих енергій виявляються за прецизійністю та новизною отриманих результатів — фізичних величин та констант, а за цими результатами стоїть зокрема ефективність детекторної установки та спроможність колаборації. Розглянено лише декілька знакових експериментальних вимірювань LHCb, що засвідчують якість та проривність роботи колаборації. У наступному розділі окремо зупинимося на дослідженні ексклюзивного утворення чармонію в ультрапериферичних зіткненнях PbPb при енергії в с.ц.м. 5 TeV, для якого автор виконав частину аналізу даних.

Розпади c - та b -адронів із порушенням CP симетрії

Пряме порушення CP-комбінованої парності є експериментально встановленим зі статистичною значимістю понад 5σ у багатьох процесах розпаду нейтральних K^0 , D^0 мезонів та заряджених і нейтральних B^0 мезонів. У вказаних роботах можна детально ознайомитися із відповідними вимірюваннями в експериментах BaBar (SLAC, США) [38—40] та Belle (КЕК, Японія) [41—43], в експерименті LHCb (ЦЕРН, Швейцарія) [44—46]. Однак, у той же час, проблема невідповідності зі SM досі не розв’язана, і більше того, природа (джерело) баріонної асиметрії у великомаштабному просторі Всесвіту незрозуміла(е).

На сьогодні експерименти ВАК ATLAS, CMS та LHCb відіграють знакову роль у дослідженнях CP-комбінованого порушення симетрії складових речови-

року із планами виходу на абсолютне значення миттєвої світності приблизно $7,5 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ до завершення ресурсного циклу ВАК у 2041 році. Перехідна фаза HL-LHC розглядається як невід’ємний етап підготовки майбутнього 100 TeV-ного суперколайдера FCC [35].

ни на фемтометровій шкалі, а особливо у рідкісних розпадах адронів із важкими ароматами. Рідкісні процеси зі зміною ароматів або із порушенням баріонного (лептонного) числа є сильно пригніченими за розрахунками в СМ, проте вони залишаються на думку наукової спільноти чутливими до досі не відомих механізмів баріонної асиметрії речовини, що уже традиційно відносять до розширення СМ¹⁴.

Опис фізичного процесу

Процеси, в яких спостерігається явище незбереження СР симетрії, можна розділити на три категорії: порушення СР у розпадах заряджених мезонів та баріонів, порушення СР при змішуванні нейтральних мезонів та порушення СР при інтерференції розпаду та змішування нейтральних мезонів.

Найважливіші вибрані результати

Експериментально спостережено, що мезони можуть осцилювати між власними станами частинок та античастинок із частотою, яка визначається різницею мас між власними станами важкої і легкої маси, як наприклад, (B_s^0) та (\bar{B}_s^0) мезони, що складаються із красивого (b) і дивного (s) кварків. У LHCb було найточніше виміряно частоти змішування $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ та $\bar{B}_s^0 \rightarrow B_s^0 \pi^+$ [47].

Пошук та спектроскопія адронів

Ще однією сильною стороною LHCb є дослідження спектрів адронів в області масового спектру умовно від $1,865 \text{ GeV}/c^2$ (D^0) до проміжного $10,579 \text{ GeV}/c^2$ ($\Upsilon(4S)$) і далі по шкалі, що охоплює можливі комбінації з двох, трьох і більше кварків, що включають принаймі один b або c кварк. У цьому сенсі ВАК є потужною адронною фабрикою, а LHCb — прецизійним спектрометром із роздільною здатністю по масі приблизно до одного десятка MeV (відповідає $\approx 0,1\%$).

Класичними вже стали вимірювання перерізів утворення чармонію, таких як J/ψ , $\psi(2S)$ та $\Upsilon(nS)$, а золотими каналами — розпади на дилептонні або диелектронні пари. Адронні моди розпаду кварконію стануть ще більш значимими для

¹⁴Для позначення нової фізики поза теорією Стандартної моделі часто використовують *англ.* відповідник — Beyond the Standard Model (BSM). Далі у тексті *автор* використовує *укр.* відповідник — розширення СМ, або словотвір — СтандартН.

досліджень у нинішньому Run 3 та майбутньому Run 4 при п'ятикратно збільшеній інтегральній світності та з появою програмованих тригерів на рівні програмного забезпечення. Процеси з утворенням важких кварк-антикваркових пар є наріжними для теорії КХД, щоб випробувати свої моделі, які б достовірно описували механізми генерації адронів та передбачали нові.

Поступ в адронній спектроскопії за останню декаду завдячує значною мірою експериментальним відкриттям частинок (резонансів): звичайних мезонів та баріонів, а також екзотичних станів із тетра-, пентакварків. З-поміж 72 нових адронів спостережуваних за цей час на ВАК 64 адрони було зафіксовано саме в ЛНСь [48]. Цей факт засвідчує продуктивність та лідерство експерименту ЛНСь у спектроскопічному методі аналізу для пошуку та визначення властивостей n -кваркових адронів.

На прикладі екзотичних частинок коротко розглянемо окремі нещодавні результати досліджень в ЛНСь.

Опис фізичного процесу

На рисунку 1.4 систематизовано нові спостережувані адронні резонанси, з-поміж яких 19 мезонів, 30 баріонів та 23 екзотичні адрони.

Найважливіші вибрані результати

Пентакваркові стани P_c^+ . Пентакваркові стани із чармонієм, що мають екзотичну структуру $J/\psi p$ або кварковий вміст $c\bar{c}uud$, було спостережено в розпадах $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$. При цьому, розпад Λ_b^0 баріона ($5619,60 \pm 0,17$ MeV/c²) проходить через домінантний процес з утворенням $\Lambda^* \rightarrow p K^-$ резонансу. Однак існує також можливість внеску в амплітуду розпаду Λ_b^0 від екзотичного процесу з утворенням резонансної структури в масовому спектрі $J/\psi p$. Застосувавши повний амплітудний аналіз можливих послідовностей розпаду Λ_b^0 , щоб якнайкраще описати двочастинкові масові спектри $p K^-$ і $J/\psi p$, було знайдено два стани, позначених як $P_c^+ \rightarrow J/\psi p$, зі статистичною значимістю більше 9σ : один $P_c(4380)^+$ та другий $P_c(4450)^+$ [49]. Новий аналіз зі збільшеною вибіркою даних показав, що структура пентакваркового стану $P_c(4450)^+$ складається з двох вузьких вершин, що перекри-

ваються: $P_c(4440)^+$ і $P_c(4457)^+$. Натомість інший стан, попередньо визначений як $P_c(4380)^+$, було підтверджено як $P_c(4312)^+$ [50].

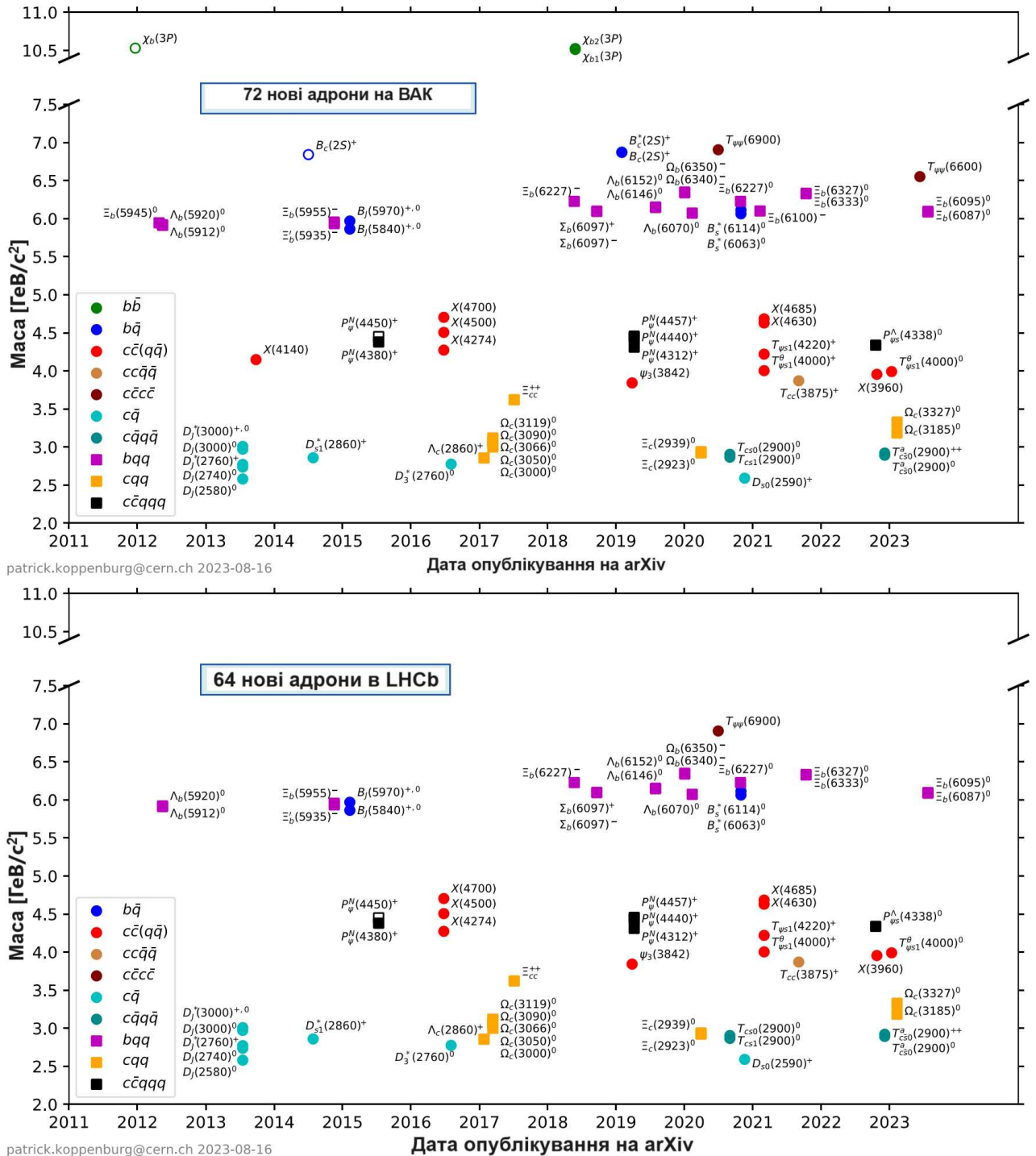


Рис. 1.4: Нові стани адронів, представлені за їхніми масами та датою надсилення препринту, які було виявлено на ВАК разом в ATLAS, CMS та LHCb (зверху) та лише в LHCb (знизу). Використано адаптовані копії рисунків із [48].

Фізика важких іонів

Нині актуальним та перспективним є розширення програми досліджень на нерухомій мішені в ЦЕРН із застосуванням тераелектрон-вольтних протонних та іонних пучків ВАК саме на детекторних установках LHCb та ALICE [51]. Твердих аргументів на користь здійсненості такого режиму роботи колайдера не в останню чергу додає перший та успішний досвід LHCb із впровадження системи внутрішньої газової мішені — SMOG. Програма, що пропонується під акронімом AFTER@LHC, націлена на три основні фізичні проблеми: дослідження структури нуклонів та ядер при великих переданих партонних імпульсах, партонного спінового складу нуклонів, екстремальних фаз (станів) ядерної речовини. Вона розглядається в рамках ініціативної робочої комісії ЦЕРН із вивчення фізики поза сферою (конвенціонального) застосування колайдерів.

Унікальна здатність одночасної постановки вимірювання реакцій з важкими іонами методом зустрічних пучків та методом зіткнень колайдерного пучка із внутрішньою фіксованою мішенню (завдяки системі накопичення інертного газу SMOG2) на одній експериментальній базі є однією з ознак багатofункціональності LHCb з точки зору підходу до вивчення ядерних процесів при (ультра)релятивістських енергіях. Така комбінована вимірювальна методика в поєднанні з прецизійною реконструкцією вершин і треків, повною ідентифікацією сорту частинок у повній форвардній кутовій апертурі детектора (в лабораторній системі $2 \leq y_{\text{лаб.}} \leq 5$) та зі швидкою системою набору даних створює виняткові переваги LHCb.

По-перше, це — можливість дослідження та порівняння (ядерні модифікаційні фактори, кореляційні залежності, часова еволюція) властивостей ядерної речовини (середовища), що утворюється при зіткненнях відносно простих (pp) та складних (AA) симетричних нуклонних систем, у широкій кінематичній області $2 \leq y_{\text{лаб. (с.ч.м.)}} \leq 5$. Варто уточнити, що у колайдерному режимі все ж таки йдеться про периферичні зіткнення типу AA , оскільки LHCb має значні обмеження за параметром центральності ($c \geq 50\%$). У наступному апґреді LHCb планується значно покращити (зменшити) цей параметр до більш центральних зіткнень для

вимірювальної кампанії “High Luminosity LHC”.

По-друге, це — аналогічна можливість вивчення властивостей ядерної речовини, що згадана у першому пункті, але для зіткнень асиметричних (pA) та (Ap) нуклонних систем у колайдерному режимі та асиметричних (pB) та (AB) нуклонних систем у фіксованомішенному режимі. Форвардна геометрія детектора якнайкраще пристосована для такої конфігурації колізій, коли центр мас взаємодіючих ядер рухається з лоренцівським прискоренням відносно лабораторної системи координат. У випадку фіксованої мішені лоренц-фактор призводить до значного зміщення робочого діапазону детектора за величиною рапідіті в с.ц.м. до негативних значень $y_{с.ц.м.}$. Вибором належного положення мішені можна досягти серединного діапазону по рапідіті $y_{с.ц.м.}$ із форвардною геометрією, що відповідає номінальним значенням для циліндричної геометрії детектора (наприклад, ATLAS, ALICE) в колайдерному режимі.

На рисунку 1.5 для детекторних комплексів ALICE та LHCb показано їхні характерні кінематичні області за величиною рапідіті в с.ц.м. при роботі в колайдерному (з pp , $E_p = 7$ TeV, $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV) та фіксованомішенному (для різних положень мішені, з pA , $E_p = 7$ TeV, $\sqrt{s_{NN}} = 115$ GeV) режимах в порівнянні з відповідними областями для детекторів STAR та PHENIX (BNL, RHIC), що накопичують дані в порівнянному енергетичному проміжку (з різними комбінаціями пучків, приблизно від $\sqrt{s_{NN}} = 15$ GeV для $AuAu$ до $\sqrt{s_{NN}} = 510$ GeV для pp). Прямокутниками із суцільною заливкою зображено аксептанс із повною ідентифікацією частинок, подвійно заштрихованими прямокутниками — аксептанс електромагнітних калориметрів та одноразово заштрихованими прямокутниками — аксептанс мюонних станцій.

Як помітно, розмістивши мішень у номінальних точках взаємодії LHCb IP8 та ALICE IP2 (при $z = 0$) та при $z = -4,7$ м відносно ALICE IP2, робочий діапазон в с.ц.м. переходить до від’ємних значень по рапідіті (задня напівсфера). Ефективним способом можливо покрити область навколо нульового значення по рапідіті (відповідає розльоту продуктів реакції під прямим кутом) та навіть ще

більш ширшу область з від'ємними значеннями (з більшим кутовим розхилом у задній напівсфері), якщо встановити мішень при $z = -1,5$ м та $z = -0,4$ м відносно LHCb IP8 відповідно, що технічно цілком можливо, оскільки конструкційно займатиме наявний вільний простір біля спектрометра [51].

Нові, більш статистично багаті дані, що будуть отримані LHCb у серії вимірів Run 3, надуть можливість виміряти стани та перерізи утворення кварконію (чармонію та ботомонію), щоб встановити границі для функцій ядерних партонних розподілів при дуже малих значеннях змінної Бйоркена (до порядку $x \approx 10^{-5}$). Також очікується, що досяжними в AA та pA зіткненнях колайдерних пучків стануть вимірювання нових екзотичних станів адронів (включаючи n -кваркові стани), властивості гарячого ядерного середовища, явища та частинки в межах розширення СМ. Окрім цього, не менш вагомими будуть нові вимірювання станів та перерізів утворення адронів та антиадронів у AB та pB зіткненнях із фіксованою газовою мішенню (завдяки системі SMOG2), що слугуватимуть вхідними параметрами моделей для теоретичних розрахунків як в межах КХД, так і в галузях астрофізичних досліджень (космічних променів, темної матерії).

Окремо хотілося б звернути увагу на напрямок, що розвинувся в LHCb відносно недавно, це — фізика ультрапериферичних зіткнень важких ядер та протонів. Коротко розглянемо основні положення механізмів досліджуваних процесів. А в наступному розділі 3 більш детально обговоримо перший аналіз даних важких ядро-ядерних зіткнень в LHCb із центральним ексклюзивним утворенням чармонію.

Стислий опис фізичного процесу: уявлення і загадки

Визначимо спочатку, що таке ультрапериферичні зіткнення (УПЗ, або UPCs) ядер? Чому вони відбуваються дуже часто на ВАК? І як завдяки утворенню векторних мезонів в УПЗ можна досліджувати фундаментальну структуру видимої речовини?

Бінарні ядерні зіткнення часом умовно класифікують за величиною приціль-

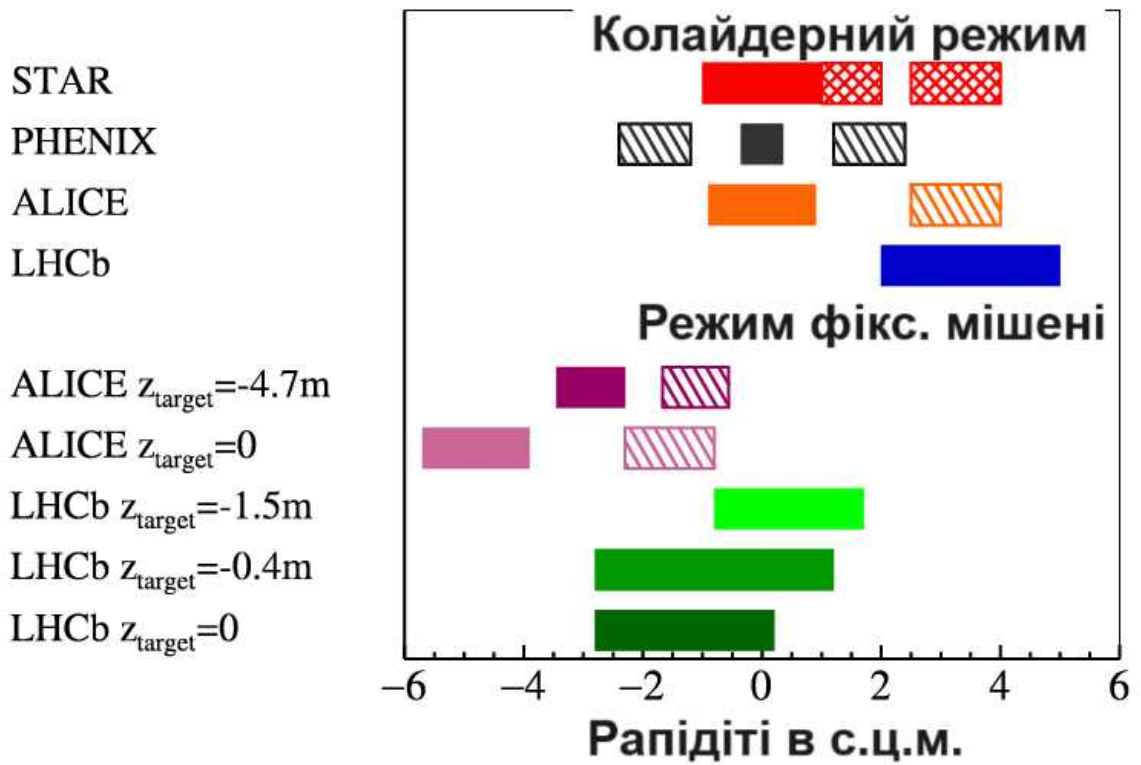


Рис. 1.5: Порівняння кінематичних меж по рапідіті $y_{с.ц.м.}$ в системі центра мас в колайдерному та фіксованомішенному режимах для детекторних комплексів ALICE та LHCb (LHC), а також в колайдерному — для STAR та PHENIX (RHIC). Детальний опис в тексті. Використано адаптовану копію рисунка із [51].

ного параметра¹⁵ b : від центральних ($b \rightarrow 0$ фм), переферичних ($b \rightarrow R_{яд.,1} + R_{яд.,2}$ фм) до ультрапериферичних ($b > R_{яд.,1} + R_{яд.,2}$ фм). Такий розподіл усіх зіткнень на класи центральності зручний, щоб потім проводити кількісний порівняльний аналіз ефектів ядерного середовища та властивостей фундаментальних конститuentів ядер — партонів — в AA , pA та pp зіткненнях за ступенем проби (сильна, напівсильна, м'яка)¹⁶. У випадку УПЗ маємо можливість робити м'які проби в кінематичній області малих Q^2 (квадрат переданого імпульсу від проміжного бозона до мішені-нуклона), оскільки ядра взаємодіють переважно через електромагнітну силу, а носіями цієї взаємодії є квазіфотони, що мають характерну віртуальність $Q^2 < (\hbar/R_A)^2$, обмежену розмірами самого ядра-емітера R_A .

Реакція, що характеризує утворення векторних мезонів, схематично зображена на рисунку 1.6 (діаграми (с) та (d)) в порівнянні з іншими, дещо схожими за своїми механізмами та шаблонами (топологією) детектування продуктів реакціями. Ядро-емітер випромінює віртуальний фотон (позначений хвильовою лінією), що розсіюється на ядрі-мішені (або його складових — нуклонах) з обміном двома глюонами (позначені спіральною лінією) чи померонами (позначені дрібною спіральною лінією) та перетворюється у кінцевих стан двох зв'язаних кварків, у даному випадку двох чарівних кварків $c\bar{c}$ (позначених стрілками, що виходять з однієї вершини). Утворений чарівний векторний мезон (наприклад, J/ψ або $\psi(2S)$) характеризується квантовими числами (спін, внутрішня та зарядова парності) фотона ($J^{PC} = 1^{--}$).

Схожі за механізмами реакції відбуваються при глибоко непружному розсіянні (ГНР, або DIS) лептонів ($e^\mp, \mu^\mp, \nu_{e,\mu}, \tilde{\nu}_{e,\mu}$) на адронах (ядрах p, A), коли взаємодія

¹⁵Експериментально прищільний параметр не вимірюється прямим методом, це неможливо. Натомість вводиться така величина, як центральність зіткнень c , що визначається як частка (у процентах) перерізу реакції непружної взаємодії двох ядер на основі детектування їх продуктів реакції під надмалими кутами. За визначенням $0\% \leq c \leq 100\%$, причому $c = 0\%$, якщо $b = 0$, і $c = 100\%$, якщо $b = \max(R_{яд.,1}, R_{яд.,2})$

¹⁶Використано саме таку термінологію, щоб підкреслити величину квадрата переданого імпульсу Q^2 від об'єкта-пробника до об'єкта-проби. Також можна навести порівняння за розміром проби — мікроскопічна, мезоскопічна та макроскопічна на рівні нуклона. У такому випадку мається на увазі довжина хвилі λ об'єкта-пробника. Така термінологія використовується, наприклад, в аналітичній роботі [52].

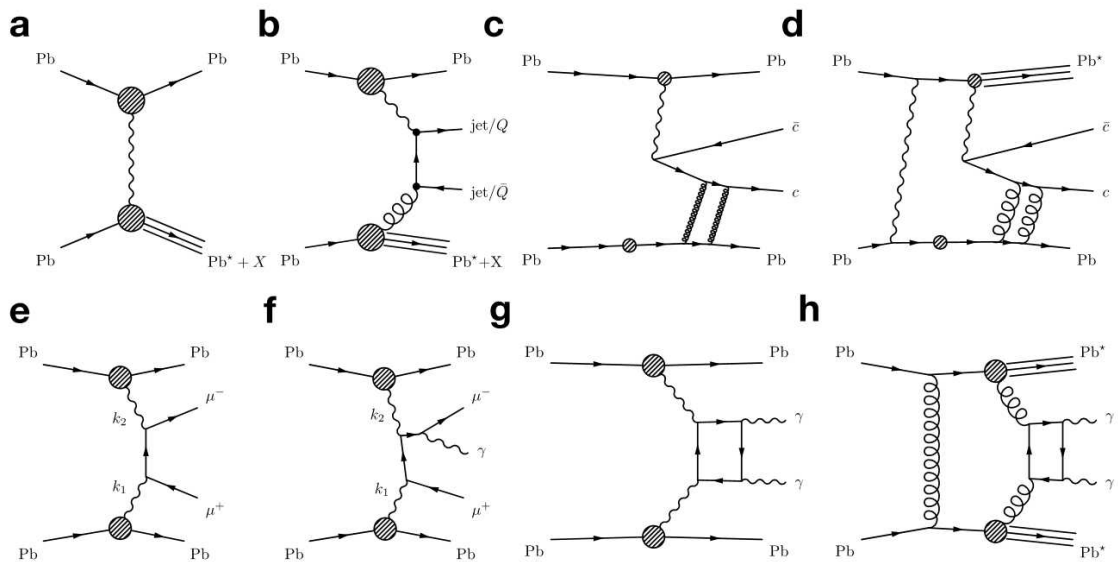


Рис. 1.6: Деякі типові реакції, що відбуваються в УПЗ важких ядер: (а) фотоядерне поглинання з нейтронним розвалом мішені, (b) некогерентне фотоутворення струменів важких кварків, (c) ексклюзивне фотоутворення векторного мезона в реакції фотоядерного розсіяння з двопомеронним обміном, (d) когерентне фотоутворення векторного мезона в реакції фотоядерного розсіяння з двоглюонним обміном, що супроводжується збудженням ядра-емітера, (e) двофотонна взаємодія з генерацією дилептона, (f) двофотонна взаємодія з генерацією дилептона, що включає радіаційне випромінювання кінцевого стану вищого порядку, (g) розсіяння світла на світлі без ядерного розвалу, (h) центральне ексклюзивне утворення дифотона в реакції двоглюонного обміну з подвійним розвалом ядер. Використано рисунок із [13].

переноситься через проміжний бозон із квадратами переданого імпульсу Q^2 достатніми і значно більшими для фрагментації (дисоціації) ядра-мішені з емісією нуклонів. Для порівняння на рисунку Г.1 зображено діаграму Фейнмана, що описує саме такий процес за участю віртуального фотона, що слугує сильною пробою структури протона. Скурпульозні вимірювання та аналіз даних у цьому напрямку проводилися на електрон-протонному колайдері HERA (DESY, Німеччина) з 1992 по 2015 роки. На основі комбінованих даних було приведено перерізи інклюзивного ГНР в кінематичній області для двох змінних Q^2 від $5 \times 10^{-2} (\text{Гев}/\text{с})^2$ до $5 \times 10^4 (\text{Гев}/\text{с})^2$ та x від 6×10^{-7} до 6×10^{-1} , що охоплює шість порядків цих величин. Більше ознайомитися із цими дослідженнями можна в остаточній роботі [2] та за посиланнями в ній.

Найважливіші вибрані результати

Колаборація ЛНСЬ продемонструвала, що на базі свого детектора може виконувати унікальні вимірювання утворення важких адронів у зіткненнях колайдерних пучків та на фіксованій мішені в характерній кінематичній області та для широкого набору важких ядер [24, 32]. Про один із нових напрямків дослідження у межах ЛНСЬ, як ультрапериферичні зіткнення, мова піде у наступному розділі.

Висновки до Розділу 1

У цьому розділі представлено стислий огляд одного із найбільших та найамбітніших сучасних експериментів у світі з дослідження фізики адронів — це експеримент ЛНСЬ на Великому адронному колайдері. Описано структуру та архітектуру електроніки найбільш прецизійного у своєму класі детектора-спектрометра. Подано узагальнені дані про унікальну та багатогранну програму ядерно-фізичних досліджень в ЛНСЬ у двох конфігураціях зіткнень: із колайдерними пучками ядер та між колайдерним пучком ядер та фіксованою газовою мішенню. Також зацентовано на окремих наглядних фізичних результатах досліджень в ЛНСЬ, які вже стали загальновідомими та визнаними.

РОЗДІЛ 2. ЕКСЛЮЗИВНЕ ФОТОУТВОРЕННЯ ЧАРМОНІЮ В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧНИХ ЗІТКНЕННЯХ РЬРЬ ПРИ 5 ТеВ

У нинішній час на енергетичній передовій із дослідження фотореакцій перебуває ВАК із енергіями у фотонно-ядерній γp с.ц.м. $W_{\gamma p}^{макс.} \simeq 7,7$ ТеВ та фотонно-фотонній $\gamma\gamma$ с.ц.м. $\sqrt{s_{\gamma\gamma}^{макс.}} \simeq 4,4$ ТеВ, а також з максимальною енергією фотонів в с.ц.м. ядра-мішені $E_{\gamma}^{макс.} \simeq 32$ ПеВ. Електромагнітна взаємодія з таким порядком енергій досяжна поки що лише в ультрапериферичних зіткненнях іонів на традиційних прискривачах [13]. Ще більші горизонти, зокрема й енергетичні, відкриваються у фотоіндукованих реакціях на колайдерах майбутнього, що уже мають концептуальні дизайни та підтримку світової спільноти. У таблиці 2.1 представлено порівняння потенціалів сучасних (LHC та RHIC) та майбутніх (FCC-hh [53], SPPC [54], LHeC [55, 56], eRHIC [3, 57]) колайдерів у термінах максимальної енергії для фотонно-ядерної та фотонно-фотонної взаємодій.

Для розрахунку енергетичних величин, приведених у таблиці 2.1, для адронних колайдерів LHC та RHIC використовувалося актуальне максимальне значення енергії зіткнень в с.ц.м. (досягнуте станом на 2023 рік), а для адронних колайдерів FCC-hh та SPPS і для електронно-адронних колайдерів LHeC та eRHIC — концептуальне базове значення із вищевказаних посилань. У додатку Г наведено визначення та розрахункові формули для цих величин, а також використані вхідні параметри.

2.1 Ультрапериферичні зіткнення ядер як джерело електромагнітної проби сильно взаємодійної речовини

Ультрапериферичні зіткнення протонів та важких ядер при ультрарелятивістських енергіях можна обґрунтовано вважати прецизійною субатомною лабора-

Табл. 2.1: Оцінки енергетичних границь, досяжних у фотоіндукованих процесах при ультрапериферичних зіткненнях (AA , pA , pp) та глибоко непружному розсіянні (eA) із різними конфігураціями на сучасний та майбутніх колайдерах.

Устан.	Конф.	$E_{пучка}$	γ_L	$\sqrt{s_{NN}(eN)}$	$E_{\gamma}^{макс.}$	$W_{\gamma N}^{макс.}$	$\sqrt{s_{\gamma\gamma}^{макс.}}$
LHC	PbPb	2,68 A TeV	2854	5,36 TeV	0,45 PeV	0,92 TeV	158 GeV
	pPb	4,08 A TeV	4348	8,16 TeV	1,05 PeV	1,4 TeV	241 GeV
	pp	6,8 A TeV	7248	13,6 TeV	32 PeV	7,7 TeV	4,4 TeV
RHIC	AuAu	100 A GeV	108	200 GeV	0,66 TeV	35 GeV	6,1 GeV
	pAu	100 A GeV	108	200 GeV	0,66 TeV	35 GeV	6,1 GeV
	pp	250 A GeV	267	500 GeV	43 TeV	285 GeV	162 GeV
FCC-hh	PbPb	19,7 A TeV	21301	39,4 TeV	25 PeV	6,9 TeV	1,2 TeV
	pPb	31,4 A TeV	33459	62,8 TeV	62 PeV	10,8 TeV	1,86 TeV
	pp	50 A TeV	53278	100 TeV	1,7 EeV	57 TeV	32 TeV
SPPC	pp	37,5 A TeV	39967	75 TeV	970 PeV	42,7 TeV	24 TeV
LHeC	ePb	*	793	743 GeV	294 TeV	743 GeV	481 GeV
eRHIC	eAu	**	86	80 GeV	3,4 TeV	80 GeV	52 GeV
*Енергія електронного пучка 50 GeV + енергія іонного пучка 2,76 A TeV [55].							
**Енергія електронного пучка 15,9 GeV + енергія іонного пучка 100 A GeV [57].							

торією для вивчення процесів за участю електромагнітної та сильної фундаментальних взаємодій [58–60]. На сьогодні УПЗ ядер якісно доповнюють програму досліджень з важкими іонами на двох колайдерах¹⁷ — LHC (CERN) та RHIC (BNL), що зокрема дозволяє експериментально випробовувати різні режими та фази КХД при переходах між ядро-ядерними pp , pA , AA та AB системами в широкому кінематичному діапазоні [52, 59]. З’ясуємо далі, яку роль відіграють УПЗ-індуковані реакції для розробки теорії (не)пертурбативної КХД, для тестування теорії квантової електродинаміки (КЕД) та для пошуків нової фізики поза межами СМ? Яким чином УПЗ-індуковані фотони можуть слугувати прецизійною пробою внутрішнього розподілу кварків та глюонів всередині нуклонів та ядер? Який внесок експериментальних результатів вимірювань в УПЗ для визначення властивостей фаз КХД?

Пригадаємо для початку, яка природа електромагнітної взаємодії в реакціях УПЗ. У нашому випадку прискорені до ультрарелятивістських енергій іони є носіями електричного та магнітного полів, які, як і самі йони, є сильно стиснутими вздовж осі руху через релятивістський гамма-фактор $\gamma_{релят.}$ ¹⁸. Напруженість електричного поля \vec{E} напрямлена радіально назовні із середини кожного ядра, а індукція магнітного поля \vec{B} циркулює навколо них, причому обидва поля зати-снуті між уявними дисками відносно центра кожного ядра з кутовим розхилом між ними приблизно на $1/\gamma_{релят.}$ [12]. На рисунку 2.1 схематично представлено

¹⁷Цікавим є той факт, що колайдери частинок інколи називають “руйнівниками атомів”. Так, дійсно стабільні ядра зустрічних пучків розбиваються вщерть в непружних реакціях, генеруючи тисячі нових частинок. Із технічної точки зору забезпечення зіткнень колайдерних пучків є надскладним процесом, враховуючи їхні характерні поперечні розміри (десятки мікрон) та різні конфігурації налаштувань для декількох експериментів. Тому більш ймовірно, що ядра як раз провзаємодіють електромагнітно, тобто через реакції в УПЗ, для одного взятого перетину пучків.

¹⁸ $\gamma_{релят.} = \gamma_L$, або лоренцівський фактор, або Лоренц-фактор, який за визначенням рівний $1/\sqrt{1 - \beta_{релят.}^2}$, де релятивістський бета-фактор $\beta_{релят.} = v/c$, можна обчислити через кінетичну енергію прискореного іона $E_{кін.}$ та масу іона m , як $\gamma_{релят.} = 1 + E_{кін.}/mc^2 \approx E_{кін.}/mc^2$. Зазвичай оперують величиною енергії пучка на нуклон, A TeV чи TeV/ n або величиною енергії пучка на протон, Z TeV чи TeV/ p , що при множенні на число A або Z дає відповідну кінетичну енергію йона. Наприклад, для протонного p пучка з $E_{кін.,p} = 6,8$ TeV — $\gamma_{релят.} = 7247$; для іонного Pb пучка з $E_{кін.,Pb} = 6,8 Z$ TeV — $\gamma_{релят.} = 2857$.

геометричну інтерпретацію ультрапериферичного зіткнення двох релятивістських ядер.

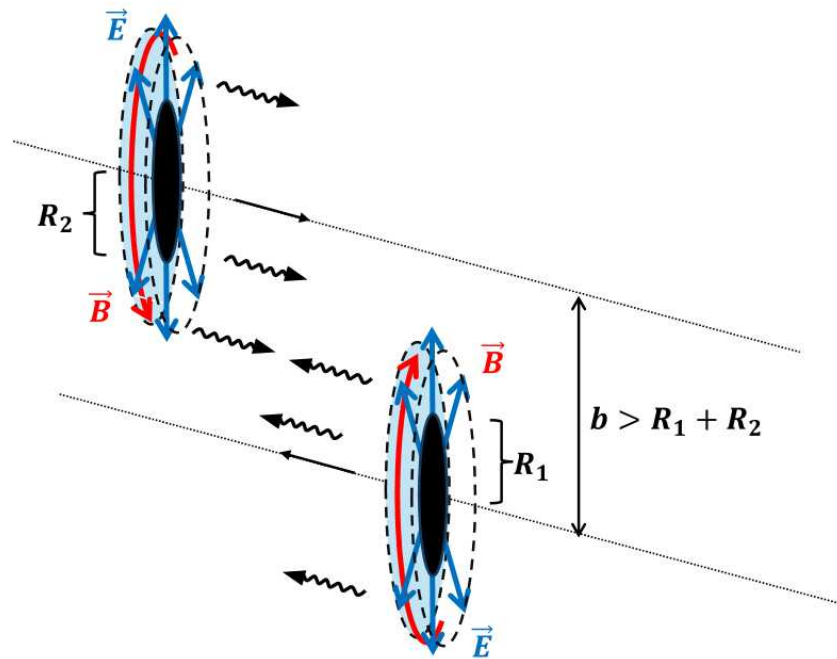


Рис. 2.1: Схематична геометрична ілюстрація ультрапериферичного зіткнення двох релятивістських ядер.

Відповідно до методу еквівалентних фотонів, запропонованого італійським фізиком Енріко Фермі та пізніше застосованого для релятивістського випадку німецьким фізиком Карлом Вайцеккером та англійським фізиком Еваном Вільямсом (далі — метод Вайцеккера-Вільямса), рухомі електромагнітні поля заряджених частинок можна представити як потік віртуальних фотонів [58, 61]. Отже, у термінах фізики УПЗ прискорені ядра необхідно розглядати як окремі джерела випромінювання квазіреальних фотонів, а тому усі задіяні процеси взаємодій є фотоіндукованими: можна теоретично оцінювати еквівалентний енергетичний спектр фотонів, еквівалентний потік фотонів, фотонно-фотонну або фотонно-ядерну світність. Для теоретичної оцінки та порівняння частоти фотореакцій в pp , pA , AA зіткненнях застосовують ефективну $\gamma\gamma$ або γA світність, яка приведена у добуток із відповідною світністю пучків [58].

У методі Вайцеккера-Вільямса фотонний потік релятивістських ядер мас-

штабується з фактором Z^2 для фотонно-ядерних процесів та з фактором Z^4 для фотонно-фотонних процесів, що пояснює значні, як для ядерної фізики, поперечні перерізи ядерних процесів.

2.1.1 Мотивація: дослідження фундаментальної адронної структури

Цілісне розуміння складної внутрішньої структури нуклонів і ядер та механізмів утворення частинок в межах теорії сильної взаємодії КХД є центральним для вивчення природи так званої *видимої баріонної речовини*. За останніми результатами аналізу космологічних даних питома баріонна щільність у Всесвіті становить $0,0493(6)$ [1, 62], тобто у процентному співвідношенні це близько 5% матерії, що досліджують в наземних чи орбітальних лабораторіях.

Баріонна речовина в основному складається із протонів та нейтронів (нуклонів), які формують ядра атомів, однак самі нуклони утворюються з трьох валентних кварків, що несуть три кольорові заряди, та глюонів, що обмінюються між кварками та переносять сильну ядерну взаємодію. Кварки та глюони (разом — партони) є фундаментальними, точковими¹⁹ складовими (*constituents*) речовини. Перші експериментальні підтвердження цьому було отримано ще в 1960-70-х, коли завдяки кварковій моделі американських фізиків Маррі Гелл-Мана та Джорджа Цвейга, стало можливим класифікувати відкриті адрони та передбачати нові [63, 64]. Крім цього, дослідження глибоко непружньої взаємодії електронів з протонами в той час виявили характерні закономірності в розподілах партонів, що свідчили на користь існування кварків [65, 66]. Зрештою, впровадження концепції кольору кварків та нового апарату теорії груп — усе це стало підґрунтям теорії квантової хромодинаміки (КХД), що виникла на початку 1970-х. За сучасними уявленнями КХД повністю (!) описує сильну кольорову взаємодію між партонами та адронами.

Відомо шість ароматів кварків: нижній (d) та верхній (u) — валентні кварки в протоні (uud) та нейтроні (ddu); дивний (s) і чарівний (c), красивий (b) та істин-

¹⁹У межах роздільної здатності сучасних експериментів їхні розміри менші ніж 10^{-19} м = 0,1 ам.

ний (t) — чотири важкі кварки. Усі шість кварків разом із їхніми антикварками, можуть утворювати інші адрони, однак короткоживучі. Ще існують так звані морські кварки — це кварково-антикваркові пари, які створюються при високих енергіях взаємодій між кварками (в нуклонах) і зникають за дуже короткі проміжки часу. Особливістю сильної взаємодії є те, що сили між партонами завжди зв'язують їх всередині адронів — безкольорових об'єктів. Це явище, відоме як утримання (конфайнмент) кольору, є фундаментальною властивістю КХД. Стан ядерної речовини, в якому існують (хоч і дуже мало часу) незв'язані партони, називається кварково-глюонною плазмою (КГП). Щоб досягти цього стану необхідно в нуклонну систему внести високу енергію та/або створити високу щільність ядерної речовини, розірвавши при цьому міцний зв'язок кольорової ядерної сили. Передові експерименти з важкими ядрами та при високих енергіях²⁰ на RHIC та LHC націлені на пізнання властивостей КГП за допомогою проб важкими кварками та електромагнітних проб [52].

Питання про участь глюонів та валентних і морських кварків у створенні структури нуклонів і ядер, у генеруванні їхньої маси та інших властивостей (наприклад, спіну) у спосіб, який залишається цілком загадковим, є відкритими донині. Знання про фундаментальну адронну структуру лежать в основі теоретичних моделей, що використовуються для детального опису різних етапів зіткнення важких іонів [59, 67] і для характеристики утвореного гарячого та щільного середовища [52, 59].

2.1.2 Кількісне представлення та можливі інтерпретації

Історично перші експерименти з вивчення будови нуклона спеціалізувалися на реакціях глибоко непружного розсіювання розігнаних на прискорювачах лептонів (електронів, позитронів, мюонів) та на вимірюваннях переходів між енергетични-

²⁰Мова йде про (ультра)релятивістські енергії в с.ц.м. $\sqrt{s_{NN}} \approx 0,1 \div 5,36$ TeV, які було експериментально досягнуто на RHIC та LHC в AA або AB зіткненнях станом до 2023 р. включно. Літера A або B позначає ядра, важчі ніж протони p .

ми рівнями атомарного водню [65, 66, 68]. Серед них відомі такі експерименти, що проводилися на електронно-протонному колайдері HERA: у колайдерному режимі — H1, ZEUS; у режимі фіксованої мішені (поляризований пучок електронів (позитронів) на газовій мішені у вигляді поляризованого струменя водню) — HERMES [2, 68].

Виявилось, що експериментальні перерізи глибоко непружного розсіяння лептона на нуклоні мають характерні структуровані залежності від змінних Q^2 та x . За фіксованої енергії в с.ц.м. “лептон-нуклон”, $\sqrt{s_{lN}}$, скорочені перерізи інклюзивних процесів із нейтральним струмом при $e^\pm p$ розсіюванні як функція від квадрата переданого імпульсу Q^2 зростають при збільшенні Q^2 до приблизно $2 \cdot 10^3$ (ГеВ/с)² і при збільшенні фіксованої частки нуклонного імпульсу для партону x в межах близько $0 < x < 0,08$, потім практично не змінюються в невеликому інтервалі $0,08 < x < 0,14$, але потім зменшуються при $0,14 < x < 0,65$ [2]. Оскільки для ГНР переданий імпульс однозначно пов’язаний із 4-імпульсом обмінного бозона, як $Q^2 = -q^2$, то твердість проби (у випадку взаємодії з нейтральним струмом, електромагнітної проби через віртуальний фотон або електрослабкий Z^0 бозон) можна охарактеризувати просторовою роздільною здатністю Δb , що є спряженою з переданим імпульсом величиною у співвідношенні невизначеностей, як:

$$\Delta b \sim \frac{\hbar c}{\sqrt{Q^2}} = \frac{0,2 \text{ ГеВ/с}}{\sqrt{Q^2}} \text{ фм.} \quad (2.1)$$

Із формули 2.1 випливає, що в області $Q^2 \geq 1$ (ГеВ/с)² досягається субфемтометрова просторова роздільність структури нуклона ($\Delta b \leq 0,2$ фм²¹). Вищезгадана залежність перерізу вказує на дуже цікаву особливість внутрішньої будови нуклона — його *динамічну* внутрішню заселеність партонами. Це прямо свідчить, по-перше, про існування окремих партонів (як у кварково-партонній моделі нуклона, де партони — вільні *точкові* конституенти), що мають певний просторовий

²¹Тобто на відстанях набагато менших, ніж зарядовий радіус протона r_p , який відповідно до даних Particle Data Group становить 0,8409 фм [1].

розподіл, та, по-друге, про присутність взаємодії між партонами, що відображається в їхньому імпульсному розподілі [3, 68].

Для кількісного опису розподілів кварків та глюонів у нуклоні (ядрі) застосовують формалізм функцій партонного розподілу (PDFs²²), що вираховуються на основі здебільшого виміряних перерізів ГНР, але перерізи фотоутворення в УПЗ та перерізи деяких інших процесів (процес Дрелл-Яна [69], утворення прямих фотонів, кваркових станів із важким ароматом тощо) також дозволяють це зробити [59]. Якщо коротко, то функція партонного розподілу описує ймовірність того, що певний аромат кварка чи глюона буде виміряно при фіксованій частці імпульсу x із роздільною здатністю Q^2 , яку можна оцінити з формули 2.1. Більше того, з експериментальних досліджень відомо, що розподіл партонів у вільному нуклоні та в ядрі — зв'язаній системі протонів та нейтронів — значно відрізняється. Таку відмінність описують ядерними модифікаційними факторами, що визначаються, як відношення ядерної PDF, нормованої на кількість нуклонів в ядрі, та протонної PDF. Більш предметно про сучасні дослідження партонних розподілів можна дізнатися за посиланням [2, 70—73].

Результати підгонки експериментальних перерізів ГНР для $e^\pm p$, отриманих на колайдері HERA, засвідчили, що глюонна густина майже експоненціально зростає при зменшенні x , тобто при збільшенні роздільності по частці імпульсу нуклона, яку несе досліджуваний партон, та починає переважати кваркові густини для u та d кварків в області приблизно $x \approx 0,2$, де вони досягають свого максимуму [2]. Різні теоретичні моделі для обчислення PDFs враховують такі ефекти, як насичення партонної густини (формалізм color glass condensate) в нуклонах, затінення кварків та глюонів (nuclear shadowing of quarks and gluons) в ядрах.

²²Це функції типу $xq(x, Q^2)$, де $q = u, \bar{u}, d, \bar{d}, c, \bar{c}, s, \bar{s}, t, \bar{t}, b, \bar{b}$ або $xg(x, Q^2)$

2.2 Особливості фотоядерних реакцій в ультрарелятивістських УПЗ

Коли ми говоримо про ультрапериферичні зіткнення ультрарелятивістських частинок, спершу ми повинні усвідомити природу електромагнетизму в них. Рухомі заряджені частинки несуть як електричне поле, спрямоване радіально назовні, так і магнітне поле, що оточує їхні траєкторії. Для релятивістських та високо енергетичних частинок їхні електричне та магнітне поля є затиснутими між дисками, центрованими на ядрі за рахунок фактора лоренцівського бусту, та є перпендикулярними.

У 1924 Енріко Фермі винайшов метод, що дозволяє розглядати рухомі електромагнітні поля заряджених частинок як потік віртуальних фотонів. Така ідея була пізніше незалежно розширена Карлом Вайцеккером та Еваном Вільямсом для ультрарелятивістських частинок. Фотонний потік є пропорційним до квадрата заряду ядра, таким чином наперед визначаючи велику ймовірність реакцій (перерізів) в зіткненнях важких іонів [10]. Використовуючи підхід Вайцеккера-Вільямса, можна вважати ці фотони як “майже реальні”, оскільки їхні ефективні маси є малими та їхні вільні часи життя — довгими [12].

Фотон, що був випромінений одним із ядер, може взаємодіяти з іншим ядром різними способами: він може розсіятися на фотоні з іншого ядра або провзаємодіяти електромагнітно із зарядженими частинками в ньому тощо. У випадку двофотонної (чисто електромагнітної) взаємодії може утворитися пара лептонів, кварків чи електрослабких бозонів. А тоді, наприклад, кваркова пара може адронізуватися в єдиний мезон, мезонну пару чи більш складний кінцевий стан (струмені). У випадку фотонної-ядерної взаємодії фотон може профлуктувати у віртуальний адронний стан (мезони, зв’язані кварково-антикваркові пари або навіть більш складні стани), що провзаємодіє з ядром-мішенню через сильну ядерну взаємодію, матеріалізуючи себе.

Віртуальний адронний стан може розсіюватися на цілому ядрі або на окремих

нуклонах як його складових. Враховуючи, яким чином складається внесок від нуклонів у амплітуду розсіяння, існує два можливі процеси: когерентне та некогерентне утворення мезонів. Ми вважаємо, що переданий 4-імпульс q , переданий мезону, є малим $|q| < \hbar/R_A$, де R_A — це радіус ядра, і назваємо це когерентною генерацією, коли все ядро відіграє роль мішені. Розсіювання при більших значеннях q ($|q| > \hbar/R_A$) ми визначаємо, як некогерентне утворення. Саме це і є важливою характеристикою УПЗ, яка допомагає аналітикам відокремити фотоіндуковані реакції від адронних.

Народження частинок у фотонно-ядерних взаємодіях може бути ексклюзивне, якщо ядра залишаються неушкодженими (у своїх основних станах), або інклюзивне, якщо щонайменше одне з ядер переходить у збуджений стан (розпадається). На рисунку 2.2 представлено класифікацію фотонно-опосередкованих реакцій в УПЗ.

На рисунку 2.2 за допомогою блок-схеми подано типові реакції в УПЗ, для яких перерізи та відповідно інтенсивності утворення є відносно великими, щоб їх можна було виміряти при нинішніх світностях колайдерів. Серед фотонно-фотонних $\gamma\gamma$ взаємодій виділяють такі: (1) утворення лептонної пари (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$); (2) непружне розсіяння світла на світлі; (3) утворення мезонного стану скалярного мезона ($J^P = 0^+$, $f_0(980)$) або псевдоскалярного мезона ($J^P = 0^-$, $\eta(548)$, $\eta'(958)$), або тензорного мезона ($J^P = 2^+$, $a_2(1320)$, $f_2(1270)$, $f_2'(1525)$), або кварконію (пари важких кварків $Q\bar{Q}$) — чармонію (η_c , χ_{c0} , χ_{c2}) або ботомонію (η_b , χ_{b0} , χ_{b2}), або навіть $t\bar{t}$; (4) утворення пари однакових векторних мезонів ($J^P = 1^-$) $\rho^0\rho^0$, $\phi\phi$, $\omega\omega$, $J/\psi J/\psi$ чи їх комбінацій $\rho^0\phi$, $J/\psi\rho^0$ тощо; (5) утворення пари електрослабких бозонів W^+W^- або бозона Гігсса H^0 .

Суттєвим супутнім процесом при двофотонному утворенні вільної e^+e^- пари є так зване утворення зв'язано-вільної пари $Ae^- + e^+$ (*bound-free pair production*, *BFPP*), коли e^- може зрештою з'єднатися з одним із зустрічних іонів A^{Z+} . Унаслідок зміни заряду ($Z - 1$), утворені одноелектронні іони $A^{(Z-1)+}$ мають більшу магнітну жорсткість (зміни зазнає відношення заряд-маса), що призводить до від-

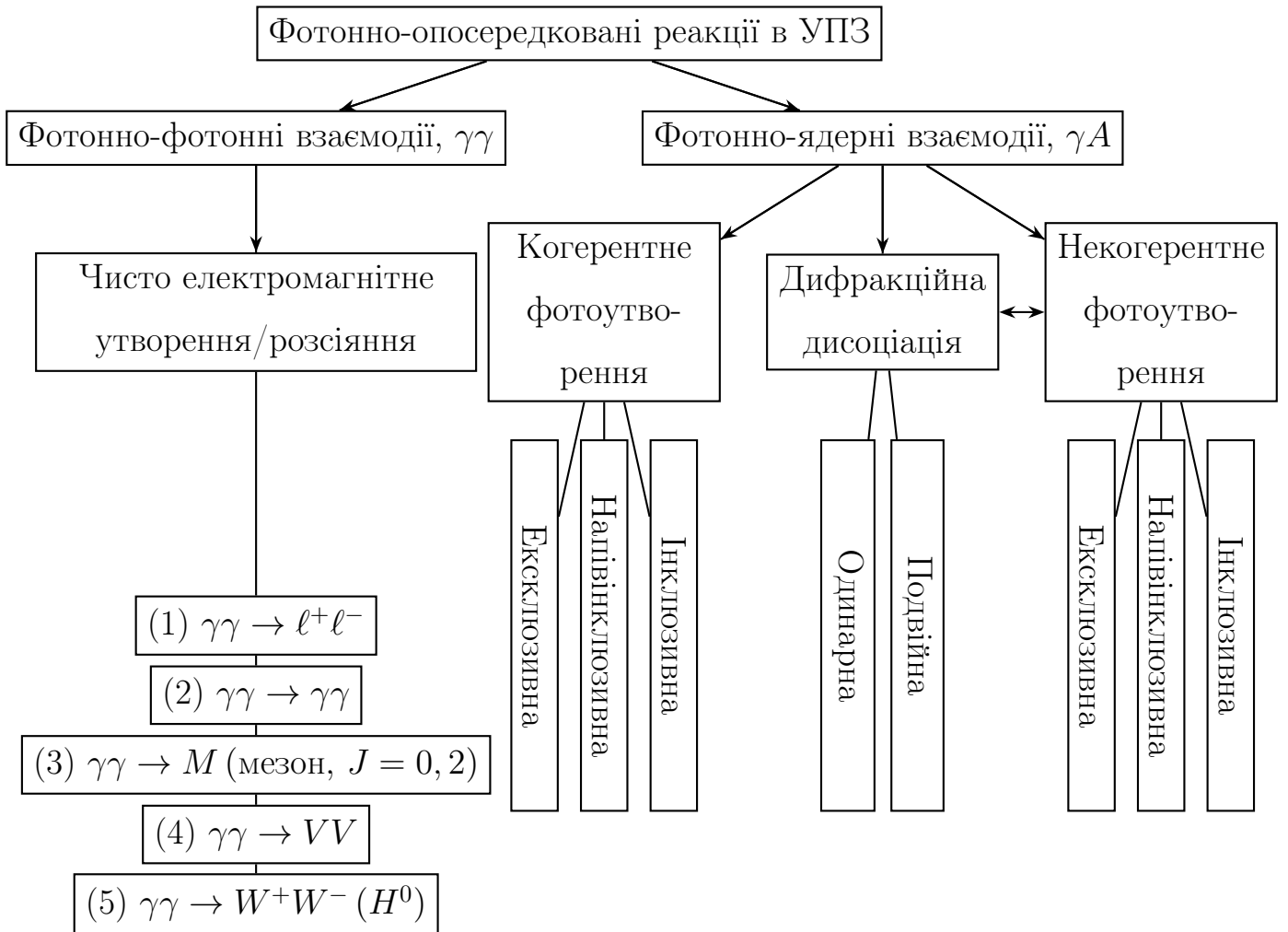


Рис. 2.2: Класифікація типових процесів в ультрапериферичних зіткненнях ядер.

хилення їх від номінальної траєкторії та вибування з пучка. Оскільки поперечний переріз VFPP процесу для PbPb зіткнень на ВАК становить приблизно 280 б, це призводить до значних енергетичних втрат обох пучків, що можуть спричинити порушення надпровідного стану потужних електромагнітів [58, 74].

Окрім цього, VFPP-генерація одноелектронних іонів та кулонівське збудженням іонів є основним джерелом (фактично УПЗ-індукованих) втрат інтенсивності пучків та зменшення їх світності з часом [58, 74].

Натомість при фотонно-ядерних γp (γA) взаємодіях утворюються векторні мезони ($J^P = 1^-, \rho, \rho', \omega, \phi, J/\psi$ ($\psi(1S)$), J/ψ' ($\psi(2S)$), $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$) або пари прямих піонів $\pi^+\pi^-$. У випадку когерентного або некогерентного утворення векторного мезона виділяють три канали реакцій: ексклюзивний, для якого усі продукти реакції визначені та повністю реконструйовані; інклюзивний, для якого сигнальний мезон як один із продуктів реакції визначений та повністю реконструйований, а решту продуктів не реконструйовано; напівінклюзивний, для якого сигнальний мезон як один із продуктів реакції визначений та повністю реконструйований, а решту продуктів реконструйовано частково. У випадку дифракційної дисоціації має місце дисоціація нейтрона(ів) із одного ядра (ядра-мішені) або з двох ядер (ядра-емітера та ядра-мішені), яка називається одинарною або подвійною відповідно.

Часто сильну взаємодію кварково-антикваркової пари з ядром інтерпретують як фотонно-померонне злиття, де померон відповідає обміну двома глюонами [75]. Наявність померона у народженні векторного мезона спричинена вимогою безкольорового обміну з ядром-мішенню. Тому два глюони, що несуть два різні квантові числа — колір та антиколір, задовольняють цю вимогу.

2.2.1 Опис процесів та механізмів утворення векторних мезонів

Генерація когерентних векторних мезонів

У реакціях УПЗ можливі два механізми утворення векторних мезонів: когерентне та некогерентне. На рисунку 2.3 зображено дві діаграми Фейнмана, що

схематично ілюструють ці механізми. Інтерпретація механізмів може бути такою. Віртуальний фотон, що моментально флюктує у кварково-антикваркову пару завдяки принципу невизначеностей Гайзенберґа, поводитья як мезон із тим самим спіном та парністю, як у фотона ($J^{PC} = 1^{--}$). Вільний час життя віртуального мезона визначається як [11]:

$$\tau \approx \frac{\hbar}{\sqrt{m_V^2 c^4 + Q^2 c^2}} \approx \frac{\hbar}{m_V c^2}, \quad (2.2)$$

де m_V — його маса, і Q^2 — квадрат переданого імпульсу фотона, що часто пов'язують із поняттям віртуальності. Вжита апроксимація є правильною для зіткнення ядер на адронних колайдерах, бо віртуальність фотонів є дуже малою та обмеженою розміром ядра-емітера ($Q < \hbar/R_A \approx 30 \text{ MeV}/c$). Для ядерно-ядерних зіткнень при прицільному параметрі b час взаємодії [11]:

$$\Delta t_{\text{вз.}} \sim \frac{b}{\gamma_{\text{релят.}} c}, \quad (2.3)$$

де $\gamma_{\text{релят.}} = \gamma_L$ — це лоренцівський фактор пучка:

$$\gamma_{\text{релят.}} = \frac{E_{\text{кін.}} + m_{\text{Рb}} c^2}{m_{\text{Рb}} c^2}, \quad (2.4)$$

де $E_{\text{кін.}}$ — кінетична енергія ядра $^{208}_{82}\text{Pb}$, $m_{\text{Рb}}$ — його маса, і тому широкий енергетичний спектр фотонів має граничне значення при [11]:

$$E_{\text{фот., макс.}} \sim \gamma_{\text{релят.}} \frac{\hbar c}{b}. \quad (2.5)$$

Беручи цей факт до уваги, ми можемо оцінити мінімальну довжину хвилі фотона:

$$\begin{aligned} p_{\text{фот.}} &= \frac{\hbar}{\lambda_{\text{фот.}}}, E_{\text{фот.}} = p_{\text{фот.}} c \Rightarrow \\ \lambda_{\text{фот., мин.}} &= \frac{\hbar c}{E_{\text{фот., макс.}}} \approx \frac{b}{\gamma_{\text{релят.}}}, b = 2R_A, \\ \lambda_{\text{фот., мин.}} &\approx \frac{2 \cdot 7 \text{ фм}}{2700} \approx 5 \text{ ам.} \end{aligned} \quad (2.6)$$

У випадку когерентного утворення фотон взаємодіє з повним ядром ($\lambda_{\text{фот.}} \sim R_A$), у той час як у некогерентному — він розсіюється на окремому нуклоні(ах)

ядра ($\lambda_{\text{фот.}} \sim R_p$). Таким чином квадрат переданого 4-імпульсу t в ядерній вершині (відповідає ядру-мішені на рис. 2.3 та на рис. Г.1) пов'язаний з поперечним імпульсом p_T утвореного J/ψ мезона в лабораторній системі як $-t \approx p_T^2$. Ця особливість генерації векторних мезонів в УПЗ є характерною рисою, щоб розділити когерентні J/ψ від некогерентних. Наприклад, когерентні J/ψ набувають від розсіювання близько 30 MeV/c їхнього p_T :

$$-t \approx \left(\frac{\hbar c}{R_A} \right)^2 \approx 0,001 \text{ (GeV/c)}^2, \quad (2.7)$$

тоді як некогерентні J/ψ — приблизно 230 MeV/c:

$$-t \approx \left(\frac{\hbar c}{R_p} \right)^2 \approx 0,05 \text{ (GeV/c)}^2. \quad (2.8)$$

Сумуючи вклади від двох ядерних вершин на Рис. 2.3, ми можемо очікувати, що когерентні J/ψ мають середнє значення поперечного імпульсу $p_T \simeq 60 \text{ MeV/c}$, а некогерентні J/ψ — $p_T \simeq 460 \text{ MeV/c}$.

t -розподіл відображає поперечний розподіл речовини в мішені. Тому дослідження перерізу фотонародження $d\sigma_{\gamma A \rightarrow J/\psi A}/dt$ розширює можливості дослідження розподілу речовини в ядрі.

2.2.2 Поперечний переріз фотоядерного розсіяння

Когерентне утворення векторного мезона при фотонно-ядерній взаємодії може бути як ексклюзивне (без будь-яких розпадів ядер), так й інклюзивне (з розпадами ядер). Проте ексклюзивні взаємодії домінують, тому що віртуальність фотона Q^2 є обмеженою розміром ядра ($Q \propto c\hbar/R_A$). Отже, далі ми розглядаємо ексклюзивний процес $PbPb \rightarrow Pb + J/\psi + Pb$, де знак “+” підкреслює прогалину в рапідіті між рапідіті ядра, що випромінив фотона, і рапідіті векторного мезона з одного боку, а також між рапідіті ядра-мішені та рапідіті векторного мезона з другого боку.

Повний переріз когерентних ексклюзивних J/ψ мезонів $d\sigma_{PbPb \rightarrow Pb+J/\psi+Pb}/dy$, величина яка фактично вимірюється, пов'язана з фотоядерним перерізом $\sigma_{\gamma Pb \rightarrow J/\psi Pb}$

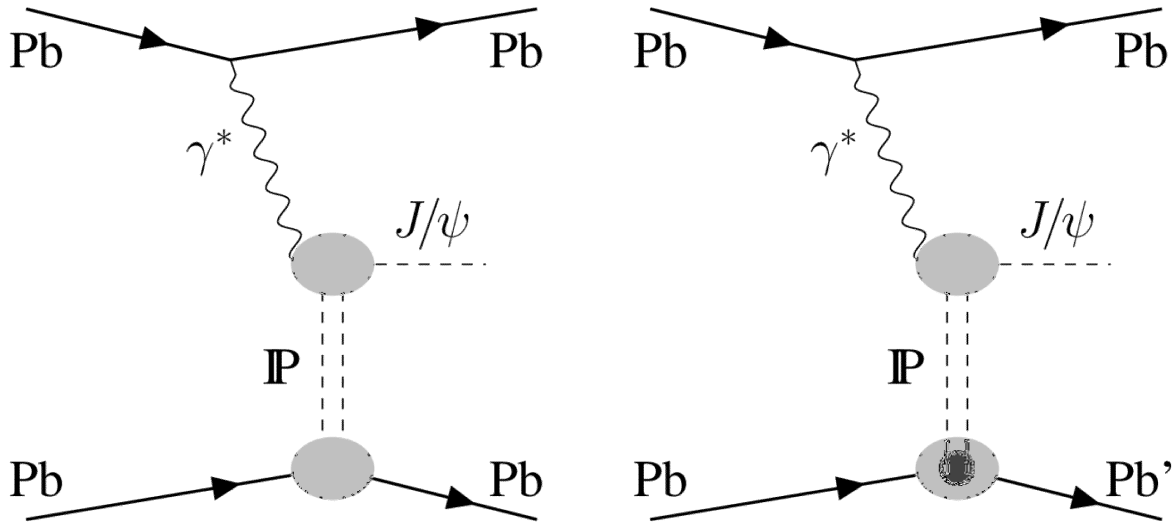


Рис. 2.3: Два механізми народження векторного J/ψ мезона в ультрапериферичних $PbPb$ зіткненнях: ліворуч — когерентний, праворуч — некогерентний [76].

як [16]:

$$\frac{d\sigma_{PbPb \rightarrow Pb+J/\psi+Pb}(y)}{dy} = r(W_+) k_+ \frac{dn}{dk_+} \sigma_{\gamma Pb \rightarrow J/\psi Pb}(W_+) + r(W_-) k_- \frac{dn}{dk_-} \sigma_{\gamma Pb \rightarrow J/\psi Pb}(W_-), \quad (2.9)$$

де

- $\sigma_{\gamma Pb \rightarrow J/\psi Pb}(W_{\pm})$ — переріз фотонародження (фотоядерний переріз);
- r — фактор збереження прогалини в розподілі рапідиті між продуктами реакції та ядрами, що налітають, тобто ймовірність того, що додаткова взаємодія між зустрічними ядрами відбудеться і призведе до утворення вторинних частинок, які не заповнять прогалини по рапідиті, що використані, щоб відібрати ексклюзивну подію;
- $\frac{dn}{dk_{\pm}}$ — потоки фотонів;
- $k_{\pm} = M_{J/\psi}/2 \cdot e^{\pm|y|}$ — енергія фотонів;

- $W_{\pm}^2 = M_{J/\psi} \sqrt{s} \cdot e^{\pm|y|}$ — квадрат енергії в системі центра мас "фотон-ядромішень".

Існує два способи розсіяння, щоб утворити J/ψ мезон при рапідиті y з квадратом енергії $W_{\pm}^2 = M_{J/\psi} \sqrt{s} \cdot e^{\pm|y|}$, де два розв'язки відповідають діаграмам на рис. 2.4.

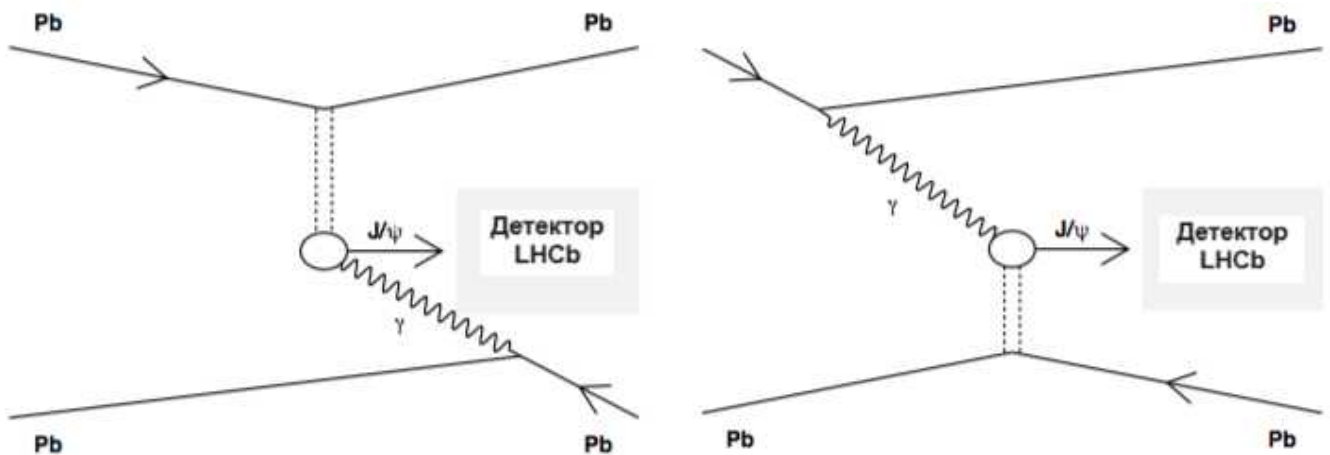


Рис. 2.4: Дві діаграми, що описують два експериментально нерозрізніювані шляхи народження ексклюзивного J/ψ мезона в УПЗ PbPb на ЛНС, дають внесок у повний переріз когерентного ексклюзивного фотонародження J/ψ мезонів. Вертикальні пунктирні лінії представляють двоглюонний обмін. Діаграма зліва — W_+ компонента, а справа — W_- компонента, що є панівною в зіткненнях важких PbPb іонів.

2.2.3 Ядерні партонні густини

Процеси фотоутворення на адронних колайдерах, особливо ексклюзивне народження векторних мезонів, приваблюють своєю чутливістю до дослідження розподілу глюонів в протонах та ядрах. Це можливо через те, що глюони не несуть ні електричного, ані слабкого заряду.

Переріз для ексклюзивного фотоутворення важких векторних мезонів (V) був розрахований з моделі двоглюонного обміну в пертурбативній КХД (pQCD). Для

пружного фотонародження на ядрах (N) переріз у головному порядку наближення залежить від ядерного глюонного розподілу [77]:

$$\sigma_{\gamma H \rightarrow VH} \propto [xg_A(x, Q^2)]^2, \quad (2.10)$$

де x є часткою нуклонного імпульсу, що переноситься глюонами (змінна Бйоркена x), та $g_A(x, Q^2)$ — ядерний глюонний розподіл (nPDF), оцінений при переданому імпульсу $Q^2 = (m_V/2)^2$. Також ядерну глюонну функцію розподілу можна записати як:

$$g_A(x, Q^2) = g_p(x, Q^2) \times R_g^A(x, Q^2), \quad (2.11)$$

де $g_p(x, Q^2)$ є протонним глюонним розподілом, згорнутим з фактором глюонної модифікації $R_g^A(x, Q^2)$. Різниця між $g_A(x, Q^2)$ та $g_p(x, Q^2)$ є добре відомим експериментальним фактом ефектів впливу ядерного середовища на розподіли партонів, тобто розподілів кварків та глюонів, зв'язаних нуклонів в порівнянні з незв'язаними. Такі ядерні ефекти виражаються в термінах ядерних модифікаційних факторів $R_a^A(x, Q^2)$, що відрізняються для типу партона a , ядра A . Взагалі вони зображаються функцією значень змінної Бйоркена x , що має деяку універсальну залежність. Один з таких ефектів, названий як ЕМС (European Muon collaboration) ефект [78], відображає пригнічення густини ядерного партонного розподілу.

Модель двоглюонного обміну (рис. 2.3) передбачає степеневу залежність перерізу від $W_{\gamma H}$:

$$\sigma_{\gamma H \rightarrow VH} \propto W_{\gamma H}^{4\lambda} \cdot e^{-a(W_{\gamma H})|t|}, 4\lambda = \delta, \quad (2.12)$$

де $W_{\gamma H}$ є енергією в системі центра мас "фотон-адрон t є квадратом переданого 4-імпульсу в адронній вершині та a — параметр підгонки експериментальних даних.

2.3 Реконструкції та селекції фізичних подій ексклюзивної генерації чармонію в УПЗ РbРb

2.3.1 Стратегія вимірювання поперечного перерізу

Фізичний аналіз [76, 79, 80] націлений на дослідження ексклюзивного процесу утворення J/ψ мезонів в ультрапериферичних зіткненнях релятивістських ядер Рb, а саме $\text{PbPb} \rightarrow \text{Pb} + (J/\psi \rightarrow \mu^+ + \mu^-) + \text{Pb}$, для якого J/ψ мезони було реконструйовано за каналом розпаду на пару мюонів із протилежними електричними зарядами. Символ “+” у запису реакції позначає проміжок у розподілах рапідиті між налітальними ядрами та утвореним J/ψ мезоном у вихідному каналі. Для даної реакції було досліджено такий механізм фотонно-ядерної взаємодії, як когерентне (пружне) розсіяння (квазі)фотона на цілому ядрі з обміном помероном (див. рисунок 2.3) [75, 81].

Диференціальний поперечний переріз когерентної генерації J/ψ мезонів визначається за формулою:

$$\frac{d\sigma^{\text{когер.}}}{dy} = \frac{N^{\text{когер.}}}{\Delta y \cdot \varepsilon_{\text{повн.}} \cdot \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) \cdot \mathcal{L}_{\text{інт.}}}, \quad (2.13)$$

де складовими є:

- $\sigma^{\text{когер.}}$ — переріз когерентного утворення J/ψ мезонів у досліджуваному (контрольному) інтервалі по рапідиті;
- $N^{\text{когер.}}$ — кількість (вихід) когерентно утворених J/ψ мезонів у даному підінтервалі по рапідиті;
- Δy — підінтервал по рапідиті J/ψ мезонів (ширина даного підінтервалу);
- $\varepsilon_{\text{повн.}}$ — повна ефективність реконструкції подій;
- $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (5,961 \pm 0.033)\%$ [1] — відносна (парціальна) ширина каналу розпаду J/ψ мезона на два мюони, що мають протилежні електричні

заряди (у відсотках);

- $\mathcal{L}_{int.}$ — інтегральна світність вибірки даних.

Рapidіті y є кінематичною величиною, за якою часто обчислюють диференціальні перерізи реакцій при релятивістських енергіях, наприклад, як у формулі 2.13. У фізиці високих енергій rapidіті частинки y має таке визначення:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right), \quad (2.14)$$

де E — повна енергія частинки, p_z — повздовжня компонента імпульсу частинки, а c — швидкість світла у вакуумі. Ця величина характеризує напрямок випромінювання частинки по відношенню до осі пучків та неявно виражає зв'язок із кутом між площиною xy , перпендикулярною до осі z колайдерних пучків, та траєкторією руху частинки (наприклад, $y \rightarrow 0$, якщо $p_z \rightarrow 0$ або $y \rightarrow \pm\infty$, якщо $E \simeq \pm p_z c$).

Похідною величиною до rapidіті є псевдорapidіті η , що визначається, як:

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right), \quad (2.15)$$

де θ — це полярний (декартовий) кут між траєкторією руху частинки та віссю пучків у системі центру мас, $\cos \theta = p_z/p$. В ультрарелятивістському наближенні $y \simeq \eta$.

Повну ефективність $\varepsilon_{повн.}$ у формулі 2.13 визначено як добуток ефективності приймання²³ детектором частинок $\varepsilon_{прийм.}$, ефективності реконструкції $\varepsilon_{рек.}$, ефективності відбору $\varepsilon_{сел.}$ кандидатів J/ψ мезонів:

²³Цю ефективність часто позначають як $\varepsilon_{геом.}$ і називають геометричною, бо вона визначається параметрами кутової апертури детектора щодо положення джерела випромінювання або номінальної точки взаємодії пучків тощо.

$$\varepsilon_{\text{повн.}} = \varepsilon_{\text{прийм.}} \cdot \varepsilon_{\text{рек.}} \cdot \varepsilon_{\text{сел.}} \quad (2.16)$$

Отже, предметом дослідження цього фізичного аналізу є когерентна генерація чармонію (векторних J/ψ та $\psi(2S)$ мезонів), що розпадається на два протилежно заряджених мюони, в ультрапериферичних РbРb зіткненнях. Робоча ідея аналізу полягає у відборі відповідних фізичних подій за критерієм малої множинності треків, реконструйованих детекторною системою ЛHCь в номінальному геометричному аксептансі $2 < \eta < 4,5$, де η — псевдорapidіті частинки. При цьому фотонно-ядерні взаємодії в ультрапериферичних зіткненнях релятивістських ядер розглядаються як об'єкт дослідження, для якого когерентне утворення є лише одним із механізмів перебігу таких процесів.

2.3.2 Вибірki даних та Монте-Карло симуляції

Первинний масив даних для конфігурації зіткнень РbРb при енергії в системі центра мас двох нуклонів 5,02 TeV було набрано в експерименті ЛHCь у листопаді-грудні 2015 року з різними конфігураціями тригерів. У даному аналізі використано мюонні тригерні лінії, що забезпечують початковий відбір та повну реконструкцію фізичних подій. У пункті 2.3.4 це розглянуто більш детально. Повний перелік робочих циклів Рb пучків та мінісерій набору даних ЛHCь можна знайти в детальному звіті про виконання цього аналізу [79].

У якості Монте Карло генератора подій було використано STARlight [82]. Генератор STARlight — це програмне забезпечення, призначене для Монте Карло симуляції УПЗ ядер при релятивістських енергіях колайдерів ЛHC та RHIC, зокрема для продукування таких фізичних станів: векторних мезонів (у фотонно-ядерних взаємодіях) та лептонних або мезонних пар, або окремих мезонів (у двофотонних взаємодіях). Ця програма обчислює поперечні перерізи генерації частинок у фотонно-опосередкованих реакціях, що протікають в УПЗ. Крім того, STARlight моделює (розігрує) кінематику подій УПЗ, що дозволяє розрахувати геометричну

ефективність детектора.

Враховуючи те, що на момент підготовки аналізу до публікації генератор STARlight іще не був цілком інтегрованим у загальну структуру LHCb для симулювання фізичних подій, було згенеровано приватні вибірки даних. Із метою отримання шаблонів апроксимувальних функцій для аналізу розподілу по поперечному імпульсу кандидатів чармонію було виконано Монте Карло симуляції таких процесів в УПЗ PbPb із накладанням умов відбору лише на рівні генератора STARlight:

1. 20 мільйонів подій, когерентне утворення J/ψ ($\gamma\text{Pb} \rightarrow (J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)\text{Pb}$) та $\psi(2\text{S})$ ($\gamma\text{Pb} \rightarrow (\psi(2\text{S}) \rightarrow \mu^+\mu^-)\text{Pb}$) мезонів;
2. 20 мільйонів подій, некогерентне утворення J/ψ ($\gamma\text{Pb} \rightarrow (J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)\text{Pb}^*$) та $\psi(2\text{S})$ ($\gamma\text{Pb} \rightarrow (\psi(2\text{S}) \rightarrow \mu^+\mu^-)\text{Pb}^*$) мезонів;
3. 20 мільйонів подій, утворення мюонних пар $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Необхідно було виконати ще дві додаткові симуляції: одну з них із метою визначення ефективності детектора — це симуляція когерентного утворення J/ψ лише на рівні генератора STARlight без умов відбору; іншу з метою оцінки внеску надходження J/ψ із розпадів фотоутворених $\psi(2\text{S})$ [79].

2.3.3 Опис детекторної установки

У розділі 1 було описано структуру та загальні характеристики детекторної установки LHCb, що стали актуальними для серії вимірювань Run 3 після відповідної модернізації. На рисунку 1.1 схематично зображено детектор LHCb, що в цілому зберіг свою форвардну геометрію, розміщення та підвиди детекторних систем у порівнянні зі схемою для серій вимірювань Run 1 та Run 2. Для повноти та достовірності інформації про детекторні системи LHCb, за допомогою яких було виконано вимірювання та реконструкцію подій УПЗ для даного аналізу, наведемо деякі корисні відомості та посилання на них.

Детекторна установка включає високопрецизійну трекову систему, що побудована із таких складових: по-перше, з кремнієвих мікростріпових вершинних детекторів, що оточують з двох сторін область взаємодії пучків ВАК (Vertex Locator, VELO) [83]; по-друге, із широкоапертурних кремнієвих мікростріпових детекторів (Trigger Tracker, TT) [84], розміщених перед дипольним магнітом; по-третє, із трьох станцій із кремнієвих мікростріпових детекторів (Inner Tracker, IT) [85] та дрейфових трубок (Outer Tracker, OT) [86], розташованих за магнітом. Трекова система забезпечує прецизійне вимірювання імпульсу p заряджених частинок із відносною похибкою, що варіюється від 0,5% для малих імпульсів до 1,0% для 200 GeV/c. Мінімальна відстань трека до первинної вершини, іншими словами прицільний параметр, вимірюється з роздільною здатністю $(15 + 29/p_T)$ мкм, де p_T — поперечний імпульс частинки в GeV/c. Два детектори черенковського випромінювання (RICH1, RICH2) [87] ідентифікацію сорту адронів. Калориметрична система, що включає сцинтиляційно-плитковий (SPD) та передзливовий (PS) детектори [88], електромагнітний (ECAL) [89] та адронний (HCAL) [90] калориметри, виконує ідентифікацію фотонів, електронів та адронів. Ідентифікацію мюонів забезпечують мюонні камери, що мають композитну систему із залізних поглиначів та багатодротинкових пропорційних камер (M1-M5) [91].

Система тригерів, що має дворівневу будову з апаратного Level-0 (L0) тригера та програмного High Level Trigger (HLT) тригера, забезпечує онлайнний відбір усіх подій [92]. L0 тригер нижнього рівня використовує вхідну інформації від калориметричної та мюонної систем. За ним слідує тригер програмного забезпечення HLT, що проводить повну реконструкцію подій.

Нижче наведемо детальний опис додаткової детекторної система HeRSChE, що був застосованим при селекції подій УПЗ для даного аналізу.

Спеціальну систему High Rapidity Shower Counters for LHCb (HeRSChE) [93] було введено в дію у 2015 р. У ній застосовано технологію сцинтиляційних лічильників у якості детекторів частинок. Як показано на рисунку 2.5, система HeRSChE складається із п'яти сцинтиляційних станцій: три з яких, також назва-

них як “задніх” (беквардних), чи “В” станцій, розміщені на відстані 114 м, 19,7 м та 7,5 м у від’ємному напрямку по відношенню до точки взаємодії ЛНСб (IP8) по осі пучків z , та двох інших, також названих як “передніх” (форвардних), або “F” станцій, розташованих на відстані 20 м, 114 м у додатному напрямку по відношенню до точки взаємодії ЛНСб (IP8) по осі пучків z , де вісь z спрямована у напрямку пучка 1 (див. рисунок 1.1).

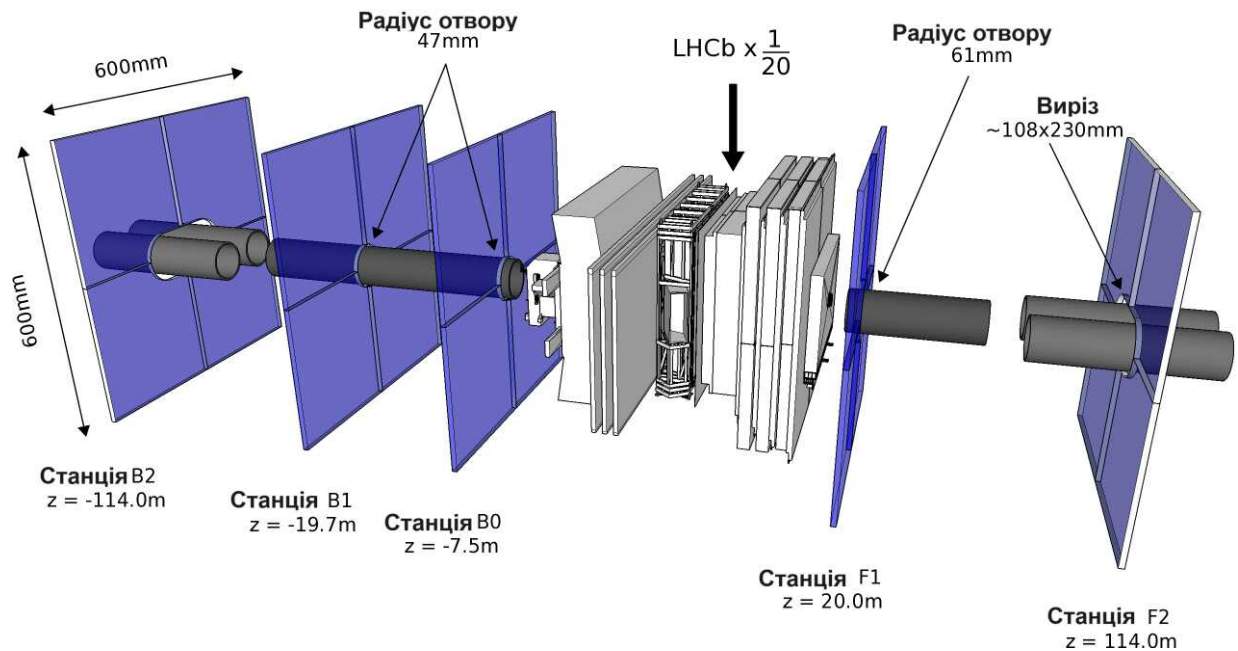


Рис. 2.5: Схема активних площин детекторних станцій HeRSChel по обидва боки від точки взаємодії ЛНСб (IP8). Для ілюстрації розміри станцій HeRSChel було збільшено 20-кратно щодо детекторного комплексу ЛНСб. Використано адаптований рисунок із [93].

Детекторна система HeRSChel функціонально призначена для дослідження дифракційних взаємодій в pp зіткненнях, особливо при центральному ексклюзивному утворенні, та фотонно-опосередкованих реакцій в УПЗ важких ядер. Вдало підібране розміщення сцинтиляційних станцій HeRSChel, як зображено на рисунку 2.6, збільшує номінальну кінематичну область по псевдорapidіті для детекторної установки ЛНСб в інтервалах $-10 < \eta < -5$ та $5 < \eta < 10$.

Під час фотоутворення J/ψ мезонів в УПЗ (див. графічне представлення механізмів генерації векторних J/ψ мезонів методом діаграм Фейнмана на рисунку

ку 2.3) ядра можуть емітувати декілька нейтронів, коли взаємодія непружня або коли відбувається обмін додатковим фотоном тощо. У таких випадках нейтрони вилітають під дуже великими псевдорapidіті, що означає, що вони не потрапляють у номінальну геометрію детекторної установки LHCb. Тому, використовуючи дані від HeRSChel, ми можемо відслідковувати продукти розпаду ядра та відділити сигнальні події від супутніх подій (наприклад, когерентне утворення J/ψ від некогерентного в УПЗ).

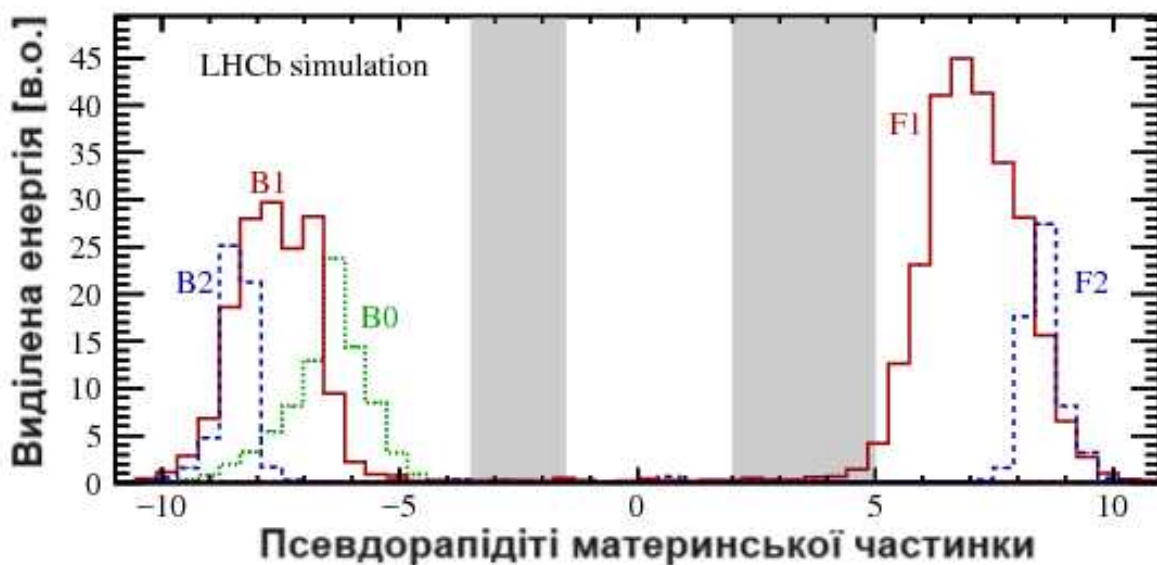


Рис. 2.6: Виділення енергії в сцинтиляторах HeRSChel як функція псевдорapidіті материнської частинки, що генерує зливу частинок. Сірі ділянки позначають номінальне охоплення по псевдорapidіті для детекторної установки LHCb. Використано адаптовану копію рисунка із [93].

2.3.4 Алгоритми відбору фізичних подій

По-перше, правильне розуміння механізмів генерації чармонію в УПЗ, про що мовилося в підрозділі 2.2, а по-друге, підтверджена ефективність роботи експериментальної установки LHCb, найголовніші аспекти якої розглянуто в підрозділах 1.1, 1.2, 1.3, дають можливість грамотно сформулювати робочу гіпотезу для алгоритмів відбору шуканих фізичних подій. Селекція вірогідних подій УПЗ $PbPb$, у яких відбулося когерентне утворення $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ або $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$

мезонів, із усього масиву зареєстрованих подій (актів взаємодії PbPb) ґрунтується на малій кількості треків²⁴, які реконструйовано детектором LHCb для кожної з них [76, 80].

Іншими словами, ідея сепарації електромагнітних взаємодій ядер Pb в УПЗ ґрунтується на припущенні спостереження мінімально необхідної множинності для таких подій. Тому своєрідним експериментальним відбитком процесу когерентного утворення чармонію є виявлення двох протилежно заряджених мюонів, на які вони розпадаються, у номінальній кутовій апертурі детектора LHCb. На рівні тригерної системи кожна з відібраних подій повинна бути тригерованою лінією L0MUON L0-тригера (тригера першого рівня або на рівні апаратного забезпечення) та лінією Hlt1DiMuonHighMass HLT1-тригера (тригера другого рівня або на рівні програмного забезпечення), тоді як на рівні HLT2 (тригера третього рівня) вона проходить без будь-яких рішень тригера. Більше про дослідження фільтрованих тригерами первинних даних, а також про перехресну перевірку із іншими тригерними лініями можна дізнатися в [79].

У таблиці 2.2 резюмовано головні тригерні лінії разом із переліком встановлених вимог для кожної з них, на основі яких виконано попередню фільтрацію шуканих подій. Це події, котрі: по-перше, мають ідентифіковані мюони за допомогою тригерного (L0) алгоритму isMuon, що потребує вихідних даних від мюонної системи, яка на апаратному рівні гарантує реєстрацію щонайменше одного мюона з поперечним імпульсом $p_T > 900 \text{ MeV}/c$; по-друге, мають два мюони протилежного знаку реконструйованих як два треки тригерним алгоритмом (HLT1), для яких зареєстровано точки взаємодії у всій трековій системі LHCb, відновлено їх траєкторію та первинну вершину, а інваріантна маса пари мюонів переважає $2700 \text{ MeV}/c^2$ на рівні програмного тригера. Таким чином, здійснюється відбір фізичних подій рівно з двома мюонами, які можуть походити від фотоядерного народження векторного мезона (для позначення чармонію, а саме векторних J/ψ

²⁴Йдеться про треки (сліди) від усіх утворених продуктів реакцій, тобто як первинних, так і вторинних частинок і т.п.

та $\psi(2S)$, використано літеру V).

Табл. 2.2: Ключові тригерні лінії та їхні вимоги для відбору ймовірної фізичної події когерентного утворення $V \rightarrow \mu^+ \mu^-$, застосовані у фізичному аналізі.

Рівень тригера	Тригерна лінія та її вимоги	
L0	L0MUON	
	p_T	$> 900 \text{ MeV}/c$
HLT1	Hlt1DiMuonHighMass	
	Пройдено L0MUON. Мюони мають точки взаєм. у VELO	
	p_T трека	$> 500 \text{ MeV}/c$
	p трека	$> 3000 \text{ MeV}/c$
	χ^2/ndf трека	< 3
	DOCA вершини	$< 0,2 \text{ мм}$
	χ^2 вершини	< 25
	маса димюона	$> 2700 \text{ MeV}/c^2$
HLT2	Hlt2BBPassThrough	

Більш реалістичною є ситуація, коли взаємодія ядер Pb, що призводить до фотонародження J/ψ або $\psi(2S)$ мезона, супроводжується іншим процесом (фотонародженням електронно-позитронної пари або кратними взаємодіями пучків). Звідси на етапі попереднього відбору подій, щоб фіксування критеріїв відбору не було строгим для кількості треків у Вершинному детекторі (VELO), але водночас, щоб зменшити ймовірне забруднення сигналу від додаткових взаємодій ядер Pb, вимагалась наявність 2 треків, реконструйованих у VELO, разом із пом'якшеною вимогою для відстані найближчого зближення між додатковим треком і вершиною векторного мезона. Повний перелік критеріїв відбору подій когерентного утворення чармонію, застосованих для цього аналізу, підсумовано в таблиці 2.3 (для позначення чармонію, а саме векторних J/ψ та $\psi(2S)$, використано літеру V).

Табл. 2.3: Усі критерії відбору ймовірної фізичної події когерентного утворення $V \rightarrow \mu^+ \mu^-$, застосовані у фізичному аналізі.

Змінна (критерій)	Значення (параметр)
Тригерний фільтр	
L0	L0Muon_TOS (μ^+ or μ^+)
HLT1	Hlt1DiMuonHighMass_TOS
Попередній відбір	
BCType (bunch crossing type)	= 3
isMuon (ідентиф. мюона)	достовірно для обох мюонів
nSPDhits	< 20
Повний офлайн відбір	
nLongTracks	= 2
nVeloTracks (DOCA < 1 мм)	= 2
η_{μ^\pm} мюона	$2,0 < \eta_{\mu^\pm} < 4,5$
p_{T, μ^\pm} мюона	> 800 MeV/c
$ \Delta\varphi_{\mu^+, \mu^-} $ мюонів	> $0,9\pi$
$p_{T, \mu^+ \mu^-}$ димюона	< 1 GeV/c
$m_{\mu^+ \mu^-}$ (для підгонки по масі)	$2,7 < m_{\mu^+ \mu^-} < 4,0$ GeV/c ²
$m_{\mu^+ \mu^-}$ (для підгонки $\ln(p_{T,V}^2)$)	$ m_{\mu^+ \mu^-} - m_V < 65$ MeV/c ²
$\ln(\chi_{\text{HRC}}^2)$	< 7

Кандидатів векторних мезонів було відібрано, вимагаючи, щоб два мюони мали поперечний імпульс $p_T > 800 \text{ MeV}/c$ в інтервалі по псевдорapidіті $2 < \eta_{\mu^\pm} < 4,5$ та інваріантну масу $m_{\mu^+\mu^-}$ в межах $\pm 65 \text{ MeV}/c^2$ відносно номінальної маси. Додатково вимагалось, щоб реконструйовані кандидати векторних мезонів мали поперечний імпульс $p_{T, \mu^+\mu^-} < 1 \text{ GeV}/c$ та азимутальний кут розльоту між мюонами $\|\Delta\varphi_{\mu^+, \mu^-}\| > 0,9\pi$.

Для того, щоб послабити фон від ймовірних периферичних PbPb зіткнень, було встановлено вето-критерій на події з більш ніж 20 внесками у відносних одиницях сумарної множинності заряджених частинок в сцинтиляційному детекторі SPD. Крім того, події з додатковим треком у VELO у просторовому околі первинної вершини для реконструйованого кандидата векторного мезона також було відсіяно.

І нарешті, з метою покращення алгоритму відбору сигнальних подій було застосовано вето-критерій щодо наявності надлишкових відгуків у сцинтиляційних детекторах системи HeRSChEL. Виконано спеціальне калібрування відгуку HeRSChEL, що відповідає умовам набору даних PbPb зіткнень у 2015 році, на основі яких було згенеровано контрольну вибірку подій, що відповідають перетинам згустків пучків типу “порожній-порожній”²⁵, по суті, які імітують УПЗ події²⁶. Для визначення коректного параметра критерію відбору (вето-критерію) на основі даних HeRSChEL було розраховано добротність HeRSChEL (*HeRSChEL figure-of-merit, FOM*), використавши метод запропонований в роботі [93]). Відповідно до формули 2.17 добротність ξ_{HRC} визначається як:

²⁵У термінах конфігурації (структури) пучків ВАК та відповідних зіткнень, це означає, що у точці взаємодії експерименту не відбувається фізичних взаємодій пучків на момент їх перетину, бо самі ці ланки у кортежах пучка 1 та пучка 2 не є заповненими ядрами. Такі перетини пучків є однозначно ідентифікованими за змінною $\text{BCType (bunch crossing type)} = 0$.

²⁶Сюди можна віднести топологічно подібний процес для pp зіткнень, добре відомий як центральне ексклюзивне утворення векторних мезонів, або *central exclusive production of vector mesons*, якщо розглядати класифікацію реакцій УПЗ ядер із усіма можливими конфігураціями зіткнень, тобто AA, AB, Ap, pp .

$$\xi_{\text{HRC}} = \ln \left(\sum_{i=1}^{20} \left(\frac{R_i}{\sigma_i} \right)^2 \right) = \ln (\chi_{\text{HRC}}^2), \quad (2.17)$$

де R_i є відгуком i -го лічильника HeRSChеL у відліках АЦП, а σ_i — калібрувальною константою для i -го лічильника HeRSChеL у відліках АЦП. Калібрувальну константу σ для кожного сцинтиляційного лічильника HeRSChеL було визначено як стандартне відхилення (параметр) апроксимувальної функції (гаусіани), що описує розподіл сигналу відповідного лічильника для контрольної вибірки даних (наприклад, як показано на рисунку 2.7). На рисунку 2.8 зображено розподіл добротності ξ_{HRC} для тих подій, що імітують УПЗ РbРb.

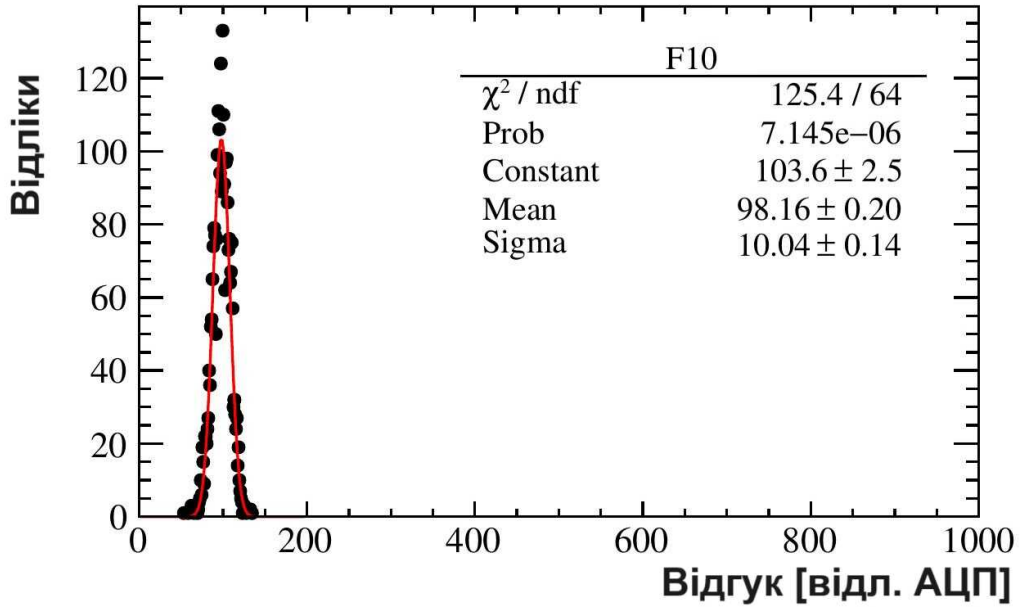


Рис. 2.7: Приклад розподілу сигналу для сцинтилятора F10 системи HeRSChеL для контрольної вибірки подій, що імітують УПЗ РbРb. Калібрувальний параметр, сигма гаусіани, отримано з фітування цього розподілу.

2.3.5 Виділення сигнальних фізичних подій

У цьому пункті описано метод аналізу отриманої контрольної вибірки даних для ультрапериферичних РbРb зіткнень, що містить усі реконструйовані кандидати J/ψ мезонів, з метою сепарації таких фізичних подій, як: виходу когерентно та

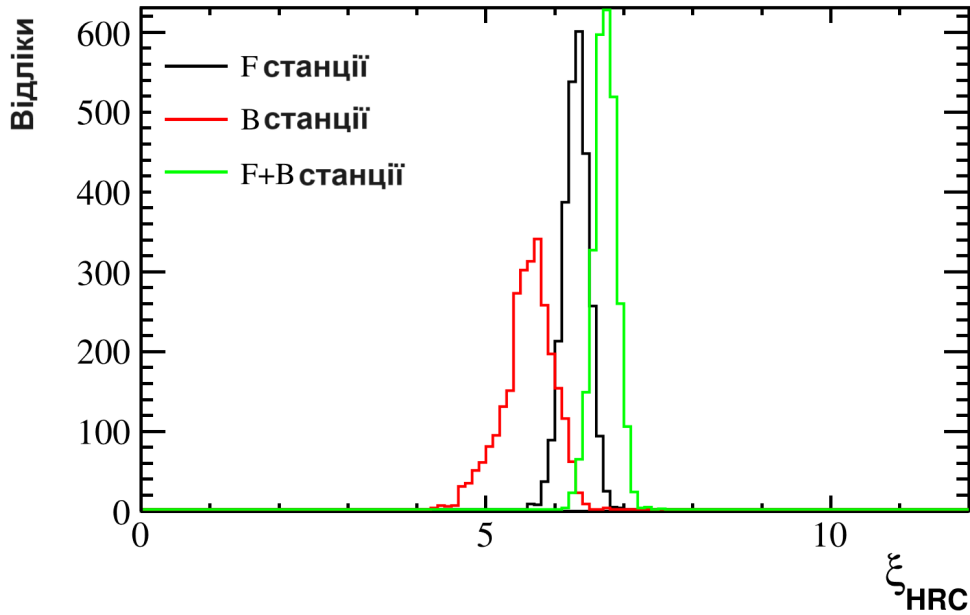


Рис. 2.8: Розподіл добротності HeRSChEL для подій, що імітують УПЗ PbPb (зелена лінія). Для порівняння з ξ_{HRC} еквівалентні величини було розраховано лише для форвардних (чорна лінія) та беквордних (червона лінія) станцій.

некогерентно утворених J/ψ мезонів, надходження або припливу (дослівно, *feed-down*) від J/ψ мезонів, що є дочірнім продуктом розпаду $\psi(2S)$ мезонів та внеску від димюонного континуума ($\gamma + \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$). Запропонований метод визначення виходу сигнальних подій є двокроковим (двостадійним) [76, 80], які ми детально розглянемо нижче.

Крок 1. Аналіз спектра інваріантної маси димюонів — ізоляція континуума

На першому кроці завданням є обчислення виходу континуума (нерезонансного фону) у масовому вікні²⁷, вибраному у межах $\pm 65 \text{ MeV}/c^2$ від номінальної маси J/ψ мезонів згідно з даними міжнародної колаборації, що систематизує властивості елементарних частинок та фундаментальних взаємодій, — *Particle Data Group* [1].

²⁷Відповідно до роздільної здатності LHCb за інваріантною масою для J/ψ мезонів, реконструйованих через двомюонний канал, що становить близько $30 \text{ MeV}/c^2$. Варто зазначити — це найкраща досягнута на даний час роздільна здатність у світі! У спектрометрії роздільна здатність по масі визначається як повна ширина на пів висоті розподілу (ПШПВ, або *full width at half maximum*), що для нормального розподілу густини фізичної величини визначається через його стандартне відхилення σ як $\text{FWHM} \approx 2,355\sigma$.

Застосувавши критерії відбору (наведені у табл. 2.3), будуємо очищений розподіл інваріантної маси димюонних пар, що містить один сигнальний пік, що відповідає J/ψ , та другий пік, що відповідає $\psi(2S)$, а також димюонний континуум, що лежить в його основі та походить від фотонно-фотонних взаємодій $\gamma + \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Методом підгонки експериментального спектра маси димюонів визначаємо вихід J/ψ та $\psi(2S)$. Повна апроксимувальна модель включає дві двосторонні Crystal Ball функції [94] для J/ψ та $\psi(2S)$, кожна з яких відтворює відгук детектора в області відповідного резонансу, а також добуток експоненціальної функції та поліноміальної функції першого порядку для опису нерезонансного фону. Підгонку спектра, як показано на рисунку 2.9, виконано в інтервалі $2,7 \text{ GeV}/c^2 < m_{\mu^+\mu^-} < 4 \text{ GeV}/c^2$.

Крок 2. Аналіз розподілу $\ln(p_T^2)$ J/ψ кандидатів — ізоляція внеску від некогерентного утворення та від розпаду фотогенерованих $\psi(2S)$

Завданням другого кроку є визначення виходу когерентно фотоутворених J/ψ мезонів підгонкою розподілу натурального логарифма від квадрата поперечного імпульсу J/ψ кандидатів, $\ln(p_T^2)$, у вищезгаданому масовому вікні для J/ψ методом найбільшої правдоподібності.

Когерентно народженні J/ψ мезони мають дуже малі поперечні імпульси ($\overline{p_T} \approx 60 \text{ MeV}/c$, що відповідає $\ln(p_T^2/[\text{GeV}/c]^2) \approx -5,627$) завдяки малим поперечним імпульсам фотонів. Ця характерна риса дозволяє чітко виділити сигнальні події за розподілом поперечного імпульсу J/ψ . Для ліпшого графічного представлення сигнальних подій запропоновано застосування методу підгонки до розподілу $\ln(p_T^2)$. Поряд із виходом когерентних J/ψ у розподілі $\ln(p_T^2)$ наявний також внесок від некогерентних J/ψ та від надхідних J/ψ із розпаду $\psi(2S)$, що первинно утворилися в ультрапериферичному зіткненні, а також від мюонних пар, що утворюють континуум.

Щоб врахувати всі перелічені процеси в розподілі $\ln(p_T^2)$, було згенеровано відповідні функції щільності ймовірності (шаблони) на основі Монте Карло симуляцій із використанням STARlight генератора фізичних подій та програмного

забезпечення для моделювання детектора ЛНСб. Кількість фонових подій від континуума було обмежено відповідно до результату підгонки масового спектру. Припускається, що внесок від надхідних J/ψ , має такий самий розподіл $\ln(p_T^2)$, як і змодельовані $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ розпади, де J/ψ реконструйовано, і обидва піони не потрапляють під вимогу відбору J/ψ кандидатів із додатковими треками. На рисунку 2.10 зображено $\ln(p_T^2)$ розподіл даних поряд із апроксимацією за допомогою отриманих Монте Карло шаблонів.

На рисунку 2.9 показано отриманий спектр маси мюонних пар у інтервалі $2700 \text{ MeV}/c^2 < m_{\mu^+\mu^-} < 4000 \text{ MeV}/c^2$, що включає, зокрема, внесок від кандидатів векторних мезонів, реконструйованих через двомюонний канал, та відповідні апроксимації.

Сигнальний пік для J/ψ чітко видно в області номінального значення по масі $3096,9 \pm 0,006 \text{ MeV}/c^2$ на низькому нерезонансному фоні, що не переважає 10 подій на один підінтервал розподілу по масі. Статистично менш набраний сигнальний пік для $\psi(2S)$ теж добре помітний в області номінального значення по масі $3686,097 \pm 0,025 \text{ MeV}/c^2$. Для коректного визначення сигнального внеску було використано двосторонню функцію Crystal Ball, оскільки вона враховує радіаційні втрати кінцевих продуктів розпаду векторних мезонів у відгуку детектора. Вихід сигнальних та фонових (від континуума) подій обчислено в масовому вікні у межах $\pm 65 \text{ MeV}/c^2$ від номінальної маси векторних мезонів, що відповідає довірчому інтервалу $\pm 5\sigma$, або довірчій ймовірності $\simeq 100\%$. У таблиці 2.4 приведено повний вихід J/ψ у відповідних підінтервалах по рапідиті. Повний внесок від нерезонансного фону становить 64 ± 5 подій.

На рисунку 2.10 представлено отриманий розподіл $\ln(p_T^2)$, де p_T^2 є квадратом поперечного імпульсу J/ψ кандидатів. Вершина розподілу при $\ln(p_T^2/[\text{GeV}/c]^2) \approx -5,627$ сформована в основному внеском від когерентно утворених J/ψ мезонів, що характеризуються малими поперечними імпульсами ($p_T \simeq 0,06 \text{ GeV}/c \rightarrow p_T^2 \simeq 3,6 \times 10^{-3} [\text{GeV}/c]^2$). У сигнальній області вихід нерезонансного фону було обмежено відповідно до його внеску у спектр інваріантної маси. Внески від некогерентно

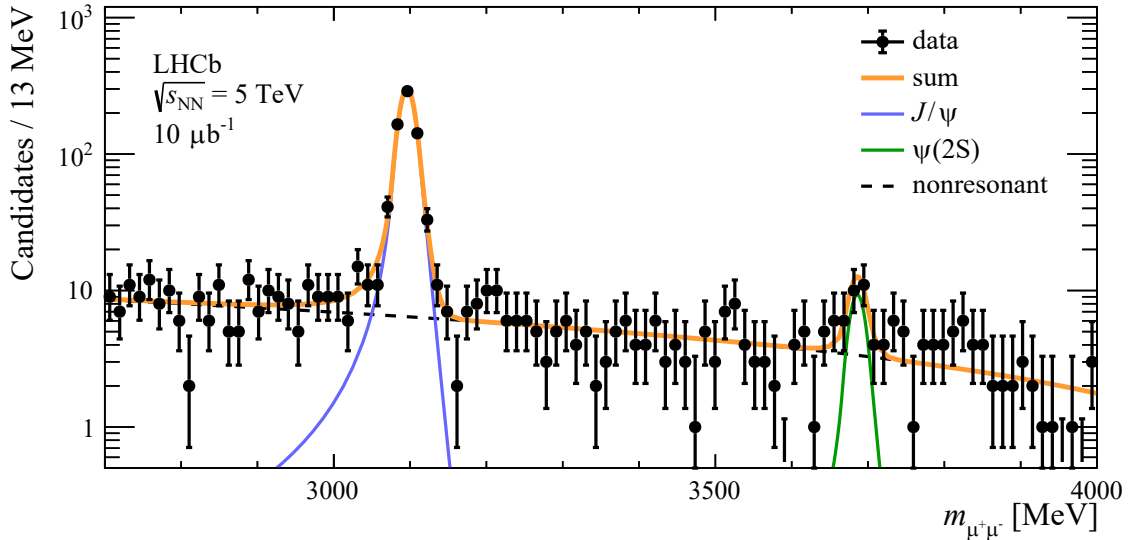


Рис. 2.9: Спектр інваріантної маси $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ та $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатів, відібраних для подій, що задовольняють критерії відбору (табл. 2.3) та які було реконструйовано в ультрапериферичних PbPb зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV. Функції підгонки, що описують індивідуальні внески від J/ψ (фіолетова суцільна лінія), від $\psi(2S)$ (темно-зелена суцільна лінія) та від нерезонансного фону (чорна штрихова лінія), а також складену модель (оранжева суцільна лінія), що описує увесь спектр експериментальних даних, зображений точками, нашаровано на полотні.

утворених J/ψ мезонів та від надходження J/ψ із розпаду $\psi(2S)$ мезонів, що характеризуються значно більшими поперечними імпульсами добре описано функціями підгонки. У таблиці 2.4 приведено вихід когерентних J/ψ у відповідних підінтервалах по рапідиті.

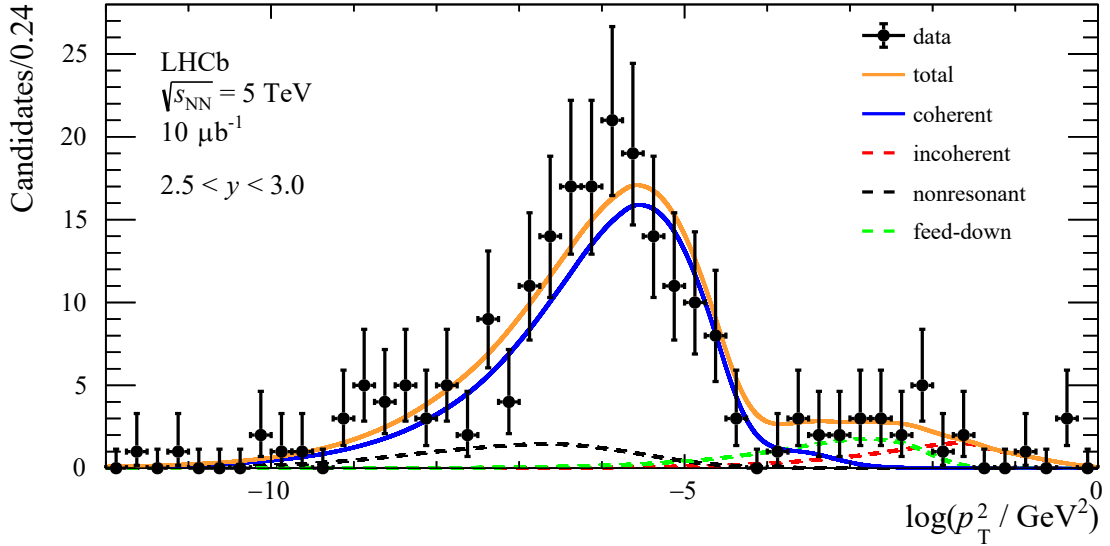


Рис. 2.10: $\ln(p_T^2)$ розподіл для $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатів в інтервалі по рапідиті $2,5 < y_{J/\psi} < 3,0$ та масовому вікні $|m_{J/\psi,PDG} - m_{\mu\mu}| < 65 \text{ MeV}/c^2$, відібраних для подій, що задовольняють критерії відбору (табл. 2.3) та які було реконструйовано в ультрапериферичних PbPb зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$. Розподіл експериментальних даних, представлений точками, підігнано складеною моделлю (оранжева суцільна лінія) із чотирьох складових функцій. Ці складові моделі описують індивідуальний внесок від когерентних (синя суцільна лінія) і некогерентних (червона штрихова лінія) J/ψ мезонів, надходження від J/ψ із розпаду $\psi(2S)$ мезонів (зелена штрихова лінія), а також вклад від нерезонансного фону (чорна штрихова лінія). Дані та моделі фітування нашаровано на полотні.

2.3.6 Визначення ефективностей

Повна ефективність $\varepsilon_{повн.}$, як описано в пункті 2.3.1, задається форм. 2.16. Далі коротко охарактеризуємо ефективності приймання $\varepsilon_{прийм.}$, реконструкції $\varepsilon_{рек.}$ та ефективності відбору $\varepsilon_{сел.}$ фізичних подій. Детальні розрахунки складових цих

Табл. 2.4: Повний вихід та вихід когерентних J/ψ разом зі статистичними похибками в підінтервалах по рапідиті для J/ψ мезонів після фітування інваріантної маси та поперечного імпульсу відповідно.

Інтервал по рапідиті y	Повний вихід J/ψ	Вихід когерентних J/ψ
2,0–2,5	69 ± 9	53 ± 8
2,5–3,0	208 ± 15	153 ± 14
3,0–3,5	233 ± 16	176 ± 15
3,5–4,0	131 ± 12	95 ± 11
4,0–4,5	32 ± 6	53 ± 8

ефективностей представлено в звіті про виконання даного аналізу [79].

Ефективність приймання фізичних подій

Ефективність $\varepsilon_{\text{прийм.}}$ можна визначити як ефективність приймання частинок детектором, що пов'язана з номінальною кутовою апертурою (геометрією) детектора LHCb, тобто це частка тих подій із когерентного утворення $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатів в УПЗ від загальної кількості згенерованих STARlight генератором подій, що відповідають таким кінематичним умовам для мезонів та продуктів їх розпаду: значення рапідиті J/ψ кандидата із поперечним імпульсом $p_{T, \mu^+\mu^-} < 1$ GeV/c лежить в підінтервалі по рапідиті Δy , а обидва мюони із поперечним імпульсом $p_{T, \mu^\pm} > 800$ MeV/c потрапляють в активну область вимірювання детектора, тобто в інтервал по псевдорапідиті $2,0 < \eta_{\mu^\pm} < 4,5$ та відповідають критерію за кутом розльоту $||\Delta\varphi_{\mu^+, \mu^-}|| > 0,9\pi$.

Ефективність реконструкції фізичних подій

Ефективність $\varepsilon_{\text{рек.}}$ визначається за формулою 2.18 як добуток складових:

$$\varepsilon_{\text{рек.}} = \varepsilon_{\text{трек.}} \cdot \varepsilon_{\text{прийм. мюон.}} \cdot \varepsilon_{\text{іден. мюон.}} \cdot \varepsilon_{\text{триг.}}, \quad (2.18)$$

де

- $\varepsilon_{\text{трек.}}$ — ефективність трекінгу (реконструкції треків), тобто це частка тих подій із утворенням J/ψ з двома істина-мюонами (*truth-muons*), що є в істинно активній області (*truth fiducial pseudo-rapidity region*), в певному підінтервалі по рапідиті Δy , для яких обидва треки є реконструйованими усією трековою системою в активній області вимірювання LHCb, від кількості подій із J/ψ , що були виявлені в номінальній кутовій апертурі детектора LHCb;
- $\varepsilon_{\text{прийм. мюон.}}$ — ефективність приймання мюонів мюонною системою (камерами), або ефективність потрапляння двох треків в межі активної області мюонних камер, тобто це частка тих подій із утворенням J/ψ в певному підінтервалі по рапідиті Δy , для яких обидва треки потрапляють в активну область мюонних камер, від кількості подій із J/ψ з двома реконструйованими треками;
- $\varepsilon_{\text{іден. мюон.}}$ — ефективність для двох істина-мюонів (*truth-muons*), що потрапляють в активну область мюонних камер, бути ідентифікованими як мюони (isMuon), або ефективність реконструкції мюонів, тобто це частка тих подій із утворенням J/ψ , що потрапляють в активну область мюонних камер, в певному підінтервалі по рапідиті Δy , для яких обидва треки є ідентифікованими мюонами (isMuon), від кількості подій із J/ψ з двома треками, що виявлені у мюонних камерах;
- $\varepsilon_{\text{триг.}}$ — ефективність тригерування (спрацювання тригерної системи чи фільтра), тобто частка тих подій із утворенням J/ψ від кількості J/ψ подій з двома ідентифікованими мюонами (isMuon) в певному підінтервалі по рапідиті Δy , для яких спрацювали тригери L0 та HLT.

Усі складові ефективності реконструкції фізичних подій $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ з формули 2.18 було визначено з використанням Монте Карло симуляції у STARlight. Щоб досягти узгодження між даними та результатами симуляції, було розрахо-

вано масштабувальний коефіцієнт $f_{рек. трек.}$ для ефективності реконструкції фізичних подій, що була визначена за допомогою Монте Карло симульованих даних. По суті, масштабувальний коефіцієнт $f_{рек. трек.}$ є не що іншим як коректувальним фактором між даними та симуляцією [79].

Ефективність відбору фізичних подій

У формулу розрахунку ефективності селекції $\varepsilon_{сел.}$ входять такі складові:

$$\varepsilon_{сел.} = \varepsilon_{мас. вікн.} \cdot \varepsilon_{вето} \cdot \varepsilon_{множ.}, \quad (2.19)$$

де

- $\varepsilon_{мас. вікн.}$ — ефективність критерію виділення сигнальних подій із утворенням J/ψ , пов'язаного із вимогою відбору кандидатів щодо контрольного вікна по масі $|m_{\mu^+\mu^-} - m_{J/\psi}| < 65 \text{ MeV}/c^2$;
- $\varepsilon_{вето}$ — ефективність вето-критерію щодо HeRSChEL для виділення ексклюзивних подій із когерентним утворенням J/ψ ;
- $\varepsilon_{множ.}$ — ефективність критерію відбору сигнальних подій, пов'язаного із вимогою щодо множинності взаємодій, яку реєструє детекторна система SPD.

2.3.7 Систематичні похибки визначення поперечного перерізу

При обчисленні диференціального поперечного перерізу генерації когерентних J/ψ мезонів згідно з формулою 2.13 розглянуто такі систематичні похибки, що пов'язані: з розрахунком інтегральної світності досліджуваної вибірки даних, із визначенням ефективностей реконструкції та відбору J/ψ , ефективності вето-критерію на основі даних HeRSChEL, ефективності тригерної системи, із вибором апроксимувальної моделі та моделювання надходження J/ψ від розпаду $\psi(2S)$, із точності визначення відносної ширини каналу розпаду $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Більше детальне вивчення можливих джерел систематичних похибок та їх характеристикація для даного аналізу представлено в цих публікаціях [79, 95].

Досліджені систематичні похибки визначення перерізу когерентних J/ψ мезонів підсумовано в таблиці 2.5.

Табл. 2.5: Зведена таблиця систематичних похибок обчислення диференційного перерізу когерентної генерації J/ψ мезонів. Діапазони для похибок відповідають розкиду між підінтервалам по рапідиті. Зірочкою (*) позначено корильовані похибки для усіх підінтервалів.

Джерело невизначеності	Відносна похибка, %
Інтегральна світність	13*
Ефективність реконструкції J/ψ	1,7–4,8
Ефективність відбору J/ψ	1,7
Ефективність вимоги щодо HeRSChE L	1,0
Ефективність апаратного тригера	1,0
Ефективність програмного тригера	1,0
Модель підгонки розподілу по масі	1,0–1,6
Надходження J/ψ від розпаду $\psi(2S)$	0,4–1,0
Парціальна ширина каналу розпаду J/ψ	0,6*

2.4 Експериментальні результати аналізу та їх обговорення

Поперечний переріз когерентної генерації J/ψ мезонів

У підрозділі 2.3 описано логіку виконання дослідження генерації векторних мезонів в ультрапериферичних PbPb зіткненнях з метою обчислення диференційного поперечного перерізу реакції когерентного народження J/ψ мезонів, використовуючи формулу 2.13.

Метод визначення виходу когерентних J/ψ мезонів розглянуто в пункті 2.3.5, а характеристикацію ефективностей визначення перерізу їх генерації представлено в пункті 2.3.6.

Табл. 2.6: Обчислені поперечні перерізи когерентної генерації J/ψ мезонів та їх статистичні та систематичні похибки (окремо виділено систематичну похибку інтегральної світності) в залежності від рапідиті $y_{J/\psi}$. Поділивши переріз на ширину відповідного підінтервала по рапідиті, отримуємо диференціальний переріз.

Підінтер. по y	Переріз σ , мб	Стат. п., мб	Сист. п., мб	П. інт. світн., мб
2,0–4,5	4,45	0,24	0,18	0,58
2,0–2,5	1,35	0,19	0,06	0,17
2,5–3,0	1,09	0,09	0,05	0,14
3,0–3,5	0,89	0,07	0,04	0,12
3,5–4,0	0,65	0,06	0,03	0,08
4,0–4,5	0,48	0,09	0,02	0,06

Вимірний поперечний переріз когерентної генерації J/ψ мезонів в ультрапериферичних PbPb зіткненнях при енергії 5,02 TeV в межах номінальної кінематичної області експерименту LHCb становить $4,45 \pm 0,24$ (стат.) $\pm 0,18$ (сист.) $\pm 0,58$ (світ.) мб, де перша похибка є статистичною, друга — систематичною, а третя — похибка визначення світності. J/ψ кандидати реконструйовано за кінцевими димюонними продуктами розпаду, для яких мюони зареєстровано в інтервалі по псевдорапідиті $2,0 < \eta < 4,5$, а самі J/ψ повинні мати поперечний імпульс $p_T < 1$ GeV/c та рапідиті в інтервалі $2,0 < y < 4,5$.

Значення отриманого поперечного перерізу для відповідних підінтервалів рапідиті приведено в табл. 2.6. На рис. 2.11 зображено розподіл диференціального перерізу для п'яти відповідних підінтервалів по рапідиті в залежності від рапідиті J/ψ .

Порівняння експериментальних даних із теоретичними передбаченнями

Різні теоретичні передбачення [96], [97], [14], зображені на рисунку 2.11 лінія-

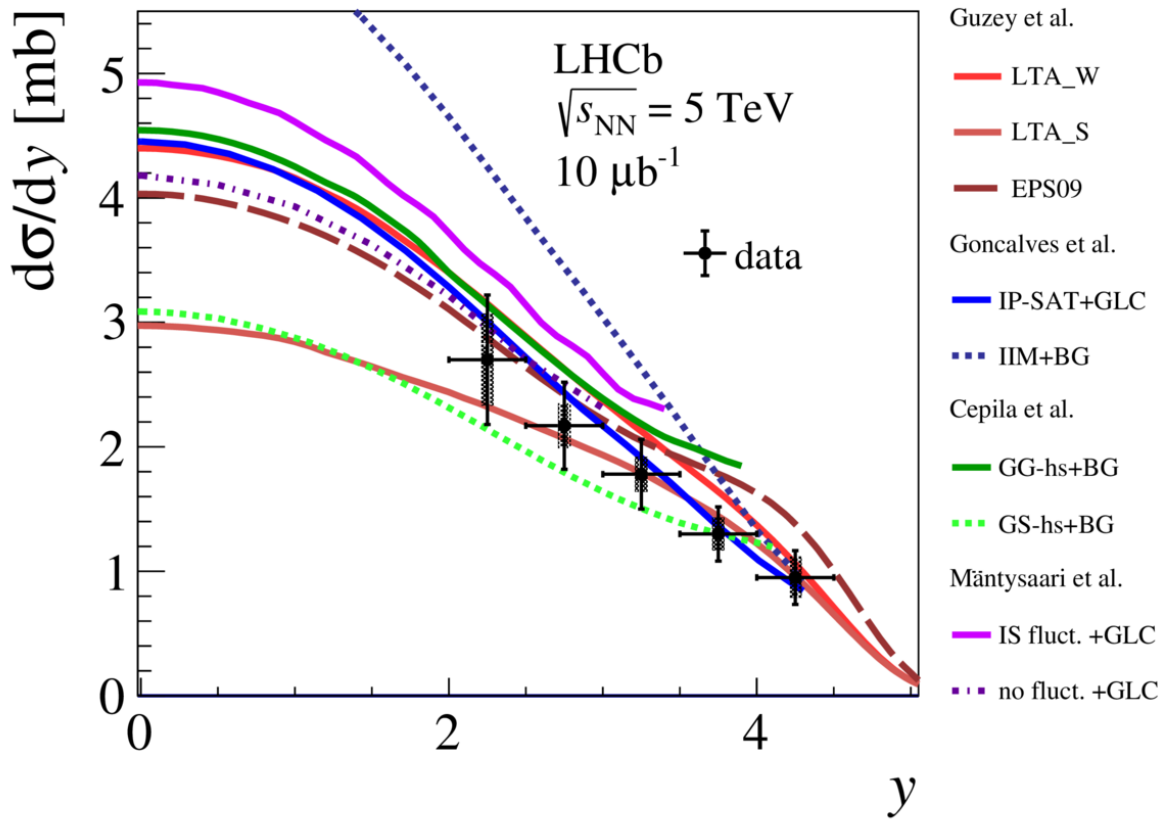


Рис. 2.11: Диференціальний поперечний переріз когерентної генерації J/ψ мезонів в ультрапериферичних РbРb зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ в залежності від рапідиті J/ψ , виміряний в інтервалі $2 < y < 4,5$ в експерименті ЛHCб. Ці дані зображено точками, а їх статистичні та повні похибки — внутрішніми та зовнішніми межами відповідно. Приведено порівняння із теоретичними розрахунками з використанням різних феноменологічних моделей (дет. в тексті).

ми, приведені для порівняння з виміряним диференціальним перерізом народження когерентних J/ψ мезонів в ультрапериферичних зіткненнях іонів PbPb при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV. Основні відмінності між моделями полягають у методах та підходах, що використовуються для розгляду фотоутворення когерентних J/ψ мезонів [98].

У моделі Gonçalves та ін. [97] переріз когерентних J/ψ мезонів розраховувано в рамках Color Dipole підходу та Color Glass Condensate формалізму. Три різні параметризації дипольно-протонного перерізу (ІІМ, IP-SAT, bCGC), що враховують ефекти глюонного насичення при малих змінних Бйоркена, поєднали з двома різними моделями хвильових функцій для векторного мезона, як-от: boosted Gaussian (BG) та Gauss-LC (GLC). Усі вхідні параметри підібрано на основі даних із експериментів на колайдері HERA [15, 99, 100]. На рисунку 2.11 синьою суцільною та штриховою кривими представлено моделі IP-SAT+GLC та ІІМ+BG відповідно. Комбінація параметризації ІІМ [101] та підсиленої гауссової хвильової функції відкинута на основі даних.

Модель Cerila та ін. [14] можна розглядати як варіацію Color Dipole моделі. Головна відмінність із моделями Gonçalves та ін. [97] полягає в параметризації дипольно-протонного перерізу та методології, використаної для розширення його на дипольно-ядерні амплітуди розсіяння. У цій моделі застосовується методологія Глаубера-Грібова (*Glauber-Gribov method*, GG) та метод геометричного масштабування (*geometric scaling*) між розміром ядерного насичення та протонного насичення (GS). На рисунку 2.11 зеленою суцільною та штриховою кривими показані обидві моделі, що задовільно описують експериментальні дані.

У моделі, запропонованій Mäntysaari та ін. [17], переріз також обчислюється за допомогою Color Dipole моделі з урахуванням флуктуацій субнуклонного масштабу. Із виміряними даними порівнюються передбачення з субнуклонними флуктуаціями і без них з використанням параметризації IP-SAT для дипольно-протонного перерізу та з використанням моделі GLC для векторно-мезонної хвильової функції. Обидві моделі, зображені на рисунку 2.11 суцільною та штрихпунктирною

фіолетовими лініями, здатні описати дані.

Модель Guzey та ін. [96] ґрунтується на розрахунках у рамках пертурбативної КХД (pQCD). Переріз когерентної генерації J/ψ мезонів на протонній мішені розраховано в межах логарифмічної апроксимації головного порядку пертурбативної КХД (*leading log approximation pQCD*). Використано декілька моделей для опису ядерної структури при обчисленні результуючого перерізу: слабший (LTA_W) та сильніший (LTA_S) сценарії, що використовують модель ядерного затінення [102], а також EPS09 [103] ядерні партонні функції розподілу (nPDFs). В цілому дані можна описати цими моделями, як показано на рисунку 2.11.

Нещодавно в експерименті LHCb було вдруге виміряно поперечні перерізи когерентної генерації чармонію в ультрапериферичних PbPb зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV у тій самій форвардній області по рапідіті на основі нової вибірки даних (приблизно у 23 рази більшої) [95]. Переріз цього процесу також було отримано в експерименті CMS у центральній області по рапідіті [104] та в експерименті ALICE як у центральній [105], так і у форвардній [106] областях по рапідіті у зіткненнях PbPb при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV та $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV на ВАК відповідно. У таблиці 2.7 наведено порівняння результатів цих вимірювань.

Порівняння вибраних результатів народження когерентних J/ψ та $\psi(2S)$ в УПЗ у конфігурації PbPb на LHC показано в таблиці 2.7.

Табл. 2.7: Результати досліджень когерентного утворення чармонію в УПЗ РbРb на LHC (опуб. станом на 2023 р.).

Характеристика	LHCb [95], [107]		ALICE [106], [105], [108], [109], [110]				CMS [111]
Конф. зіткнення	PbPb						
Інт. світність, мкб^{-1}	10 ± 1	228 ± 10	754 ± 38	233 ± 6	55	$22,4_{-1,2}^{+0,9}$	159 ± 8
Енергія $\sqrt{s_{NN}}$, TeV	5,02	5,02	5,02	5,02	2,76	2,76	2,76
Енергія на нуклон, GeV	2510	2510	2510	2510	1380	1380	1380
Лоренц-фактор γ_L	2696	2696	2696	2696	1483	1483	1483
Інтер. по псевдорapidіті $\eta_{\mu\pm}$	$2 < \eta < 4,5$	$2 < \eta < 4,5$	$-4,0 < \eta < -2,5$	$ \eta < 0,9$	$-3,7 < \eta < -2,5$	$-0,9 < \eta < 0,9$	$1,2 < \eta < 2,4$
Інтер. по rapidіті y	$2 < y < 4,5$	$2 < y < 4,5$	$-4,0 < y < -2,5$	$ y < 0,8$	$-3,6 < y < -2,6$	$-0,9 < y < 0,9$	$1,8 < y < 2,3$
Переріз $\sigma_{J/\psi}^{\text{когер.} (*)}$ або $d\sigma_{J/\psi}^{\text{когер.}}/dy^{(**)}$, мб	$4,45 \pm 0,65^{(*)}$	$5,965 \pm 0,355^{(*)}$	$2,549_{-0,238}^{+0,21} (**)$	$4,10 \pm 0,24^{(**)}$	$1,00_{-0,32}^{+0,3} (**)$	$2,38_{-0,24}^{+0,34} (**)$	$1,82 \pm 0,35^{(**)}$
Переріз $\sigma_{\psi(2S)}^{\text{когер.} (*)}$ або $d\sigma_{\psi(2S)}^{\text{когер.}}/dy^{(**)}$, мб	—	$0,923 \pm 0,099^{(*)}$	—	$0,76 \pm 0,12^{(**)}$	—	$0,83 \pm 0,19^{(**)}$	—
$(d\sigma_{\psi(2S)}^{\text{когер.}}/dy)/(d\sigma_{J/\psi}^{\text{когер.}}/dy)$	—	$0,155 \pm 0,015$	—	$0,180 \pm 0,034$	—	$0,34_{-0,07}^{+0,08}$	—
Мін. обл. по змін. Бйоркена $x (J/\psi)$	$(0,7; 8) \times 10^{-5}$	$(0,7; 8) \times 10^{-5}$	$(1; 5) \times 10^{-5}$	$(0,3; 0,6) \times 10^{-3}$	$(3; 8) \times 10^{-5}$	$(0,5; 0,6) \times 10^{-3}$	$(0,1; 0,2) \times 10^{-3}$
Макс. обл. по змін. Бйоркена $x (J/\psi)$	$(4,6; 56) \times 10^{-3}$	$(4,6; 56) \times 10^{-3}$	$(0,7; 3,3) \times 10^{-2}$	$(0,6; 1,4) \times 10^{-3}$	$(1,5; 4) \times 10^{-2}$	$(0,6; 3) \times 10^{-3}$	$(0,7; 1) \times 10^{-2}$

Висновки до Розділу 2

Цей розділ присвячений першому успішно проведеному дослідженню когерентної генерації чармонію в ультрапериферичних PbPb зіткненнях при енергії 5 TeV в експерименті LHCb на Великому адронному колайдері. Представлено важливі елементи фізики ультрапериферичних зіткнень, а також механізмів фотоіндукованих реакцій та фізичної мотивації досліджень фотогенерації саме векторних мезонів. Висвітлено деталі фізичного аналізу даних експерименту LHCb, результатом якого є фундаментальна фізична величина: поперечний переріз когерентного утворення J/ψ мезонів в інтервалі форвардної рапідиті $2 < y < 4,5$ становить $4,45 \pm 0,24 \pm 0,61$ мб. Цей аналіз розширив нові горизонти дослідження процесів утворення чарівних адронів у фотонно-ядерних реакціях, значно підсилених за рахунок потужних електромагнітних полів важких ядер, при надвисоких релятивістських енергіях, доступних наразі лише на БАК.

РОЗДІЛ 3. УМОВИ ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ТЕХНІЧНІ РЕАЛІЗАЦІЇ ЇХ МОНІТОРИНГУ

Особливості постановки експерименту LHCb разом із прилеглою інфраструктурою колайдера визначають та формують унікальне середовище, яке потребує перманентного, надійного та всебічного контролю. Зокрема надійний моніторинг таких характеристик, як світність та фон, набуває особливої ваги для забезпечення стабільної роботи та безпеки детекторної установки²⁸. Точність вимірювання цих характеристик є важливою для виконання фізичного аналізу²⁹ та є запорукою наукових відкриттів.

Спеціальні системи для моніторингу експериментальних умов були створені (оновлені) відповідно до програми модернізації LHCb [18, 112, 113]. У цьому розділі коротко розглянуто мотивацію кожної системи та завдання, які вони виконують. Система RMS-R3 доповнює структуру LHCb із забезпечення радіаційного онлайн моніторингу в LHCb.

3.1 Основні характеристики експериментальних досліджень на колайдері: енергія зіткнень, світність та фон

Видатні відкриття у фізиці та хімії нерозривно пов'язані з винайденням та створенням прискорювачів [114, 115]. Важко переоцінити, який вагомий внесок для вирішення завдань у суміжних галузях науки, для розвитку культури, економіки, освіти і в цілому для покращення життя роблять застосування технологій та розробок у царині прискорювальної фізики і техніки [116–118].

Зі створенням перших прискорювачів ядерно-фізичний експеримент набув ім-

²⁸Накопичена в одному протонному пучку кінетична енергія становить порядку 360-430 МДж.

²⁹Передовсім прецизійність вимірювання абсолютної світності та фону необхідна для тих досліджень, що націлені на вимірювання абсолютних поперечних перерізів ядерних процесів. Проте значна частина фізичних досліджень не потребує вимірювання абсолютної світності, але для ефективного відбору та реконструкції фізичних подій усе рівно необхідно прецизійно описувати фоновий внесок.

пульсу для удосконалення впродовж ХХ сторіччя, що триває і понині [7]. Так від опромінення зразків джерелами радіоактивного випромінювання, а потім бомбардування мішеней пучками прискорених частинок перейшли до ударяння зустрічних пучків. Це відкрило нові горизонти для досліджень при енергіях та інтенсивностях ядерних взаємодій небачених до того. Щоб просто проілюструвати масштаб істотних зрушень у таблиці 3.1 приведено порівняно деяких основних параметрів для першого в історії вдалого досліду Кокрофта та Волтона із перетворення (розщеплення) ядра Li^{30} та сучасних експериментів на ВАК, у тому числі в режимі фіксованої мішені в експерименті ЛНСб, який забезпечує система інжекції газу SMOG2 (див. розділ 1).

Водночас зросли вимоги для безпечної роботи детекторів в екстремально жорстких радіаційних умовах. Серед усіх систем детекторного комплексу ЛНСб найвищі вимоги щодо радіаційної стійкості заявлено для Вершинного детектора VELO (його мікропіксельних сенсорів та ASIC-схем попередньої електроніки): максимальний флюенс порядку $1,6 \times 10^{14} n_{\text{екв.}}/\text{см}^2$, що відповідає експозиції інтегральної світності ВАК 1 фб^{-1} в експерименті ЛНСб, або максимальний інтегральний потік порядку $8 \times 10^{15} n_{\text{екв.}}/\text{см}^2$, що відповідає сумарній плановій експозиції інтегральної світності ВАК 50 фб^{-1} в ЛНСб для двох серій вимірювань Run 3 та Run 4 [9, 113]. Встановлені ліміти доз, що варіюють від 0,1 до 1×10^6 рад [113, 120]. До прикладу, для реактора типу ВВЕР-1000 порогові значення флюенсу та поглинутої дози становлять відповідно $10^{19} n_{\text{екв.}}/\text{см}^2$ ($> 0,5 \text{ MeV}$) та $2,3 \times 10^{10}$ рад [121, 122].

³⁰Ядерна реакція ${}^7_3\text{Li} + p \rightarrow \alpha + \alpha + 17,3 \text{ MeV}$ — процес розщеплення ядра ${}^7_3\text{Li}$ на дві α частинки (два легких ядра ${}^4_2\text{He}$) налітальним протоном (ядром ${}^1_1\text{H}$) — була вперше успішно проведена британськими вченими Джоном Кокрофтом та Ернестом Волтоном (Нобелівська премія з фізики у 1951 р.) у Кавендіській лабораторії під керівництвом Ернеста Резерфорда у 1932 р. Для цього було виготовлено спеціальну 4-секційну розрядну (вакуумну) трубку, в якій пучок протонів, що прискорювався до енергії усього кількох кілоелектрон-вольтів за допомогою генератора (трансформатора) високої постійної напруги (200 кВ) та спеціальної конденсаторно-вентильної схеми помноження напруги (схема Грейнахера) (до 800 кВ), бомбардував тонку літєву мішень. Одним із важливих результатів було те, що квантово-механічна теорія Георгія Гамова та ін., що описувала ймовірність проникнення позитивно зарядженої частинки в ядро через його кулонівський бар'єр (тунельний ефект), отримала експериментальне підтвердження. Незабаром того ж року цей дослід повторили Олександр Лейпунський, Кирило Синельников, Антон Вальтер, Георгій Латішев та ін. в ХФТІ (на той час — УФТІ, нині ННЦ ХФТІ) [119].

Табл. 3.1: Порівняння основних характеристик історичного першого досліду із розщеплення ядер літію штучно прискореними протонами, проведеного у Кавендіській лабораторії у Кембриджі, та сучасних експериментів на ВАК у ЦЕРНі у конфігурації зіткнень колайдерних пучків протонів та зіткнень пучка протонів із внутрішньою газовою мішенню (ядра He) станом на 2023 р.

Характеристика	Досл. Кокр. та Волт.	Експ. на ВАК*	
		2022	2023
Рік	1932	2022	2023
Режим зікт.	ф.м.	ф.м.**	к.
Конфігур. зітк.	pLi	pHe	pp
Струм пучка \bar{I} , мкА	1	7×10^5	7×10^5
Енергія пучка, MeV	0,6	$6,8 \times 10^6$	$6,8 \times 10^6$
Енергія $\sqrt{s_{NN}}$, MeV	$1,88 \times 10^3$	$1,13 \times 10^5$	$1,36 \times 10^7$
*Актуальні дані для серії вимірювань Run 3 станом на 2023 р.			
**Режим фіксованої мішені в експерименті LHCb для Run 3.			
Примітка: ф.м. — фіксована мішень; к. — колайдерний.			

ВАК як найбільший та найпотужніший прискорювач субатомних частинок — ядер атомів речовини — характеризується двома визначальними та найважливішими параметрами такими, як енергія пучків E (енергія зіткнень в сдм \sqrt{s}) та потужність їхньої продуктивності — світність L . Максимальна проектна енергія пучка протонів становить 7 TeV (відповідно $\sqrt{s} = 14$ TeV), а пікова світність для експериментів ATLAS та CMS — $L = 10^{34}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$. Визначено, що протягом періоду Run 3 протон-протонні зіткнення відбуватимуться за енергії пучків 6,8 TeV і для експерименту LHCb світність підтримуватимуть на рівні $L = 2 \times 10^{33}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$.

Статистичне дослідження ядерно-фізичних ймовірнісних подій (процесів) на прискорювачах описується співвідношенням:

$$R_{експ.} = L_{мит.} \cdot \sigma_{експ.}, \quad (3.1)$$

де $R_{експ.}$, к-сть подій./с є вимірюваною частотою подій; $L_{мит.}$, см $^{-2}$ с $^{-1}$ — заданою світністю; $\sigma_{експ.}$, см $^{-2}$ — шуканим перерізом процесу.

Світність колайдера залежить лише від параметрів його пучків та може бути розрахованою за умови нормального розподілу пучків як [1]:

$$L = \frac{n_{згуст.} N_1 N_2 f_{обер.} \gamma_{релят.}}{4\pi \epsilon_{норм.} \beta^*} F, \quad (3.2)$$

де $n_{згуст.}$ — к-сть згустків (*bunches*) в одному пучку; N_1 , N_2 — к-сть частинок в одному згустку пучка 1 та пучка 2; $f_{обер.}$, Гц — частота циркулювання пучка; $\gamma_{релят.}$ — релятивістський гамма-фактор; $\epsilon_{норм.}$ — нормалізований поперечний емітанс пучка; β^* — значення бета-функції у точці зіткнення пучків (IP); F — геометричний фактор зменшення світності через кут перетину пучків у точці зіткнення (IP):

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*}\right)^2}}, \quad (3.3)$$

де θ_c — повний кут перетину пучків у точці взаємодії (IP); σ_z — середньоквадратичне відхилення довжини згустка частинок; σ^* — середньоквадратичне відхилення

поперечного розміру згустка частинок у точці взаємодії (IP).

У формулах 3.1 та 3.1 враховано однакові параметри для обох пучків. Можна зробити висновок, що для вивчення рідкісних процесів на ВАК, необхідно досягати як високих енергій пучків, так і високих інтенсивностей.

У первинній точці взаємодій LHCb відбуваються зіткнення адронних пучків (протонних або більш важких іонів) або адронного пучка із газовою мішенню [9, 30]. Хоча насправді точка взаємодії є областю просторово розподілених первинних вершин за трьома координатами, яка генерується однозначно з прив'язкою до часового інтервалу (25 нс). Вже потім, у процесі аналізу даних, відбувається реконструкцію розпаду тої чи іншої частинки, що може включати умову відбору за просторовою координатою первинної вершини материнської частинки або часозалежне дослідження про еволюцію (осциляцію), наприклад, миттєвих нейтральних мезонів (B, D, K). Тому область взаємодії є в першу чергу предметом особливої уваги з точки зору розуміння фізики процесів.

3.2 Методи вимірювання світності

Відомо, що вимірювання будь-якої фізичної величини можливе двома методами: прямим та непрямим. Застосування конкретного методу залежить від схеми та засобів постановки вимірювання (експерименту). У цілому, прямий метод можна охарактеризувати як більш надійний та точний, оскільки він застосовується із відкаліброваним приладом, що має свою інструментальну (систематичну) похибку. Водночас непрямий метод потребує використання декількох (кількість залежить від розрахункової формули (алгоритму)) вимірювальних пристроїв зі своїми систематичними похибками. Звісно, як у першому, так й у другому випадку необхідно правильно врахувати (оцінити) систематичну похибку самого методу, що буває непросто.

Миттєву світність вимірюють по-різному, як правило, комбінуючи методи. Розглянемо суть основних методів вимірювання світності в LHCb, згадавши при цьо-

му альтернативні методи, щоб ширше поглянути на це завдання.

До прямих методів вимірювання відносної світності (частоти взаємодій) належать такі: LogZero, лінійний, PDF. У свою чергу прямі методи вимірювання абсолютної світності включають такі: VdM, BGI, BBI. Розглянемо детальніше кожен із них.

Для кращого розуміння цих методів спочатку розглянемо, які важливі робочі параметри необхідно моніторити та зберігати в режимі онлайн для визначення світності, та як вони взаємопов'язані.

Статистика кількості *бінарних* протон-протонних (пружних і непружних) взаємодій на один перетин променів (скорочено, статистика кількості подій), *видимих* в кутовій апертурі детектора LHCb (скорочено, видимих подій), описується за законом Пуассона [19, 123]:

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n!} \exp(-\mu) \quad (3.4)$$

де $P(n)$ — ймовірність того, що відбудеться рівно n подій на перетин променів ($n = 0, 1, \dots, k$, де $k > 1$, $k \in N$), при цьому параметр μ визначає середню кількість таких подій.

Кількість первинних вершин p для видимої ненульової події визначається як:

$$p = \frac{\mu}{1 - P(0)} = \frac{\mu}{1 - \exp(-\mu)} \quad (3.5)$$

де $P(0)$ — ймовірність того, що матимемо порожню подію ($n = 0$) при середньому математичному значенню кількості подій μ . Для порівняння: при $\mu = 1,0$ частка нульових подій становить близько 37%, а видимих відповідно — $1 - P(0)$, тобто близько 63%, для яких у середньому спостерігається $p = 1,58$ первинних вершин; при $\mu = 1,1$ частка нульових подій становить близько 33%, а видимих — близько 67% із середнім значенням $p = 1,65$ спостережуваних первинних вершин; при $\mu = 5,0$ частка нульових подій становить близько 1%, а видимих — близько 99% із середнім значенням $p = 5,03$ спостережуваних первинних вершин. Відмітимо,

що різниця між параметрами p та μ в останньому випадку, що відповідають номінальним значенням для кампанії Run 3, становить всього приблизно 0,6%.

Враховавши формулу 3.1, миттєву світність можна виміряти за допомогою спеціально відкаліброваної системи (лічильника), як [19]:

$$L_{\text{мит.}} = \frac{\overline{\mu_{\text{спост.}}}}{\sigma_{\text{спост.}}} \cdot f_{\text{обер.}} \cdot n_{\text{згуст.}}, \quad (3.6)$$

де $\overline{\mu_{\text{спост.}}}$ — спостережувана середня к-сть pp зіткнень за один перетин згустків; $\sigma_{\text{спост.}}$ — поперечний переріз спостережуваних реакцій; $n_{\text{згуст.}}$ — к-сть згустків у кожному пучкові; $f_{\text{обер.}}$, Гц — частота обертання пучків (для ВАК $f_{\text{обер.}} = 11,245$ кГц).

При цьому частоту взаємодій пучків, вимірювану спеціальним лічильником світності, можна виразити так:

$$F_{\text{вз. пучк.}} = \overline{\mu_{\text{спост.}}} \cdot f_{\text{обер.}} \cdot n_{\text{згуст.}}, \quad (3.7)$$

де $\overline{\mu_{\text{спост.}}}$ — спостережувана середня к-сть pp зіткнень за один перетин згустків; $\sigma_{\text{спост.}}$ — поперечний переріз спостережуваних реакцій; $n_{\text{згуст.}}$ — к-сть згустків у кожному пучкові; $f_{\text{обер.}}$, Гц — частота обертання пучків (для ВАК $f_{\text{обер.}} = 11,245$ кГц).

Метод нульової лічби (дослівно, *zero-count method*, або акронім, LogZero).

Параметр скупчення взаємодій p (*pile-up*) або середню кількість взаємодій на перетин променів μ можна визначати за допомогою методу нульової лічби (*zero-count method*) [20], що ґрунтується на підрахунку кількості виміряних подій на основі статистики параметра, пропорційного до світності (кількість точок взаємодій, треків тощо) лічильниками (сенсорами, датчиками тощо). Наприклад, у вершинному детекторі VELO є так звані станції для вимірювання скупчення взаємодій (*pile-up modules*). За умов відсутності фону параметр μ визначається за формулою 3.4 з частки порожніх зіткнень промінь-промінь так:

$$\mu = -\ln P_0^{bb} \quad (3.8)$$

де $P_0^{bb} = N_0/N$ — ймовірність знайти порожню подію для взаємодій промінь-промінь, визначену, до прикладу, як частку подій N_0 із кількістю точок взаємодії у pile-up станції менше двох або кількість треків у VELO менше двох від загальної кількості вимірних подій N .

У цьому підході миттєва світність визначається, як:

$$L = \text{const} \times \mu \times f_{\text{обер.}} \times n_{\text{згуст.}} \quad (3.9)$$

У формулі 3.9 навмисно виділено константу, яка має розмірність оберненої площі (см^{-2}) та яка визначається із калібрування конкретного лічильника на абсолютну світність. Вимірювання без врахування цієї константи дає лише оцінку динаміки та відносної величини світності.

Метод усереднення. На основі усереднених відліків (частоти) лічилька або декількох каналів лічильника можна робити оцінки середнього значення світності:

$$L = \text{const} \times \frac{\sum_{i=1}^n N_i}{n} \quad (3.10)$$

де N_i — кількість вимірних взаємодій промінь-промінь за один (i -ту) перетин (подію) з-поміж усього n подій.

Ефективність методу досягається за умови лінійності відгуку лічильника до зміни величини світності та незначного фонового внеску. Цікаво відзначити, що цей доволі простий метод добре працює для усереднення відліків за інтервал часу. Дієвість цього наближення продемонстровано в підрозділі 5.1 на прикладі системи RMS-R3, що акумулює відліки за одиничний часовий інтервал (1 секунда).

Метод генерованої ймовірності (PGF). Даний метод є певним узагальненням для двох часткових випадків — методу нульової лічби та методу усереднення. Запропонований у роботі [124].

$$L = \text{const} \times \log(G(z)) \times f_{\text{обер.}} \times n_{\text{згуст.}} \quad (3.11)$$

$$\sum_{i=1}^n z_i^N$$

де $G(z) = \frac{\sum_{i=1}^n z_i^N}{n}$ — є функцією генерації ймовірності, z — довільне число, що підбирається із налаштування ефективтивного динамічного діапазону для даного лічильника, N_i — кількість вимірних взаємодій промінь-промінь за один (i -ту) перетин (подію) з-поміж усього n подій.

Метод ван дер Мієра (дослівно, *van der Meer method.*) Це калібрувальний метод для оцінки абсолютного перерізу за інтегралами функцій густин профілю пучків, виражених через інтеграли вимірюваних залежностей статистичної (радіометричної) частоти спостережуваних взаємодій пучок-пучок від відносного зміщення пучків. Оригінальний метод було запропоновано нідерландським фізиком та нобелівським лауреатом Сімоном ван дер Мієром у праці [125]. Сучасну модифікацію та застосування методу в експериментах ВАК представлено у роботі [126].

По-перше, калібрування за ван дер Мієром вигідно відрізняється від калібрувального методу за вибраним каналом ядерної реакції, коли потрібно постійно реконструювати окремі події та віднормувувати їх на попередньо вимірний переріз та повну ефективність, щоб отримати значення абсолютної світності. Цей процес відносно нечасозатратний з точки зору моніторингу в режимі реального часу. По-друге, метод VdM застосовується для широкого кола лічильників світності та спеціалізованих люмінометрів, головне, щоб вони характеризувалися високою лінійністю відгуку відносно кількості згенерованих взаємодій. Окремо виділяється люмінометри, що здатні вимірювати середню згусткову світність, тобто на одне перехрещення згустків колайдерних пучків.

Як помітно із формули 3.6, щоб визначити абсолютну світність, необхідно не тільки вимірювати інтенсивність взаємодій пучків за фіксованої енергії реакцій (в с.ц.м.), а й мати абсолютний поперечний переріз реакцій, спостережуваних конкретним детектором під визначеним сферичним кутом. Метод VdM дозволяє лічильникам світності розрахувати такий характерний переріз із залежності ви-

міряної інтенсивності взаємодій від відносного зміщення положення пучків без ідентифікації сорту частинок та реконструкції подій [126]. У випадку незалежного перехресного сканування пучків уздовж осей x та y маємо факторизовану формулу для спостережуваного перерізу:

$$\sigma_{спост.} = \frac{\int \mu_{характ.}(\Delta x, \Delta y_0) d\Delta x \cdot \int \mu_{характ.}(\Delta x_0, \Delta y) d\Delta y}{\mu_{характ.}(\Delta x_0, \Delta y_0)}, \quad (3.12)$$

де $\mu_{характ.}(\Delta x, \Delta y_0)$ — характеристична середня к-сть pp зіткнень за один перетин згустків, значення якої вимірюється для заданого відносного зміщення пучків Δx при переміщенні вздовж осі x за фіксованого зміщення Δy_0 ; $\mu_{характ.}(\Delta x_0, \Delta y)$ — характеристична середня к-сть pp зіткнень за один перетин згустків, значення якої вимірюється для заданого відносного зміщення пучків Δy при переміщенні вздовж осі y за фіксованого зміщення Δx_0 ; $\mu_{характ.}(\Delta x_0, \Delta y_0)$ — характеристична середня к-сть pp зіткнень за один перетин згустків, значення якої вимірюється для відносних зміщень пучків Δx_0 та Δy_0 , вибраних у якості референтних зміщень. При цьому характеристична означає нормована на кількість протонів N_1 та N_2 у перехресуваних згустках $\mu_{характ.}(\Delta x, \Delta y) = \mu(\Delta x, \Delta y)/N_1 N_2$.

Отже, при скануванні профілю двох променів по координатних осях досягається умовний перехід від густини розподілу пучків до кількості (частоти) спостережуваних взаємодій. Зв'язок між μ та $F_{вз. пучк.}$ виражається співвідношенням 3.7. Також можна охарактеризувати функцію густини як залежність швидкості генерації продуктів ядерних реакцій, таких як кількість треків, точок взаємодій, виділеної енергії тощо, виміряних детекторною системою за одиницю часу, від зміщення пучків.

Із технічної точки зору процедура VdM сканування потребує спеціально виділеного часу роботи колайдера та проводиться всього-на-всього один-два рази на рік для заданої енергій в с.ц.м. Конфігурацію переміщення пучків, що визначає координатну сітку (величину та кількість кроків в одиницях відносного зміщення) та максимальну світність, закладають відповідно до запиту експерименту.

Метод променево-газового зображення (дослівно, *beam-gas imaging*). Це калібрувальний метод для визначення абсолютного перерізу за інтегралами перекриття на основі вимірювання профілю кожного променя *неруйнівним способом*, реконструюючи за допомогою вершинного детектора (VELO в LHCb) первинні вершини взаємодій пучок-газ. Метод був запропонований в роботі [127] італійським фізиком Массіміліано Фєро-Луцці.

Іншою перевагою цього методу є пряме вимірювання кута перетину пучків та відхилень пучків, що важливо для точності визначення світності із врахуванням коригувальних факторів [128]. До недоліків можна віднести необхідність деконволювати виміряний розподіл густини променів та роздільну здатність по первинним вершинам, що має той самий порядок величини, що й поперечний розмір згустків (близько 15–30 мкм) [126].

Щоб практично реалізувати метод, необхідно або створити надлишок залишкового газу, або локально інжектувати в область взаємодії інертний газ (зі збереженням загальних умов надвисокого вакууму ВАК) та підтримувати його локальну концентрацію на час виконання дослідження (десятки годин). Нова, унікальна система SMOG2 для інжекції та накопичення в області взаємодії пучків LHCb благородного газу дозволяє поряд із основним завдання виконувати діагностику профілю променів у новій серії вимірів Run 3 [31].

Метод променево-газового відображення був ефективно застосованим як метод для калібрування абсолютної світності, що відповідала масиву даних за кампанію LHCb Run 1, і ґрунтовно розглянутий в цих роботах [20, 129].

Метод променево-променевого зображення (дослівно, *beam-beam imaging*). Метод також ґрунтується на реконструюванні трековим вершинним детектором первинних вершин, що локалізуються в області взаємодії налітальних пучків, але при цьому один із променів має бути розмитішим (із більшим поперечним перерізом) та одноріднішим. Фактично це нагадує попередній метод BGI, коли у якості газу-мішені виступає один із пучків. Інтеграл перекриття розраховується аналогічно, на основі виміряних розподілів налітальних променів, що отри-

мують після розгортки з роздільною здатністю по вершинах у реконструйованій світній області. Метод запропонований у роботі [130].

Варто зазначити, що при наявності залишкового газу поблизу точки взаємодії область локалізації первинних вершин включатиме також область взаємодій пучок-газ від тих самих згустків. Отже, виникає необхідність вводити обмеження по координаті z при інтегруванні по світній області.

3.3 Методи визначення фону

Результативні події зіткнення адронних пучків в точці взаємодії супроводжуються небажаними випромінюванням, зумовленим взаємодією адронів одного з пучків із елементами (захисними пристроями) та/або залишковим повітрям усередині іонопроводу самого прискорювача. Увесь потік цього випромінювання у вигляді частинок (протонів, піонів, електронів, мюонів тощо) та електромагнітного випромінювання, що досягає експериментальної установки з обох боків від точки взаємодії, формує *індукований машинною фон* (ІМФ). Узагалі-то ця величина є багатокomпонентною і складною, бо залежить від суто технічних речей (експериментальної бази), так і від режимів роботи колайдера, енергії, інтенсивності пучків та світності.

Роботам із розробки методології класифікації та чисельного аналізу (оцінки) *методом Монте-Карло* індукованого колайдером фону в експерименті LHCb для кампанії Run 1 та Run 2 присвячено ряд публікацій [131–133]. Регламентні роботи для LHCb Run 3 стосувалися заміни коліматорної системи, збільшенням робочої світності, оновленням дипольного магніту, повної заміною вершинного детектора та додаванням спеціальної системи для формування газової мішені, і це неодмінно вплинуло на величину та властивості фону. Проте в цих дослідженнях охоплено також номінальний проєктний режим роботи колайдера при 7 TeV, а тому варто розглянути потенційні джерела фонового випромінювання та отримані результати.

3.3.1 Механізми та джерела фонового випромінювання

Якщо досліджувати індукований фон по відношенню до області взаємодії (світної області), то залежно від джерела фону він чинить пряму (прямий) та непряму (непрямий) паразитну дію на детектори, електроніку, систему тригерів та в цілому на похибку вимірювань. Важливо знати кожну причину виникнення фону, щоб правильно її врахувати або мінімізувати, але сумарний ефект відіграє вирішальну роль. Коли окремі складові досліджуються по всьому периметру прискорювального кільця ВАК, результуючий внесок у частоту вимірюваних подій детекторним комплексом ЛНСь потрібно визначати лише у робочому просторі (аксептансі) ЛНСь.

Механізми фонового випромінювання полягають у процесах взаємодії (реакціях) між ядрами одного з пучків та молекулами газу або з конструктивним матеріалом прискорювача. Такі процеси виникають через наявність перманентних умов [133]:

1. Залишковий газ (H_2 , CO , CO_2 , CH_4 , N_2 , O_2) у довгому прямому прольоті та дисперсійних секціях по обидві сторони від ЛНСь (за рахунок пружної та непружної взаємодій пучок-газ/газ-пучок).
2. Залишковий газ у всьому іонопроводі ВАК (за рахунок пружної та дифракційної взаємодій пучок-газ/газ-пучок).
3. Формування паразитного гало пучка (через неефективність системи бета-тронного очищення).
4. Формування паразитного гало пучка (через неефективність системи очищення за імпульсом).
5. Існування третинного або четвертинного перерозсіяного гало пучків (як побічний наслідок роботи системи колімації).

6. Зіткнення пучків у точці взаємодії ATLAS (за рахунок пружної та непружної взаємодій пучок-пучок).

Монте-Карло розрахунки фонових потоків частинок, що потрапляють до експериментальної зони ЛНСЬ із тунелю прискорювача, проводять для двох поверхонь, що обмежують цей простір та називаються *площинами взаємодії*. Вони визначаються за системою координат ЛНСЬ як $z = -2,1$ м (ліва) та $z = 19,9$ м (права) відповідно. Положення сенсорних модулів RMS-R3 практично відповідає лівій площині взаємодії, де частота повних енергетичних втрат пучками є значно більшою ніж для правої через близькість до ділянки іонопроводу з підвищеним тиском [132]. У роботі [132] приведено порівняння потоків частинок для двох площин.

Існують істотні відмінності між генерацією пучком 1 та пучком 2 ІМФ. Проаналізувавши часові характеристики фонових сигналів, можна зрозуміти цю особливість [133]. Рух кожного згустка пучка супроводжується характерним фоновим випромінюванням, і перетинання налітальних згустків пучків із частотою 40 МГц збігаються з перетинанням ІМФ від пучка 1 та пучка 2. Проте завдяки форвардній геометрії у детектор ЛНСЬ потрапляє лише ІМФ від пучка 1 разом із продуктами взаємодії пучка 1 та пучка 2 для конкретної події. Імовірний фоновий внесок від пучка 2 можна відокремити, застосувавши обмеження за часом приходу сигналу із детектора.

У розділі 4 детально представлено обговорення методу вимірювання повного фону від пучка 1 та пучка 2 за допомогою системи RMS-R3.

3.3.2 Система коліматорів та лінія інжекції

У процесі циклічного обертання стабільного пучка певна частка ядер вибувають із нього повністю або дрейфують до нестабільних орбіт, тим самим змінюючи нормальні розподіли профілю за координатами чи імпульсом, створюючи в них “важкі кінці”, або гало. Система механічної колімації кожного пучка призначена

для видалення первинного гало із орбіти пучка та пригнічення супутнього випромінювання, що генерується. Коліматори встановлено каскадно у три рівні перед триплетом квадрупольних магнетів так, щоб захистити його функціональний надпровідних стан від радіаційного навантаження ІМФ [19].

Інфраструктура транспортування пучків із протонного суперсинхротрона до ВАК має дві спеціальні лінії інжекції. Одна з них подає пучок 2 на віддалі близько 300 м від експериментальної зали ЛНСб. На стадії підготовки пучків (“інжекція”) додаткове фонове випромінювання від пучка 2 (через енергетичні втрати) потрапляє в експериментальний простір ЛНСб. У момент інжекції згустків пучка моніторинговими системи фіксуються сплески потоку ІФМ. У розділі 4 описано, як процес інжекції пучка 2 можна відслідковувати з використанням RMS-R3 в режимі реального часу.

3.4 Технічні вимоги до систем онлайн моніторингу

Якісні зміни в інфраструктурі ЛНСб та ВАК (огляд основних наведено в розділі 1) пояснюють необхідність та актуальність створення нових систем для моніторингу робочих умов в експерименті ЛНСб Upgrade I, характеристик пучків, фону та онлайн світності в режимі реального часу.

Технічний опис (специфікація) із чіткими завданнями для забезпечення безпечної, надійної роботи ЛНСб та термінами реалізації проєкту представлено в документі [18]. Із загальними технічними вимогами для встановлення та введення в дію спеціального обладнання в структурі ЛНСб можна ознайомитися в інженерній записці [134].

У 2019 році Технічна рада колаборації ЛНСб схвалила проєкт-пропозицію з оновлення системи RMS-R3. Саме технічне завдання [135] розроблялось згідно з документацією [18, 134].

Перелік релевантних потреб, які спроможна задовольнити система RMS-R3 зі списку [18], включає:

1. Забезпечення вимірювання потоків/флюенсів заряджених частинок, що надходять зі світної області незалежним чином від системи накопичення даних та тригерів LHCb у режимі реального часу, з можливістю моніторингу відносної миттєвої (усередненої) світності з точністю щонайменше 10% за інтервал часу в декілька секунд.
2. Міцна конструкція, стійка до радіаційних умов експлуатації та надійна робота протягом усього терміну служби модернізованого експерименту, що потребує мінімального обслуговування з боку фахівців.
3. Відмінна лінійність та часова стабільність сигналу. Відсутність ефектів старіння чи зміни в ефективності роботи, чи зміни номінального аксептансу тощо, що могло б модифікувати калібрувальні константи та привести до зміщення (недостовірності) у представленні вимірюваних величин.
4. Інтеграція в центральну систему контролю LHCb (ECS) для створення повідомлень (підказок, попереджень) або сигналізації та взаємозв'язку з іншими системами.
5. Включення в глобальну моніторингову структуру LHCb із інтерфейсними функціями генерації автоматичних звітів, побудови контрольних графіків та перегляду виміряних даних в реальному часі для чергових в центрі керування LHCb.
6. Відсутність будь-яких функціональних факторів, що можуть впливати на нормальну роботу експерименту LHCb.
7. Вимірювання енергетичних втрат, яких можуть зазнавати пучки ВАК на різних етапах чи під час різних режимів роботи. Створення каталогу (мап) таких втрат.

Детальна характеристика системи RMS-R3 розглянута в розділі 3, а в розділі 4 продемонстровано методи вимірювання миттєвої світності, фону та інших

важливих характеристик за допомогою RMS-R3. Вперше функціональність інсталюваної у проектному положенні системи було успішно перевірено протягом тестування пілотних пучків ВАК у жовтні-листопаді 2021 року.

3.5 Приклади спеціальних систем моніторингу

Експеримент LHCb має розгалужену мережу спеціальних систем контролю за умовами та безпекою протікання експерименту [19]. Усі вони функціонують незалежно один від одного та є інтегрованими в центральну систему управління експериментом (ECS). Коротко розглянемо ті системи, що функціонально призначені для моніторингу та вимірювання параметрів пучків, фону та світності.

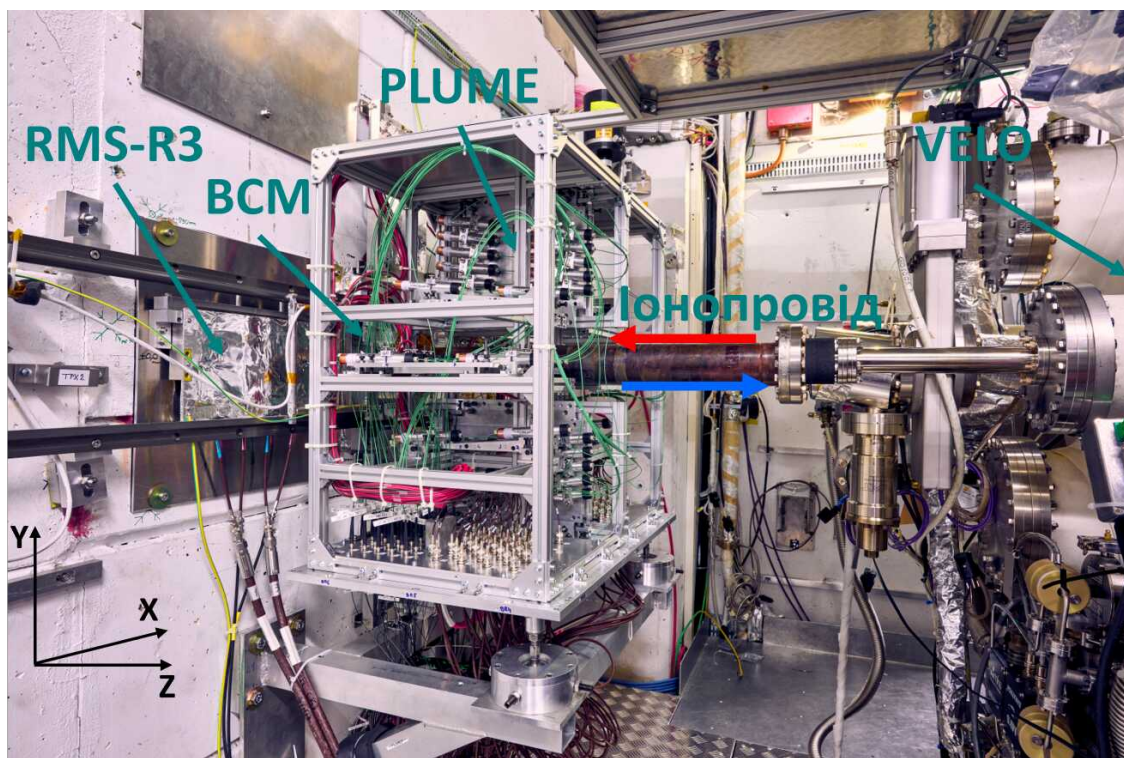


Рис. 3.1: Спеціальні системи моніторингу пучків, фону та миттєвої світності в експерименті LHCb. Адаптовано з оригінального фото [136].

Probe for Luminosity Measurement (PLUME). Це нова, спеціально розроблена для серії вимірювань Run 3 детекторна система (коротко, люмінометр) [9, 137, 138], що головним чином забезпечує вимірювання миттєвої світності: поперше, в реальному часі з метою оперативного та об'єктивного контролю, що

гарантує безпеку протікання експерименту, у тому числі механізм балансування світністю та обчислення параметра μ ; по-друге, на етапі аналізу даних з метою прецизійного визначення фундаментальних фізичних характеристик (наприклад, поперечних перерізів реакцій). Люмінометр PLUME має багатомодульну структуру (дві спарені станції по 24 модулів кожна), найменшим елементом детектування якої є збірка із фотоелектронного помножувача (ФЕП) та кварцового випромінювача, в якому заряджені частинки генерують черенковське випромінювання. Додаткова система калібрування відгуку кожного детекторного модуля (ФЕПа) системи PLUME дозволяє здійснювати неперервний автомоніторинг його стабільності. Вона включає світлодіоди, що періодично надсилають світлові калібрувальні імпульси до фотокатода кожного ФЕПа через під'єднані кварцові волокна.

Beam Conditions Monitor (BCM). Це ключова система безпеки експерименту LHCb [9, 139], що здійснює надшвидке (у межах не більше 120 мкс) управління станом (дозвіл/блокування) пучків ВАК та гарантує найвищого рівня захист для усього детекторного комплексу LHCb. Система BCM надійно функціонувала протягом серій вимірювань Run 1 та Run 2 та пройшла відповідну модернізацію для Run 3. Дві детекторні станції системи BCM, що встановлено по обидва боки від точки взаємодії (верхня та нижня станції за напрямом пучка 1 відповідно), забезпечують безперервне вимірювання потоків частинок, що генеруються з області взаємодії пучків один із одним та/або із внутрішньою газовою мішенню та/або в області розміщення систем колімації пучків тощо. Кожна станція складається з восьми радіаційно стійких полікристалічних алмазних сенсорів, отриманих методом хімічного осадження з газової фази (pCVD), що розташовані впритул та симетрично навколо іонопроводу. Із кожного алмазного сенсора оновлена фронтальна електроніка зчитує струми, інтегровані за кожні часові проміжки в 40 мкс, та за відповідними алгоритмами порівнює ці значення із встановленими пороговими (визначеними із Монте-Карло симуляцій) для 2-х послідовних (швидке переривання) або 32-х послідовних часових проміжків (повільне переривання).

Beam Loss Scintillators (BLS). Ця сцинтиляційна детекторна система, що

виконувала одні з основних функцій із надшвидкого моніторингу умов зіткнення пучків та фону, а також незалежного вимірювання миттєвої світності в режимі реального часу в структурі контролю експерименту LHCb протягом минулих серій вимірювань Run 1 та Run 2. У 2009–2013 рр. система BLS проходила різні модернізації та вдосконалення. Фінальна версія детекторної системи BLS складається із двох кварцових випромінювачів та чотирьох пластикових сцинтиляторів, оптично сполучених із фотопомножувачами, що характеризуються швидким³¹ та більш повільним часом відгуку відповідно. Швидкодійна зчитувальна електроніка BLS дозволяє вимірювати характеристики пучків та фону з частотою 40 МГц (для кожного перетину згустків пучків, *bunch-by-bunch*) [19, 140].

Безперервне функціонування протягом серії вимірів Run 3 (2022–2026 рр.) в жорсткому радіаційному середовищі, створюваному при зіткненнях адронів в області взаємодії (IP8), з метою моніторингу: за умовами зіткнення пучків Великого адронного колайдера та їхньою світністю; за величиною та еволюцією генерованого фону; за якістю відтворення вищезгаданих номінальних умов та характеристик

Висновки до Розділу 3

У цьому розділі розглянуто особливості формування та моніторингу умов протікання експерименту LHCb на Великому адронному колайдері. Представлено принципові питання щодо характеризації нового експериментального середовища LHCb, що потребують гарантованого вирішення, а саме: експериментальні методи вимірювання світності, вивчення джерел та методики оцінки індукованого фону в експерименті LHCb. Розглянуто спеціальні технічні вимоги до нових систем онлайн моніторингу в LHCb на прикладі розробки нової системи моніторингу RMS-R3. Поряд із RMS-R3 коротко представлено інші конкретні технічні рішення для забезпечення стабільних та ефективних умов роботи детекторної установки

³¹Час наростання фронту сигналу фотоелектронного помножувача $\approx 1,3$ нс.

ЛНСь, що відрізняються ступенем інтеграції в систему контролю експерименту ЛНСь (наприклад, швидкодією вимірювання характеристик, рівнем автономності роботи, функціональним призначенням тощо).

РОЗДІЛ 4. RMS-R3 ЯК ДЕТЕКТОРНА СИСТЕМА В СТРУКТУРІ КОНТРОЛЮ LHCb

Онлайн моніторинг є невід’ємною частиною ядерно-фізичного експерименту. Передовсім це необхідно задля безпеки та стабільності протікання експерименту. По-друге, це — гарантія безпечної, стабільно-контрольованої роботи експериментальної установки. І, по-третє, це — участь у постійній діагностиці пучків та покращенні роботи колайдера.

Усі ці максими для проведення сучасних наукових досліджень у царині фізики високих енергій є запорукою: перше, успішного випробування та використання передових технологій у створенні габаритних (широкоапертурних) багатоканальних радіаційно міцних детекторних систем і радіаційно стійкої функціональної електроніки; друге, постановки новаторських експериментальних методик; третє, проривних наукових відкриттів та винаходів.

У цьому розділі представлено розробку та впровадження системи RMS-R3, що здійснює онлайн моніторинг за умовами протікання експерименту LHCb Upgrade I на близькій віддалі від точки взаємодії пучків ядер ВАК протягом серії вимірів Run 3 (2022-2026 рр.).

4.1 Передумови та постановка мети розробки

У основі ідеї створення нової системи RMS-R3 [141, 142] лежить добре випробувана технологія радіаційно стійких металевих мікродетекторів (ММД) [143, 144], прецизійна широкополосна аналого-цифрова електроніка [145] та принцип простого обслуговування (“включив і нехай працює”). Проектування дизайну та комплектування системи здійснювалось у відповідності до вимог (специфікацій), які розглянуто в підрозділі 3.4, а виконання робіт — згідно програми досліджень LHCb.

Врахування досвіду застосування системи радіаційного моніторингу для Вну-

трішнього трека (LHCb IT-2) протягом двох серій вимірів (Run 1, Run 2) з 2009 по 2018 роки [146, 147], дозволило значно покращити робочі характеристики та розширити функціональне призначення нової системи.

Розробка технології ММД проводилася в ІЯД НАН України та була застосована у різних пристроях: ІЯД НАН України (циклотрон У-240, тандем-генератор, Київ) — монітори [148], DESY (HERA, Гамбург, Німеччина) — внутрішні мішені та елемент моніторингу світності експерименту HERA-B [148–150], MPEK (тандем-генератор, Хайделберг, Німеччина) — “прозорі” профілометри пучка [149, 151], CERN (тестова лінія SPS, Женева, Швейцарія) — монітор профілю пучка [148].

4.1.1 Мотивація та головна мета

Нагальність. З точки зору планового оновлення ВАК та головним чином експерименту LHCb актуальним є своєчасне та повноцінне впровадження системи RMS-R3 до початку фізичних вимірювань у 2022 році.

Новизна. Вперше у світі створено систему моніторингу умов зіткнення пучків та фону на основі технологій металевих-фольгових сенсорів та високопрецизійних перетворювачів заряду. Високий ступінь перебудови практично усіх детекторних систем LHCb полягає в тому, щоб увесь детекторний комплекс був готовим до режиму високої світності колайдерних пучків і відповідно — збільшеного обсягу вимірюваних даних. Важливими завданнями, що потребували вирішення у процесі розробки системи RMS-R3, є: досягнення принципових фізико-технічних характеристик її роботи шляхом ретельного проектування, тестування, виготовлення сенсорних модулів; відпрацювання схеми їхнього підключення та зчитування; оновлення зчитувального тракту з метою інтеграції із новою зчитувальною системою LHCb; створення програмних скриптів (кодів) для обробки, аналізу та симуляції даних RMS-R3.

Обґрунтованість. Поєднання технологічних рішень та розширення програми досліджень фізики високих енергій у зіткненнях важких ядер доводять, що

експеримент ЛНСь є унікальним і єдиним у своєму роді *форвардним* спектрометром (див. розділ 1). За цих умов надійний і комплексний моніторинг, вимірювання та зберігання характеристик нового середовища, створеного пучками ВАК, є гарантією реалізації дослідницького потенціалу ЛНСь.

Перспективність. Система моніторингу RMS-R3 повністю автономно функціонує, незалежно від системи накопичення даних ЛНСь. Водночас RMS-R3 є інтегрованою в систему загального контролю за режимом роботи ЛНСь поряд зі швидкодіючими та функціонально важливими системами, такими як PLUME [9, 137] та VSM [9, 152]. Короткий опис спеціальних моніторингових систем в ЛНСь наведено у підрозділі 3.5.

Практична значимість. Від початку Run 3 система RMS-R3 забезпечує моніторинг умов та безпеки експерименту ЛНСь у режимі реального часу. Проєкт системи RMS-R3 було схвалено технічною радою колаборації як невід’ємної складової у структурі експерименту ЛНСь для забезпечення онлайн моніторингу умов зіткнення пучків, фону та світності експерименту ЛНСь.

Економічна ефективність. Завдяки використанню творчих рішень при проєктуванні та сучасних технології при виготовленні компонентів системи, вдалося значно зменшити загальну вартість системи RMS-R3. Якщо порівнювати з іншими системами моніторингу, то дані технічне рішення є відносно недорогим. Система RMS-R3 є новим компонентом у системі центрального моніторингу ЛНСь для серії вимірів Run 3, а колаборація високо оцінила дану експериментальну розробку.

Кінцевою метою розробки RMS-R3 є — незалежний, надійний і довготривалий моніторинг та вимірювання інтенсивності взаємодії пучків ВАК разом із колайдерним фоном протягом усієї кампанії досліджень Run 3.

4.1.2 Функціональне призначення

Центральна система контролю та моніторингу ЛНСь керує *глобальним* зчитуванням сигналів з усіх основних детекторних систем, синхронізуючись із глобальним таймінгом ВАК, а тригерування відбувається із заданою частотою (детальніше

див. розділ 1). Електроніка RMS-R3 забезпечує *незалежне* вимірювання та зчитування даних, однак вона є інтегрованою в центральну систему.

З експериментальної та фізичної точок зору завдання полягає в тому, щоб отримати репрезентативні вибірки даних, які вимірюються в максимально стабільних, однорідних умовах протягом усієї серії фізичних вимірів. Повторюваність номінальної середньої кількості протонно-протонних взаємодій на один перетин згустків пучків, параметр $\mu_{\text{онлайн}}$, що вимірюють експериментально (відповідає $\mu_{\text{сност.}}$ для акцептансу LHCb, див. формулу 3.6), дозволяє представити її як функцію від часу та описати цю залежність на значній вибірці однорідних даних. В експерименті LHCb це реалізовується методом балансування світності, що досягається коригуванням положення пучків по вертикалі у точці взаємодії по мірі зменшення інтенсивності пучків. Вимірювання спостережуваного параметра $\mu_{\text{онлайн}}$ та визначення онлайн світності є головною функцією системи PLUME (див. розділ 1).

Спостережувані RMS-R3 потоки частинок, що випромінюються зі світної області, корелюють зі значення параметра $\mu_{\text{онлайн}}$, усередненим для усіх перетинів пучків (максимально можливі — 30 мільйонів перетинів за секунду³²). Звідси вимірювання світності є достовірним із високим ступенем за умови лінійної кореляції інструментального відгуку та спостережуваного потоку. Враховуючи це, надійність даних RMS-R3 визначається трьома фізичними принципами: чудовою лінійністю відгуку на частоту взаємодій, відмінною часовою стабільністю відгуку на постійну частоту взаємодій та нехтовною деградацією амплітуди відгуку під впливом випромінювання.

Спостереження відхилень від *контрольних (референтних)* розподілів для RMS-R3 цілком можуть свідчити про нестабільність вищезгаданих умов.

Характерною особливістю моніторів світності є їхня здатність вимірювати змі-

³²Хоча номінальна частота перетину пучків ВАК становить 40 МГц, частота “видимих” подій, у яких деякий сигнал видно всередині кутової апертури LHCb (реконструйовані події), становить порядку 30 МГц. Ця частота відповідає перетинам заповнених згустків пучків ВАК.

ну значення величини у значному інтервалі. Широкий динамічний діапазон системи RMS-R3 для детектування потоків заряджених частинок ($1-10^6$ в.о.) дозволяє задовольнити цю вимогу. Досягти узгодження можливо через правильний вибір положення та розмірів сенсорів. Якщо вони наперед задані, то чутливість можна відкорегувати за допомогою коефіцієнта підсилення сигналу ($1-10^2$). Так, для моніторингу номінальної світності для протонно-протонних (pp) зіткнень за умов кампанії Run 3 було попередньо оцінено відгук системи на рівні 125 кГц при базовому відгуку на калібрувальний струм близько 21,5 кГц. Такий вибір робочих рівнів відгуку зумовлений тим, щоб гарантувати 10-кратний операційний запас чутливості при позаштатних різких сплесках інтенсивності зіткнень тощо.

Важливо, що різні часові та амплітудні робочі діапазони систем PLUME, VSM, RMS-R3 відображають роботу пучків навколо IP8 ($1-10^{5(6)}$ в.о.), ефективно доповнюючи один одного від мінімальних до максимальних завантажень. Якщо поріг детектування люмінометра PLUME — це одиничні частинки, тоді як для VSM та RMS-R3 — це тисячі частинок.

Отже, поєднуючи точність та чутливість вимірювання із простою (але прецизійною) просторовою симетрією сенсорів, досягається бажане функціональне призначення системи RMS-R3. Онлайн моніторинг за роботою колайдера в області взаємодії LHCb IP8 при номінальній миттєвій світності $2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ супроводжується одночасним вимірюванням:

1. Інтенсивності взаємодій пучків (відносна світність).
2. Внеску фону (стабільність та тенденції).
3. Відносного положення області взаємодії (розподіл асиметрій потоків частинок).
4. Радіаційних навантажень в області розташування сенсорів (розподіл флюенсу заряджених частинок).

4.2 Характеристики та специфікації компонентів системи

Комплектація RMS-R3 включає детекторні модулі, електроніку для вимірювання та передачі даних, графічний інтерфейс для віддаленого відстеження набору даних в режимі реального часу. У цьому підрозділі детально розглянуто про кожну з них.

4.2.1 Сенсорні модулі: дизайн, номінальне положення, принцип роботи, схема підключення, специфікація

Сенсор RMS-R3 — це пристрій для виявлення (детектування) первинного іонізуючого випромінювання (заряджених частинок), що провзаємодіяло із дуже тонкою фільмою металу та спричинило зміну його електричного потенціалу по відношенню до потенціалу на вході каналу зчитувального тракту. Особлива конструкція забезпечує стійку роботу чутливого елемента в зовнішньому електромагнітному та радіаційному полях³³.

Дизайн

Розробка оригінального дизайну та виготовлення прототипів детекторів RMS-R3 за технологією радіаційно стійких ММД [143, 144] становила левову частину робіт. Удосконалені конструкційні рішення було знайдено завдяки достатньо активному та тривалому тестуванню декількох варіантів прототипів із різними схемами підключення (див. додаток В.1). Основна увага була зосереджена на тому, щоб задовольнити вимоги щодо надійності та довготривалості роботи детекторів за їх мінімального обслуговування. Результатом є те, що було досягнуто таких електричних та часових характеристик у роботі трактів зчитувальних каналів (сенсори+канали обробки вхідних сигналів), щоб забезпечити прецизійність вимірів RMS-R3 у структурі ЛНСб на рівні не гірше ніж 2–5%, як зазначено у специфікації [18].

³³Переважні фактори експериментального середовища. Ризик впливу на робочі характеристики інших чинників, таких як температура, вологість тощо мінімізовано.

Розглянемо фінальну версію дизайну сенсорного модуля RMS-R3 — модульної пари сенсорів. На вигляд модуль схожий на планарну збірку із п'яти панельок, як показано на рисунку 4.1. Центральна панелька містить детектувальний елемент — мідні фольги завтовшки 50 мкм, $9 \times 9 \text{ см}^2$, а з двох боків до неї кріпляться по дві інші панельки, що слугують для електродів та захисних екранів із мідної фольги завтовшки 20 мкм відповідно.

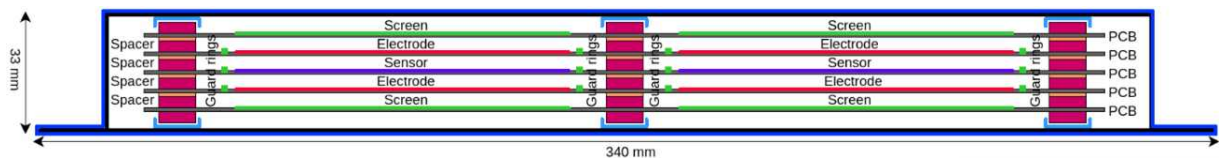


Рис. 4.1: Модуль із двома металевими сенсорами у перерізі (схематично).

Симетрія конструкції відносно центральної площини пояснюється принципом роботи сенсорного модуля. І ця особливість дозволяє розміщувати сенсори безвідносно до напрямку джерела випромінювання (двосторонній принцип дії).

Модульна панелька представлена друкованою схемою (рисунок 4.2 зліва), виготовленою на замовлення, із напаяними фольгами та необхідними електричними компонентами (рисунок 4.2 справа). Особливістю такої конструкції є достатня механічна міцність, легкозбірність, наявність стійкого електричного контакту та практичність у відтворенні дизайну.

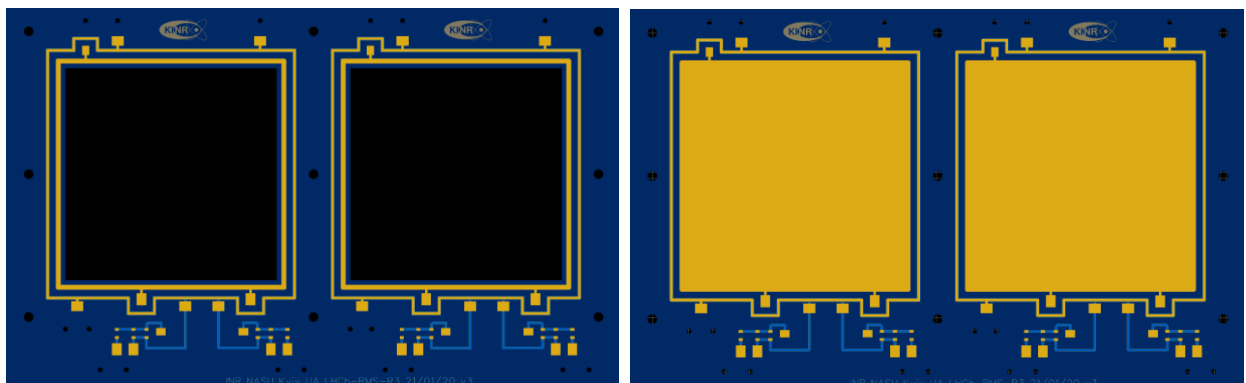


Рис. 4.2: Панелька сенсорного модуля на основі друкованої схеми (2D модель) без металевих фольг (зліва) та разом із ними (справа).

Друковані схеми товщиною 1 мм виготовлено зі скловолокна марки FR-4 із ви-

травленими мідними контактними доріжками та площадками товщиною 36 мкм. Покриття контактних елементів виконано методом ENIG-RoHS (Ni+Au). Спеціальні захисні кільця навколо сенсорних фольг та електродів виконують ізоляцію від поверхневих перехресних струмів, забезпечуючи стабільність роботи. Додаткові монтажні площадки призначені для SMD-елементів RC-фільтрів на панельках із електродами.

Модульна конструкція збирається за допомогою поліамідних елементів кріплення (болтів, гайок та шайб) та монтується в корпус, що виготовлений із матеріалу типу G10 (склотекстоліту, просоченого епоксидно-фенольним з'єднувачем) та покритий тонкою алюмінієвою фольгою. Корпус детектора слугує одночасно механічним захистом та електромагнітним екрануванням. На рисунку 4.3 показано готову збірку сенсорного модуля без захисного корпусу та сам корпус.

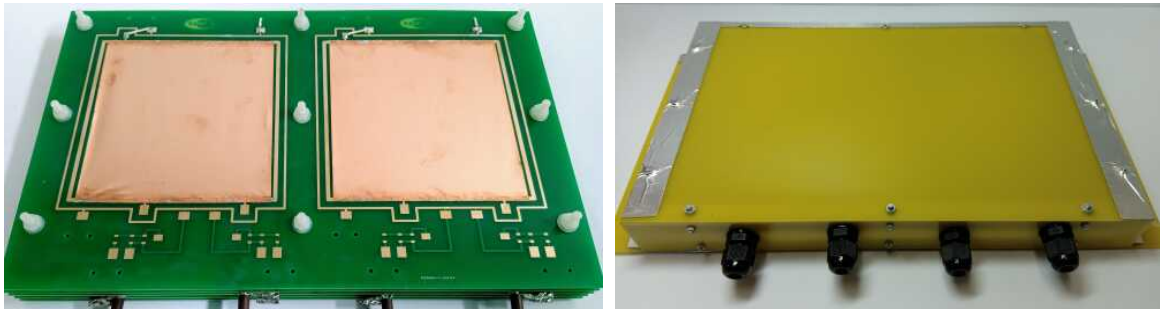


Рис. 4.3: Фото сенсорного модуля (зліва) та його захисного корпусу без фольгового покриття (справа).

Конструкційні матеріали детекторних модулів RMS-R3 обиралися, враховуючи правила техніки безпеки (дозволи) із їхнього використання в експериментальному залі та безпосередньо в робочому просторі LHCb. Окрім цього для розміщення та габаритів модулів існували обмеження щодо вільного простору перед Вершинним детектором VELO, способом монтажу всієї детекторної системи, узгодженістю розміщення з іншими системами, підведенням кабелів тощо.

Геометрія та розміри самих сенсорів (що мають доволі велику площу, 81 см²) визначалася за допомогою Монте-Карло симуляції потоків частинок, що детектуватимуться, та відповідною оцінкою відгуків системи RMS-R3 (детальніше у

технічному завданні [135] та [153]).

Номінальне положення

У цілому вісім сенсорів забезпечують детектування частинок. Розміщуються вони перехресно-симетрично навколо іонопроводу (координатної вісі пучка, z) у перпендикулярній площині xy на відстані близько 235 мм від осі z та близько 2,2 м від точки взаємодії IP8 по осі z у зворотній напів сфері детектора LHCb (рисунок 4.4). При цьому сенсори можна умовно вписати в тілесний кут від 7° до 14° , частково покриваючи його.

Це положення фактично збігається із лівою межею (площиною) функціонального (симульовального) простору детекторної установки LHCb, за якою, як вважається, уже зовнішнє середовище. А якщо розглядати геометрію експерименту дзеркально відносно IP8, то ця область відповідає верхнім значенням кутової апертури LHCb (діапазон по псевдорapidіті, η , приблизно від 2 по 3).

Просторово симетрична схема вибрана для того, щоб відстежувати онлайн відносне розташування IP8 в режимі стабільних зіткнень пучків та відносних внесків у розподіл фону на різних етапах функціонування пучків (“ІНЖЕКЦІЯ”, “РОЗГІН”, “НАСТРОЙКА”, “ФІЗИКА”) за розподілами горизонтальних та/або вертикальних перехресних асиметрій для відгуків датчиків. Для дублювання цих асиметрій достатньою є подвоєна кількість сенсорів, тобто вісім.

Монтаж та вирівнювання

Встановлення чотирьох сенсорних модулів RMS-R3 у проектне положення відбувалось відповідно до розробленого технічного завдання [135] на вхідній захисній бетонній стіні. На рисунку 4.5 зображено систему кріплення для них разом із відповідними супортами для детекторної станції VSM-U та детекторної збірки PLUME. Усі кріплення влаштовані так, щоб максимально спростити доступ до кожної із систем моніторингу у разі необхідності. Робочий простір між вхідною стіною та вакуумною камерою, де розміщується вершинний детектор VELO, входить до зворотньої кутової апертури LHCb.

Монтажна конструкція під RMS-R3 представлена металевим кронштейном,

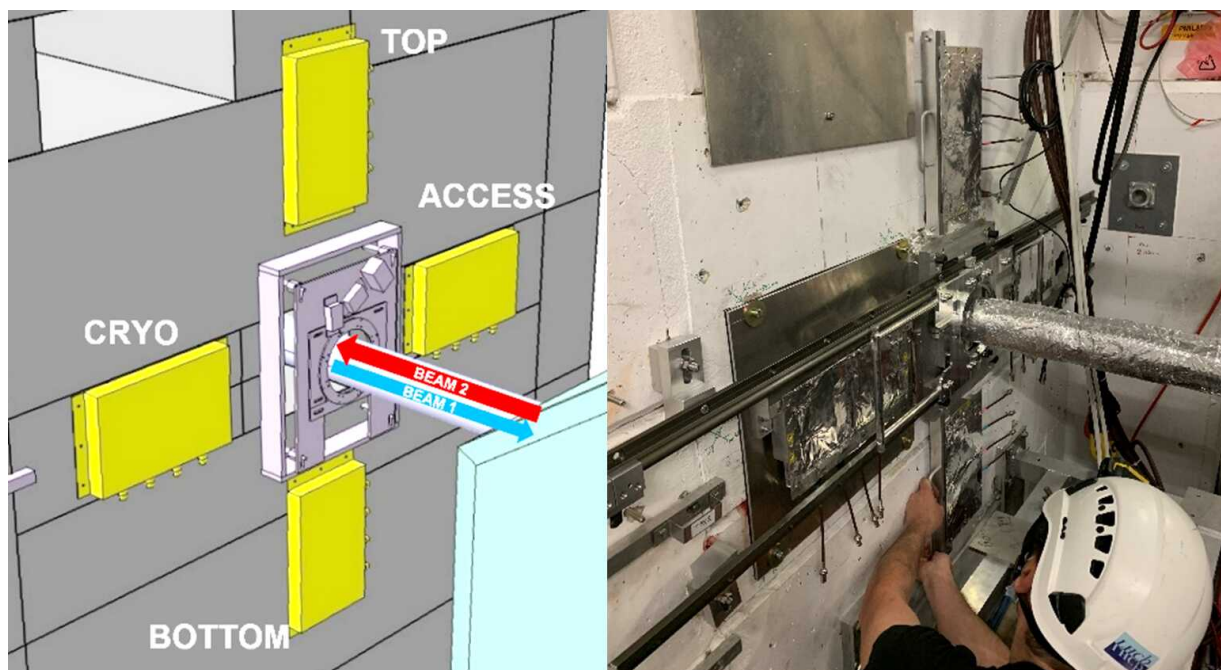


Рис. 4.4: Фото (липень 2021) змонтованих детекторів RMS-R3 у номінальному положенні на захисній стіні RB84 перед вершинним детектором VELO (справа) та адаптована AutoCAD модель (зліва) для наочного порівняння. Знімки люб'язно надані групою технічної підтримки в LHC'б (CERN).

що надійно кріпиться у важком бетоні стіни, та монтажною п-подібною планкою з ексцентриками, на якій безпосередньо фіксується корпус модуля. Така схема уможливорює тонку настройку положення модуля.

Прецизійне позиціонування модулів виконано групою технічної підтримки в LHC'б із субміліметровою точністю, використовуючи засоби та методи метрологічних досліджень, що розвинуті в ЦЕРНі. Враховуючи розміри сенсорів ($81 \times 10^2 \text{ мм}^2$), це є відмінна точність ($\approx 0,1\%$).

Принцип роботи

Принцип детектування потоків частинок полягає у тому, що ці бомбардуючі частинки та/або кванти+ спричиняють вторинну електронну емісію (ВЕЕ) з поверхні сенсора, а утворений у ньому позитивний заряд вимірюється зарядово-частотним перетворювачем, підключеним до нього кабелем. Сам по собі струм ВЕЕ незначний та характеризується малою кількістю та енергією вторинних електронів на одну частинку [154–156]. Прикладена на електроди напруга робить

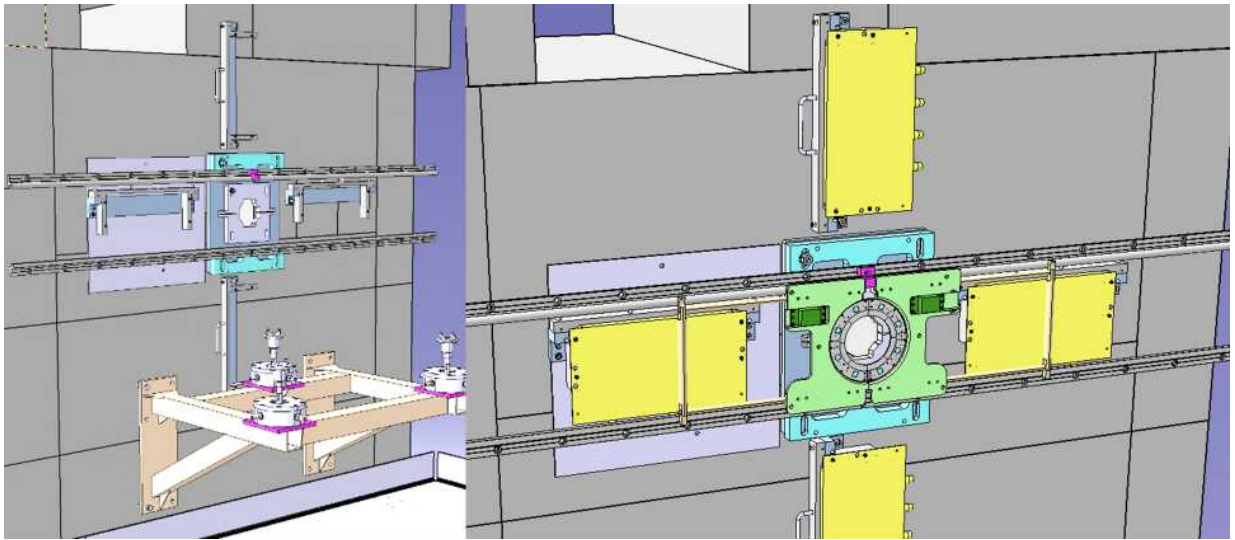


Рис. 4.5: Механічне кріплення під модулі RMS-R3 окремо (зліва) та у зібраному вигляді (справа) зображено разом із супортом під монітор пучків VCM та люмінометр PLUME (CAD креслення). Знімки люб'язно надані групою технічної підтримки в LHCb (CERN).

максимальною величиною струму. Оскільки детекторні модулі RMS-R3 заповнені сухим звичайним повітрям+ при атмосферному тиску, то струм, зумовлений ВЕЕ, додатково підсилюється за рахунок іонізаційного струму за прикладом струмової (інтегральної) іонізаційної камери. Відмінність від іонізаційної камери полягає в тому, що струм знімається з негативного катода, що виступає сенсором, по відношенню до позитивних анодів — двох інших металевих фольг, що розміщені по обидва боки від сенсора — і до яких прикладається мала позитивна напруга (25 В). Низька робоча напруга пояснюється тим, що вже при такому значенні досягається струм насичення, і відгук стає стабільним.

На рисунку 4.6 зображено електричну схему підключення детекторного модуля. Важливо відмітити, що роль захисного кільця навколо сенсора полягає в тому, щоб запобігти перехресним струмам, а RC-фільтра — щоб позбутися можливих високочастотних наводок по лінії живлення.

Як відомо, явище ВЕЕ відбувається практично миттєво ($10^{-18} - 10^{-14}$ с) [155], тоді як важкі іонізаційні іони, маючи малу мобільність (рухливість) в порівнянні з електронами, збираються на електродах значно повільніше. Час збору іонів

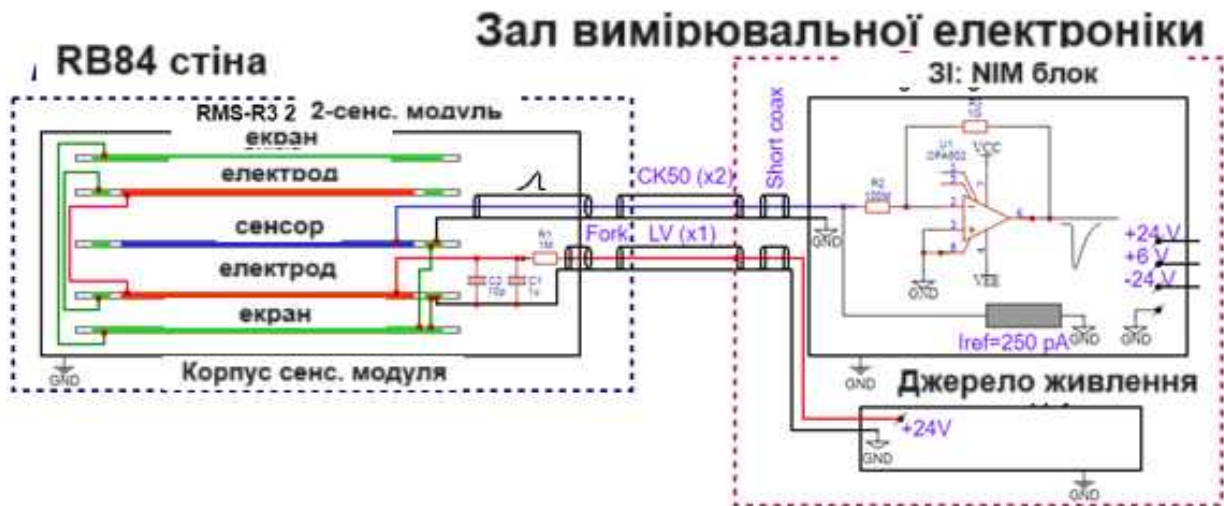


Рис. 4.6: Схема електричного підключення сенсорного модуля.

може досягати кількох мілісекунд в залежності від характеристик іонізаційного детектора. Відповідно ефективний час спрацювання RMS-R3 становить від 10^{-3} с до 1 с.

Загальні специфікації

Основні характеристики (параметри) детекторної підсистеми RMS-R3 на основі металевих сенсорів зібрані в табл. 4.1.

4.2.2 Зчитувальна електроніка: складові, функції, інтерфейсні протоколи, блок-схема, специфікація

Високочутливі інтегратори заряду

Чутливі зарядові (струмові) інтегратори є універсальною радіаційно стійкою попередньою електронікою [144–146], що підключається безпосередньо до детекторів (сенсорів). По суті, ЗІ є інтегруючими перетворювачами струму в частоту: входні (аналогові) імпульси струму спочатку підсилюються, інвертуються, потім інтегруються та перетворюються у вихідні (логічні, TTL) імпульси, частота яких пропорційна величині вхідного струму. Ці функції виконують чотири каскади.

Перший каскад представлений широкополосним прецизійним операційним підсилювачем OPA602 на основі польових транзисторів, виготовлених за технологією DIFET [157]. В схемі підключення ЗІ виконує функцію інвертуючого під-

Табл. 4.1: Загальні специфікації.

Н.п.	Специфікація	Значення	Од. вим.	Примітки
1.1	Тип сенсора	Мідний фольговий	—	Стійкий електричний контакт, кращий вихід ВЕЕ
1.2а	Товщина	50	мкм	0,1% X_0 ?
1.2б	Товщина ВЕЕ	10	нм	$10^{-4}\%$ X_0 ?
1.3	Розмір	9×9	см ²	Оцінка номінального відгуку системи на 2×10^{33} см ⁻² с ⁻¹ на основі МК симуляції потоків
2.1	Напруга на електродах	24	В	Відстань між сенсором та електродами (≈ 5 В/мм)
2.2	Ємність сенсор-електрод	25	пФ	Рівень шуму при правильному підключенні незначний
3.1а	Радіаційна міцність	$\simeq 1$	ГГр	1000-кратний запас для умов Run 3
3.1б	Радіаційна міцність	$\simeq 10^{20}$	МІЧ/см ²	1000-кратний запас для умов Run 3
4.1	Конверсійний фактор	550	МІЧ/сенсор	Коефіцієнт пропорційності між зареєстрованим потоком та відгуком системи

силувача по напрузі, де коефіцієнт підсилення визначається за формулою:

$$K^* = -\frac{R_{звор. зв.}}{R_{вх.}}$$

Діапазон вхідного струму: 1 фА–20 нА. Номінальна напруга: ± 15 В. Номінальний струм живлення: 13 мА. Номінальна потужність живлення: 0,4 Вт.

Другий каскад представлений низькошумним високоточним операційним підсилувачем ОРА37 [158]. В схемі підключення ЗІ виконує функцію інвертуючого підсилувача з одиничним підсиленням по напрузі. Номінальна напруга живлення: ± 15 В. Номінальний струм живлення: 3,3 мА. Номінальна потужність живлення: 0,1 Вт.

Третій каскад, представлений перетворювачем напруга-частота VFC110, слугує основою ЗІ [159]. Принцип його роботи ґрунтується на рециркуляційному інтеграторі заряду, що являє собою операційний підсилувач із підключеною в лінії зворотного зв'язку інтегруючою ємністю $C_{int.}$ та вхідним опором $R_{вх.}$. Робочий цикл відбувається в два етапи (зарядка-розрядка інтегратора). Спочатку вхідна напруга створює струм $V_{вх.}/R_{вх.}$, який заряджає $C_{int.}$, а при цьому напруга на виході операційного підсилувача спадає від початкового значення. Коли напруга на виході операційного підсилувача досягає 0 В, включається компаратор, що генерує тригер. Це підключає базовий струм $I_{калібр.}$ розрядки на інвертований вхід операційного підсилувача на період тригерного імпульсу. За цей час напруга на виході операційного підсилувача досягає початкового значення. По закінченню тригерного імпульсу на виході VFC110 формується TTL імпульс. Цикл повторюється знову.

Робочий цикл VFC110 описується рівнянням балансу струму зарядки (вхідного) та розрядки (калібрувального):

$$\frac{V_{вх.}}{R_{вх.}} = I_{калібр.} \times F_{вих.} \times T_{триг.} \quad (4.1)$$

VFC110 також має автономне стабільне джерело базової напруги 5 В, щоб мати змогу змістити базову лінію. Зовнішні компоненти для режиму роботи $f_{ПШ} =$

1 МГц: $R_{ex.} = 40 \text{ кОм}$, $C_{os} = 150 \text{ пФ}$. $C_{int.} = 50 \text{ пФ}$ — внутрішня компоновка.

VFC110 характеризується незначною нелінійністю відгуку $0,02\% @ 2 \text{ МГц}$ та низьким значенням шумів. Діапазон вхідної напруги: $0-10 \text{ В}$. Діапазон вхідного струму: $10 \text{ фА}-20 \text{ нА}$. Номінальна напруга живлення: $\pm 15 \text{ В}$. Номінальний струм живлення: 13 мА . Номінальна потужність живлення: $0,4 \text{ Вт}$.

Четвертий каскад представлений логічними двоканальними воротами 74НС08, що виконуються функцію формувача 5 В TTL сигналу [160]. Номінальна напруга живлення: $2-6 \text{ В}$. Номінальний струм живлення: 20 мкА . Номінальна потужність живлення: $0,04-0,12 \text{ мВт}$.

Плата розробника STM32F4

Мікроконтролер STM32F4DISCOVERY (фото на рис. 4.7) є комерційною розробкою компанії STMicroelectronics³⁴, що дозволяє користувачам реалізувати свої проєктні рішення на основі належної комплектації та програмованого функціоналу плати [161, 162]. З-поміж широкого переліку периферійних пристроїв кожна мікроконтролерна плата STM32F4DISCOVERY має два 32-розрядні лічильники (таймери) із автоматичним перезапуском, які є повністю незалежні один від одного. Ці таймери було запрограмовано для вимірювання частоти вихідних імпульсів зарядових інтеграторів за фіксований інтервал часу³⁵ у режимі роботи від зовнішнього джерела тактової частоти (від внутрішнього високошвидкісного кварцового генератора/осцилятора) [163, 164].

На рисунку 4.9 схематично показано функціональне призначення мікроконтролерів STM32F4DISCOVERY у складі незалежного зчитувального тракту RMS-R3. Чотири мікроконтролери забезпечують посекундний моніторинг із чотирьох сенсорних модулів і дозволяють системі RMS-R3 працювати як в автономному режимі збору даних, так і бути інтегрованим в загальну систему моніторингу LHCb ECS.

Чотири мікроконтролери STM32F4 було змонтовано на спеціально спроекто-

³⁴Офіційна сторінка компанії https://www.st.com/content/st_com/en.html.

³⁵Із міркувань зручності обчислення частоти цей інтервал становить одну секунду.

ваній монтажній схемі в один зчитувальний модуль стандарту NIM, як показано на рисунку 4.8.

Універсальна плата-демонстратор зв'язку VLDB

Плату VLDB, *Versatile Link Demonstrator Board* (фото на рис. 4.7), було розроблено в ЦЕРНі як типове рішення для системної відладки ліній зв'язку між фронтальною та основною електронікою (пристроями) для експериментів із фізики високих енергій [165]. VLDB складається із чотирьох оригінально розроблених радіаційно стійких інтегральних схем спеціального призначення (ASIC) та модулів: гігабітного прийомопередавача GBTx [166], адаптера повільного керування гігабітним прийомопередавачем GBT-SCA [167], універсального оптичного прийомопередавача/ універсального двоканального оптичного передавача VTRx/VTTx [168, 169], радіаційно стійкого DC-DC перетворювача FeastMP [170]. Усі ці складові добре сполучені між собою (взаємними лініями зв'язку) та здатні забезпечити через різні типи електричних з'єднань (що підтримують відповідні інтерфейсні протоколи) одночасний набір даних із декількох десятків модулів фронтальної зчитувальної електроніки, а також їхнє управління та моніторинг.

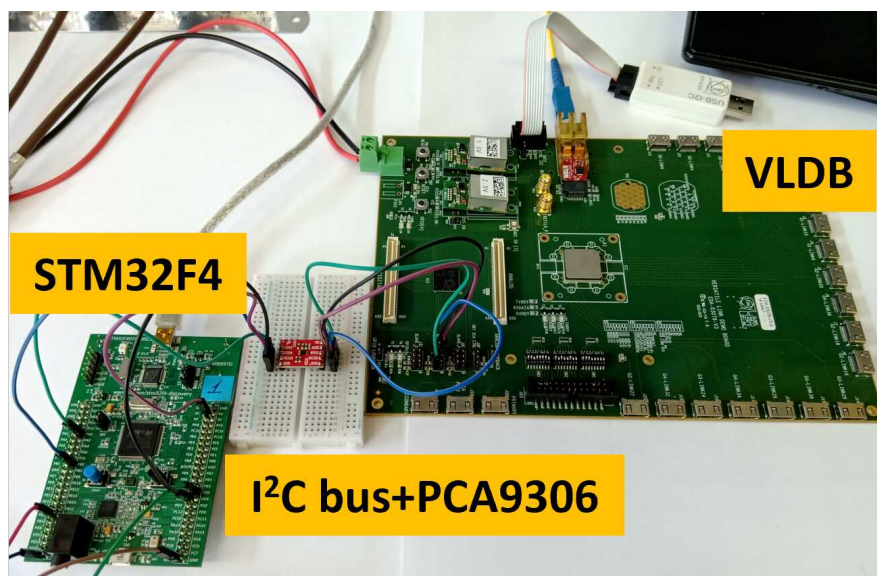


Рис. 4.7: Тестова схема підключення мікроконтролерної плати STM32F4 до плати зв'язку VLDB через I2C шину з використанням перетворювача рівнів сигналів із 5 В до 3 В.

У складі системи RMS-R3 плата VLDB забезпечує оптичну лінію передачі даних до центральної системи контролю ЛНСь ECS, з'єднуючи автономну зчитувальну електроніку RMS-R3 (модулів інтеграторів заряду та мікропроцесорні плати STM32F4) та FPGA-модулі центральної системи накопичення даних. Набір мікросхем GBT-SCA забезпечує зчитування даних із чотирьох плат STM32F4 за допомогою інтерфейсу I2C (через спільну I2C шину). На рисунку 4.7 схематично показано тестовий варіант підключення однієї плати STM32F4 до плати VLDB.

Повний комплект блоків зчитувальної електроніки показано на рисунку 4.8.

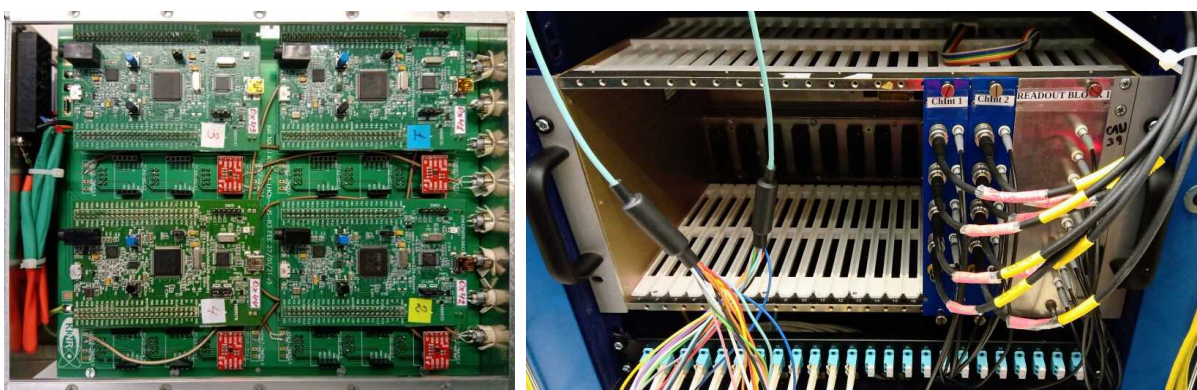


Рис. 4.8: Блоки зчитувальної електроніки системи RMS-R3 у стандарті NIM: фото зліва — модуль з чотирма мікроконтролерами STM32F4 та платою VLDB (розміщена за монтажною схемою зі зворотної сторони); фото справа — повний комплект зчитувальних модулів.

На рисунку 4.9 схематично показано функціональне призначення плати VLDB у складі незалежного зчитувального тракту RMS-R3.

4.3 Тракт потоку даних

Розглянемо схему розміщення та під'єднання просторово розподілених функціональних блоків RMS-R3, яку зображено на рисунку 4.9, а також послідовність обробки даних. Окрім цього, наведемо приклади підключення зчитувальних плат через стандартні інтерфейсні протоколи, що використовуються.

Усі ланки зчитувального тракту розміщуються типово, як для вимірювальної

та діагностичної техніки при постановці експерименту. На рисунку 4.9 увесь тракт умовно поділено на три фізично розподілені блоки. Перший блок включає металеві сенсори, що функціонують в жорсткому радіаційному полі на підземному експериментальному майданчику ЛНСь. У цій області заборонено перебувати під час роботи пучків, а строгий нагляд та захист забезпечується автоматизованою системою. Другий блок включає модулі фронтальної електроніки, що встановлені в захищеному від радіації підземному приміщенні під серверну ферму та електроніку. У третій блок входять компоненти централізованої системи набору даних, пристрої збереження та відображення даних ЛНСь, що розташовані у будівлях на поверхні, зокрема у центрі управління експериментом та безпосередньо на робочих місцях чергової зміни.

Загалом потік даних можна охарактеризувати такою послідовністю:

1. Аналоговий сигнал у вигляді потоку заряду (струму) із сенсора стікає на вхід першого каскаду зарядового інтегратора (строго кажучи, це диференціальний вхідний сигнал за напругою для операційного підсилювача). Теоретично новий імпульс заряду в сенсорі може генеруватися приблизно кожні 25 нс для кожного часового слоту перетину пучків, тому струм можна вважати неперервним.
2. Потокове перетворення заряду пропорційно у дискретну послідовність відліків виконується зарядовими інтеграторами. Один відлік (один логічний сигнал) відповідає дискретному значенню (порогу) детектування заряду, що залежить від конструювання електроніки.
3. Вимірювання кількості відліків за фіксований час (секунда) здійснюється лічильниками частоти. Такий часовий інтервал вибраний із міркувань зручності проведення розрахунків фізичних величин (в т.ч. параметрів пучків) та кореляційних вимірювань відносно повільних змін умов протікання експерименту.

4. Передача цифрового значення вимірної частоти від мікроконтролерів STM32 до плати зв'язку VLDB. Кодування даних виконано у шістнадцятковій системі. Передача даних проходить через I2C шину пакетами по 7 біт (стандартний I2C інтерфейс із частотою годинника I2C майстра 100 кГц).
5. Зчитування цифрових даних центральною системою набору даних через карту PCIe40 (у варіанті SOL40). Транспортування даних відбувається лінією оптичного зв'язку, що побудована за технологією пасивної оптичної мережі (PON) з використанням PON розгалужувачів.
6. Збереження та відображення даних онлайн виконується системою контролю ЛНСь, в яку інтегровано RMS-R3. Дані відображаються на пульті керування експериментом в режимі реального часу, як для усіх операційних систем.
7. Обробка первинних даних виконується за допомогою SIMATIC WinCC системи.

Особливістю підключення сенсорних модулів до фронтальної електроніки є використання коаксіальних кабелів із низьким затуханням сигналу завдовжки близько 100 м. Варто зазначити, що в порівнянні із кабелем завдовжки 1 м спостерігається збільшення шумів у середньому приблизно в десять разів (≈ 1 Гц \rightarrow 10 Гц). Однак, якщо враховувати абсолютні значення, то при середньому номінальному відгуку для модульної пари сенсорів у 180 кГц відношення відгук-шум становить близько 0,0055%. Така точність значно переважає ту, що вимагається для онлайн та офлайн вимірювань у специфікації для подібних систем.

4 пари металевих сенсорів розміщуються навколо іонопроводу перед детектором VELO, а під'єднана до них зчитувальна електроніка, що включає зарядові інтегратори, лічильники частоти (на базі мікроконтролера STM32F4) та VLDB плату, передає виміряні дані до центральної системи зчитування експерименту ЛНСь через PCIe40.

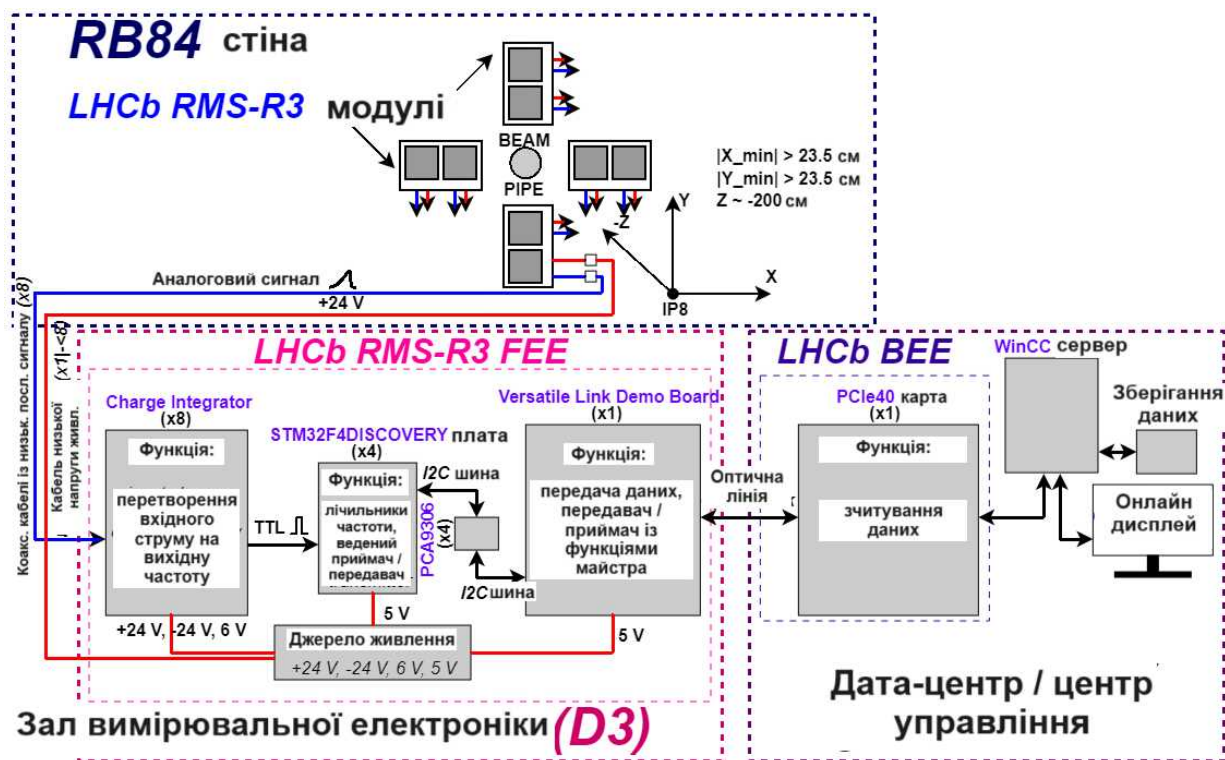


Рис. 4.9: Блок-схема зчитувального тракту, що ілюструє формування, обробку сигналів, передачу, збереження та відображення даних RMS-R3.

4.3.1 Програмне та мікропрограмне забезпечення

Незалежна фронтальна електроніка, що включає інтегральні схеми на основі елементів інтегральної логіки (операційних підсилювачів, транзисторів тощо), мікропроцесорні плати STM32 та плату зв'язку VLDB, дозволяє виконати повний цикл обробки аналогових сигналів та отримати дані у цифровому форматі. Коли для інтегральних схем нема потреби в мікропрограмному забезпеченні, то для мікропроцесорів STM32 та плати VLDB воно необхідне.

Програмування STM32 виконано в середовищі розробки STM32CudeIDE від STMicroelectronics, що є у вільному доступі для користувачів. Також офіційний розробник плати пропонує приклади проєктів прошивки із типовим застосуванням, який модифікується під необхідне завдання. Широкий функціонал плати розробника STM32 включає загальноживані стандартні протоколи для побудови ліній зв'язку з іншими мікропроцесорами, (мікро)комп'ютерами, інтегральними схемами, датчиками тощо. Приклад підключення мікроконтролера через USB

шину (I2C шину) прямо до (мікро)комп'ютера показано на рисунку В.1. Аналіз та візуалізацію отриманих даних виконується завдяки вланоруч створених користувацьких програмних кодів (скриптів) на зручній мові (наприклад, С (C++), Python).

Програмне мікрозабезпечення для VLDB є офіційним релізом від групи розробників ЦЕРН, що доступне під ліцензійними правами.

Карта SOL40, що працює на офіційному оригінальному користувацькому мікропрограмному забезпеченні, забезпечує інтеграцію фронтальної електроніки в центральну систему набору даних.

У структурі моніторингу LHCb обробка та графічне представлення даних RMS-R3 виконано в проєкті з графічним інтерфейсом, що побудовано на основі комерційної системи SIMANTIC WinCC (SCADA) від Siemens. Панелі для онлайн моніторингу відображають основні параметри (значення частоти взаємодій із кожного каналу, поданої напруги), статуси робочого стану компонентів системи та графіки зміни частоти (тренди). Архівування даних відбувається до бази даних OracleDB.

4.4 Алгоритми вимірювання величин

Зв'язок між вимірюваним потоком $\phi_{вим.}$ (фізичною величиною) та вихідною частотою $F_{вих.}$ (відгуком системи) описується співвідношенням:

$$\phi_{вим.} \propto k \cdot F_{вих.}, \text{ де} \quad (4.2)$$

k — інструментальна константа металевого сенсора, яка визначає поріг детектування потоку заряджених частинок, що провзаємодіяли з ним, щоб створити мінімальний відгук системи. Значення для k отримується експериментальним способом для конкретної конфігурації системи. Обговорення окремої процедури калібрування металевих сенсорів на величину детектованого потоку представлено в додатку В.2.

Частотний сигнал системи $S_{\text{част.}}$ формується як сума складових:

$$S_{\text{част.}} = F_{\text{вих.}} + F_{\text{калібр.}}, \text{ де} \quad (4.3)$$

$F_{\text{вих.}}$ — вимірювана системою частота взаємодій, $F_{\text{калібр.}}$ — калібрувальна частота системи (відгук на еталонний струм $I_{\text{калібр.}}$) або іншими словами базова лінія. $I_{\text{калібр.}} \propto p \cdot F_{\text{калібр.}}$, де p — інструментальна константа каналу зчитувального тракту, що визначає чутливість вимірювання заряду. Іншими словами, вона характеризує стабільність та пропорційність перетворення струму в частоту (див. формулу 4.1).

Вихідна частота $F_{\text{вих.}}$ визначається, як:

$$F_{\text{вих.}} = F_{\text{вз. пучків}} + F_{\text{інд. фону}}, \text{ де} \quad (4.4)$$

$F_{\text{вз. пучків}}$ — вимірювана частота реакцій взаємодії пучків, а $F_{\text{інд. фону}}$ — вимірювана частота реакцій фонових подій. За допомогою RMS-R3 диференціювати ці вклади за часом приходу згустків пучків до IP8 на етапі зіткнень неможливо. Проте на завершальних стадіях підготовки пучків до колізій фонові відліки можуть бути точно виміряні безпосередньо, а під час самих зіткнень їх можна визначати як відхилення від калібрувальних прямих (див. підрозділ 5).

Електричні флуктуації частоти $F_{\text{калібр.}}$ визначають рівень шуму та роздільну здатність по вимірювальних величинах. На рисунку B.5 показано розподіл відгуків для зчитувальних каналів на калібрувальний струм, стандартні відхилення яких демонструють, що відносна похибка вимірів становить $< 1\%$. При цьому роздільна здатність по відгуку також становить $< 1\%$. Зменшення шумів було досягнуто завдяки винайденню схеми механічно стійкого та електрично сіткового підключення металевих сенсорів до фронтальної електроніки (див. рисунок 4.6).

Така прецизійність є однією із найголовніших характеристик RMS-R3, що дозволяє реалізувати оригінальні методи радіаційної моніторингу, зокрема повторюваності миттєвої світності, описані в розділі 4.

Спостережувані характеристики

Питомий флюенс заряджених частинок $\Phi_{нит.}$ (част. через стер. кут/см²). Ця величина розраховується для номінального стереокута, який стягуються перерізом металевго сенсора, інтегруванням (сумуванням) $\phi_{вим.}$ за рік роботи. Для спрощення питомий флюенс нормований на площу сенсора, а не сферичної поверхні.

Поглинута доза D (Гр), **потужність дози** dD/dt (Гр/год). Оскільки ідентифікація за типом іонізуючого випромінювання системою не виконується, оцінка переданої енергії зарядженими частинками відбувається з розрахунку енергетичних втрат на одиницю довжини для мінімально іонізуючих частинок (МІЧ)³⁶.

Середня доза $\langle D_{МІЧ} \rangle$ в розрахунку на металевий сенсор ($\rho_{міді} = 8,96$ г/см³, $dx = 50$ мкм, $S = 81$ см², $m = 3,6$ г) від однієї МІЧ становить приблизно 2,72 пГр або в перерахунку на водяний фантом $10 \times 10 \times 1$ см³ масою 100 г — 2,66 пГр. Повну середню потужність дози можна знайти як добуток $\langle D_{МІЧ} \rangle$ та $\phi_{вим.}$.

Нехай, скажімо, при номінальній світності відгук сенсора $F_{вих.}$ становить 200 кГц, тоді виміряний потік $\phi_{вим.}$ рівнятиметься приблизно $1,1 \times 10^8$ МІЧ/сенсор/с, а середня потужність дози — $0,3$ мГр/с = $10,8$ Гр/год. Така доза є смертельною для людського організму (з ймовірністю близькою до 100 %) [171]. У перерахунку на 9 повних робочих місяців колайдера (≈ 270 днів = 6480 год) протягом 5 років (32400 год) маємо повну поглинуту дозу приблизно 0,35 МГр.

Важливим із точки зору діагностики пучків ВАК є моніторинг їхніх енергетичних втрат повздовж кільця прискорювача під час підготовки пучків до зіткнень та виконання окремих регламентів (наприклад, процедури очищення іонопроводу за допомогою самих пучків, *beam scrubbing*). Особлива увага приділяється чотирьом точкам взаємодій та ще чотирьом функціональним ділянкам.

Наведена активність $A_{навед.}$ (кБк). Поле іонізаційного випромінювання, що генерується зі світної вершини, створює внаслідок ядерних взаємодій із констру-

³⁶Це релятивістські частинки, що характеризуються близькими до мінімальних середніми енергетичними втратами при проходженні крізь речовину в широкому енергетичному діапазоні. Для повітря середні питомі енергетичні втрати становлять $\langle -dE/\rho dx \rangle \approx 1,8$ МеВ г⁻¹см², а для міді — $\langle -dE/\rho dx \rangle \approx 1,4$ МеВ г⁻¹см².

кційними елементами колайдера (наприклад, іонопроводом, вакуумними камерами, фланцями, супортом тощо) та матеріалом самих вимірювальних систем (наприклад, кріпленням, кабелями, захисними корпусами із металу тощо) короткоіснуючі радіоактивні ізотопи. Система RMS-R3 дозволяє оцінити повну наведену активність на металевих сенсорах. Певний незначний вклад до активності від оточуючих елементів робочого середовища також може мати місце.

Залишковий відгук сенсорів в кінці робочого циклу (після скидання) пучків визначає рівень наведеної активності. Отже, початкову поверхневу наведену активність можна визначити зі співвідношення:

$$A_{S, \text{ навед.}} \simeq F_{\text{навед. макс.}} \cdot k_{\text{конв.}} / (S_{\text{сенс.}} \cdot q_{\text{ел.}}), \text{ де} \quad (4.5)$$

$F_{\text{навед. макс.}}, \text{ с}^{-1}$ — виміряна системою максимальна кількість бета-розпадів за першу секунду після виведення пучків із колайдера, $k_{\text{конв.}}$, Кл — інструментальна константа зчитувального каналу, яка визначає поріг детектування заряду, що конвертується у мінімальний відгук системи, $S_{\text{сенс.}}, \text{ см}^2$ — площа металевого сенсора, $q_{\text{ел.}}$, Кл — елементарний заряд електрона. Значення для $k_{\text{конв.}}$ визначається для конкретної конфігурації інтегрованої електроніки. Обговорення процедури калібрування зчитувальних каналів на величину заряду представлено в додатку B.2.

Миттєва світність $L_{\text{мит.}} (\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1})$, **інтегральна світність** $L_{\text{інт.}} (\text{см}^{-2})$. Відповідно до формули 3.1 світність є фактором пропорційності між частотою реакцій взаємодії пучків та перерізом реакції. Система RMS-R3 детектує лише потоки продуктів реакцій без їх ідентифікації, тому на основі її даних можна робити вимірювання миттєвої світності $L_{\text{мит.}}$, якщо попередньо виміряти переріз непружних реакцій $\sigma_{\text{непруж.}}$, продукти яких реєструються сенсорами під деяким сферичним кутом:

$$L_{\text{мит.}} = F_{\text{вз. пучків}} \cdot g_{\text{норм.}} / \sigma_{\text{непруж.}}, \text{ де} \quad (4.6)$$

$F_{\text{вз. пучків}}$ — частота реакцій взаємодії пучків, виміряна за допомогою RMS-R3, $g_{\text{норм.}}$ — нормувальний фактор, що враховує вклад лише вторинного потоку про-

дуктів реакцій поряд із перерозсіяним (третинним, четвертинним тощо) та приводить вимірювання у відповідність з кутовою апертурою експерименту, $\sigma_{\text{непруж.}}$ — переріз непружних реакцій, вимірюваний (видимий) за допомогою RMS-R3.

Для фізичного аналізу практично більш важливою характеристикою є інтегральна світність $L_{\text{інт.}}$, що використовується для розрахунку абсолютних перерізів ядерних процесів. Формула для обчислення інтегральної світності на основі даних RMS-R3:

$$L_{\text{інт.}} = g_{\text{геом.}} / \sigma_{\text{непруж.}} \cdot \sum_{t_{\text{поч.}}}^{t_{\text{кін.}}} F_{\text{вз. пучків}}, \text{ де} \quad (4.7)$$

сума по $F_{\text{вз. пучків}}$ береться за певний проміжок часу $[t_{\text{поч.}}; t_{\text{кін.}}]$, коли відбувалися стабільні зіткнення, наприклад для одного робочого циклу пучків.

Асиметрія потоків α_{ϕ_i, ϕ_j} . Відтворюваність умов по відношенню до номінальних ефективно відстежувати у динаміці завдяки функції асиметрій змінних, що описують певну симетрично розподілену величину. Відносні вклади у просторовий розподіл продуктів реакцій, а також відносні зміщення світної області можна контролювати за допомогою асиметрій потоків заряджених частинок, розрахованих для фіксованих стереокутів $\Delta\Omega(\Delta\theta, \pm\Delta\phi)$:

$$\alpha_{\phi_i, \phi_j}(\Delta t_n) = \frac{\phi_i(\Delta t_n) - \phi_j(\Delta t_n)}{\phi_i(\Delta t_n) + \phi_j(\Delta t_n)}, \text{ де} \quad (4.8)$$

ϕ_i, ϕ_j — потоки, виміряні одночасно за допомогою перехресної пари $(i; j)$ металевих сенсорів за певний відтинок часу Δt_n , що рівний 1 секунді.

Нехай $\phi_i = a_i F_{\text{вих.}, i}$, а $\phi_j = a_j F_{\text{вих.}, j}$, тоді асиметрію потоків можна виразити через асиметрію відгуків сенсорів. Така заміна є коректною, лише якщо вирівняти амплітуди відгуків кожного сенсора на однакову величину потоку. Іншими словами необхідно врахувати відповідні параметри калібрування. Для RMS-R3 результат обчислень показав, що $a_i \approx a_j \approx \bar{k}$ (див. розділ ?). Звідси, маємо:

$$\alpha_{F_{\text{вих.}, i}, F_{\text{вих.}, j}}(\Delta t_n) = \frac{F_{\text{вих.}, i}(\Delta t_n) - F_{\text{вих.}, j}(\Delta t_n)}{F_{\text{вих.}, i}(\Delta t_n) + F_{\text{вих.}, j}(\Delta t_n)}, \text{ де} \quad (4.9)$$

$F_{\text{вих.}, i}$ та $F_{\text{вих.}, j}$ — відгуки перехресної пари $(i; j)$ металевих сенсорів, виміряні

одночасно за певний відтинок часу Δt_n .

Горизонтально- та вертикально-симетрично розташовані пари металевих сенсорів дозволяють будувати одно- та двовимірні асиметрії. У розділі 5 представлено, як методом поточкових асиметрій можна сформуванати в режимі реального часу зображення світної області та відслідковувати її відносні зміщення, використовуючи систему RMS-R3.

4.5 Тестування та калібрування

Усі функціональні елементи (сенсорні модулі та зчитувальну електроніку) системи RMS-R3 разом із їхніми прототипами було системно перевірено на надійність їхньої роботи в лабораторії ВФВЕ ІЯД НАН України та в лабораторіях експерименту ЛНСь в ЦЕРНі з допомогою різного обладнання та схем підключення. В ІЯД НАН України було застосовано, по-перше, стаціонарний блок електроніки з дискретними модулями стандарту САМАС, по-друге, спеціально створену компактну систему моніторингу (див. рисунок 4.11), що вміщує основні функціональні складові системи RMS-R3 в єдиному кейсі. По-третє, у лабораторних умовах ІЯД НАН України та ЦЕРНу було реалізовано схеми тестування прототипних функціональних збірок системи RMS-R3 із можливістю оперативного налаштування та управління через портативний комп'ютер (наприклад, як показано на рисунку В.1).

Тестування функціональних збірок системи RMS-R3, що включали різні прототипи металевих сенсорів, за допомогою джерел іонізаційного випромінення було виконано в Національному інституті раку МОЗ України на лінійному прискорювачі CLINAC, а також в лабораторії експерименту ЛНСь в ЦЕРН із використання калібрувального бета-джерела [141].

Головні результати досліджень робочих характеристик RMS-R3, що передували етапу розгортання системи моніторингу в експерименті ЛНСь, висвітлено в цьому підрозділі.

4.5.1 Результати тестування

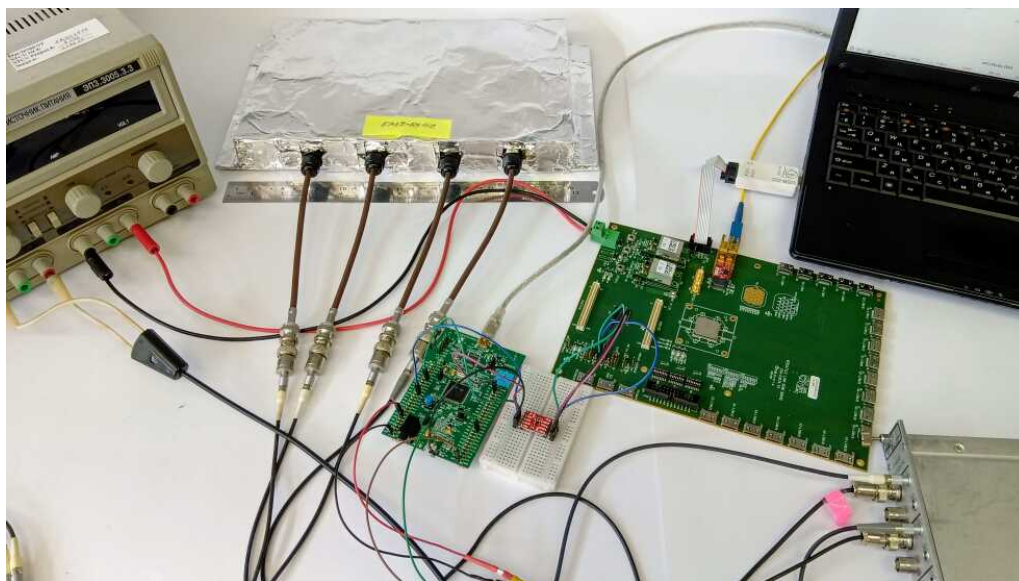


Рис. 4.10: Базова схема для тестування та налаштування роботи зчитувальних каналів RMS-R3 в лабораторії ВФВЕ ІЯД НАН України та експериментальній лабораторії LHCb у ЦЕРНі.

На рисунку 4.10 представлено базову схему підключення вимірювальної установки (у тестувальному варіанті), що повторює незалежний зчитувальний тракт RMS-R3 та яка призначена як для тестування металевих сенсорів, так і для перевірки та налаштування зчитувальних каналів. Вона включає детектор(и), блок зарядових інтеграторів, лічильники частоти на базі мікроконтролера STM32F4, плату зв'язку VLDB, блок живлення, портативний комп'ютер із програмними скриптами для аналізу та візуалізації даних [141].

Уже на етапах розробки та тестування прототипів функціональних компонентів системи RMS-R3 необхідно було віднайти найоптимальнішу схему електричного підключення металевих сенсорів до фронтальної електроніки, відпрацювати протоколи зчитування та передачі даних. Фактично, це означає — відтворити автономну частину зчитувального тракту системи RMS-R3 (див. блок-схему на рисунку 4.9) у бета-версії з подальшим доведенням до повної готовності відповідно до технічного завдання [135].

Для більшої оптимізації процесу тестування прототипів сенсорних модулів та зчитувальної електроніки (разом — функціональних збірок) було сконструйовано прототип компактної переносної системи управління та моніторингу RMS-R3 [153, 172]. Цей комплект, обладнаний сенсорами та універсальною електронікою зі складу RMS-R3, мікрокомп'ютером Raspberry Pi Model 4B із 7-дюймовим дисплеєм, розміщується у невеликому контейнері, як показано на рисунку 4.11.



Рис. 4.11: Прототип переносного комплекту системи RMS-R3, що дозволяє виконання онлайн моніторингу та вимірювання даних.

Така компоновка дозволяє ефективно та швидко забезпечити постановку вимірювань. Крім того, елементи програмованої логіки (мікроконтролер STM32F4 та мікрокомп'ютер Raspberry Pi), маючи, між іншим, достатньо широкий функціонал, дозволяють підключити додаткові датчики (температури, вологості, тиску тощо), встановити віддалений доступ в локальній мережі через ETHERNET або WiFi, або через віддалений сервер в мережі інтернет із будь-якого іншого місця та в режимі реального часу забезпечити моніторинг та вимірювання даних.

Експериментальні схеми дослідження прототипів та фінальної версії функціональної збірки RMS-R3 узагальнено в додатку В.2. Зокрема, локальну перевірку та налаштування роботи блоку зчитувальної електроніки RMS-R3 було виконано в ІЯД НАН України та у ЦЕРНі, як показано на рисунку В.3. Повністю гото-

вий блок зчитувальної електроніки системи RMS-R3 було виконано у стандарті NIM, як це було передбачено технічним завданням проєкту [135], та встановлено в приміщенні під електроніку та серверну ферму експерименту LHCb (див. рисунок В.4).

Лінійність відгуку

Одним із важливих критеріїв перевірки якості прототипів сенсорних модулів, яких було виготовлено декілька версій, є дослідження лінійної залежності відгуку кожного сенсора у складі функціональної збірки системи RMS-R3 на потік частинок, що його опромінюють, в усьому динамічному діапазоні. Такі вимірювання було проведено у Національному інституті раку МОЗ України на лінійному прискорювачі CLINAC.

На рисунку 4.12 показано виміряні часові залежності відгуків сенсорної пари при різних інтенсивностях гамма-пучка, причому геометрично один із сенсорів (червоний графік) перебував під “прямим” пучком, а інший (синій графік) — під розсіяним. На рисунку додатково накладено графіки-вставки із лінійною апроксимацією заданої інтенсивності та виміряного усередненого відгуку для кожного сенсора. Ці результати демонструють високу лінійність відгуку системи в усьому динамічному діапазоні (приблизно до 1,3 МГц). В цілому, тестування із бета- та гамма-пучками продемонстрували стабільну роботу та відмінну лінійність відгуку функціональної збірки системи RMS-R3 [172, 173].

Рівень шуму

Однією з основних робочих характеристик системи RMS-R3 є величина шуму каналів зчитувального тракту. Шумові властивості характеризують систему “сенсор-АЦП” та визначають чутливість виявлення сигналу та роздільну здатність розділення близьких за амплітудою сигналів. Величину шуму кожного зчитувального каналу RMS-R3 було визначено, як стандартне відхилення розподілу базової лінії (відгуку) для кожного каналу. Завдяки удосконаленій схемі електричного підключення сенсорних модулів до малошумових інтеграторів заряду (як показано на рисунку 4.6) досягнуто зниження рівня шумів зчитувальних каналів менше

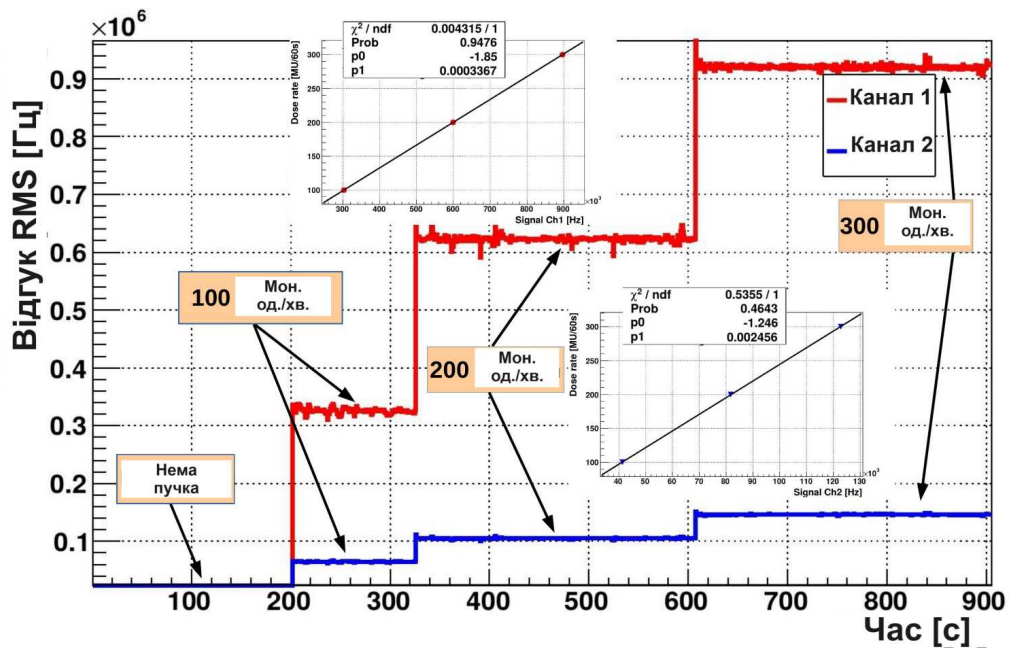


Рис. 4.12: Залежність відгуку прототипа функціональної збірки із парою сенсорів системи RMS-R3 від часу для трьох різних інтенсивностей гамма-пучка з енергією 6 МеВ. На графіках-вставках показано лінійну залежність між заданою інтенсивністю пучка та середнім значенням виміряного відгуку у широкому діапазоні вимірювання.

10 Гц (< 1%) [141, 153], що повністю відповідає проектно-технічному завданню системи RMS-R3 [135].

Робоча напруга

У підрозділі 4.2 описано будову та принцип роботи сенсорного модуля RMS-R3, а на рисунку 4.6 показано його схему електричного підключення до інтеграторів заряду. Однією з переваг такого виду сенсорних модулів є відносно низька робоча напруга близько 25 В. На рисунку 4.13 представлено результат вимірювання амплітуди відгуку пари металевих сенсорів в залежності від прикладеної напруги з використанням бета-джерела Sr-90. Як помітно, залежності відгуків в обох каналах досягають деякого максимального значення при 20 В і не змінюються у межах до 80 В (у затіненій частині полотна графіка, праворуч від вертикальної пунктирної лінії): для першого сенсора (чорні квадратні маркери) — це близько 14 кГц, а для другого сенсора (червоні круглі маркери) — це близько 9 кГц. Рі-

зниця між відгуками пов'язана із асиметричним розміщенням джерела при одночасному опроміненні двох сенсорів³⁷ [174].

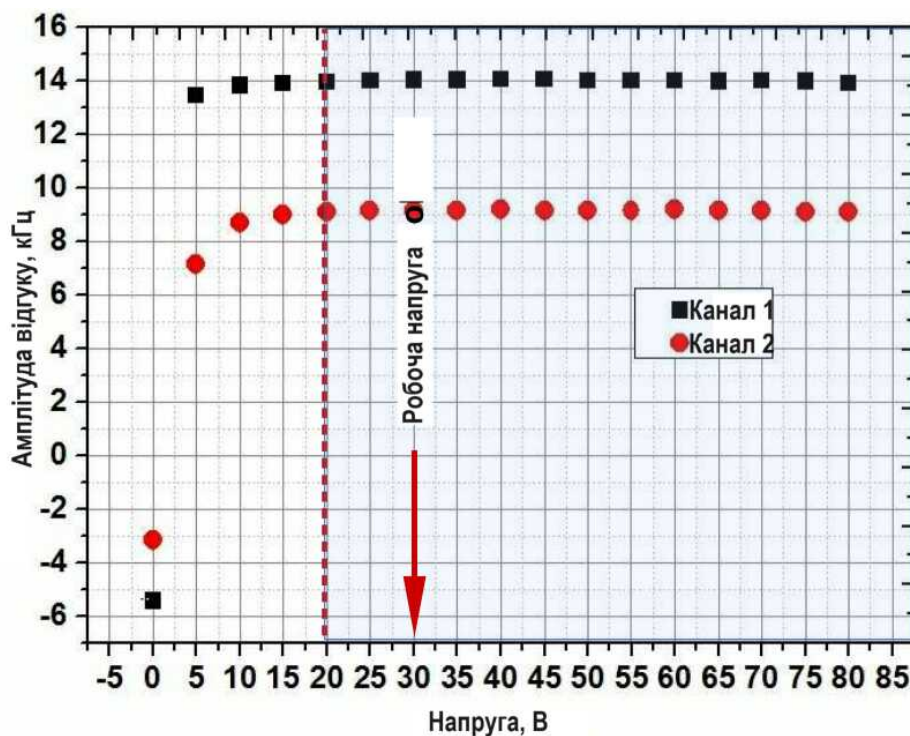


Рис. 4.13: Залежність амплітуди відгуку пари металевих сенсорів функціональної збірки системи RMS-R3 від поданої напруги на електроди сенсорного модуля.

Принцип роботи та сучасні технічні рішення дозволяють зменшити напругу, що подається на електроди сенсорного модуля, до всього декількох вольтів, якщо цього вимагатиме технічне завдання.

4.5.2 Результати калібрування

Калібрування відгуку за зарядом

Як пояснено в підрозділі 4.2, головний компонент фронтальної зчитувальної електроніки RMS-R3 — високочутливі інтегратори заряду — працюють за принципом зарядово-частотного перетворення. Кожний зарядовий інтегратор має внутрішнє базове джерело струму, що подає на його вхід високостабільний постійний

³⁷При відсутності напруги на електродах сенсорного модуля відгук сенсора стає інвертованим (тобто нижче базової лінії, що є відгуком від базового струму всередині зарядового інтегратора) через зміну потенціалів між електродом та сенсором.

струм 250 пА, який генерує на його виході базовий відгук (так звану базову лінію, або *baseline*) ~ 25 кГц. Це зроблено з метою постійної перевірки робочого стану усіх каналів системи RMS-R3.

Було підтверджено, що прецизійність відтворення відгуку для усіх зчитувальних каналів системи RMS-R3 за два перші роки постійного функціонування в експерименті LHCb не погіршується. Дослідження розподілів відгуку на калібрувальний струм засвідчили відсутність зміщення базового відгуку, а шуми при цьому не перевищували 1% (див. рисунок B.5).

Калібрування відгуку за потоком заряджених частинок

Спеціальне тестування відгуку системи моніторингу RMS-R3 (із фінальною версією сенсорних модулів) було виконано в експериментальній лабораторії ЦЕРНу за допомогою бета-джерела $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$. У додатку B.2 детально представлено експериментальну схему та окремі особливості організації вимірювання, а також алгоритм визначення конверсійного параметра, що є коефіцієнтом пропорційності між детектованим потоком заряджених частинок ϕ_{e^-} [МІЧ/($S_{\text{сенсора}} \cdot \text{с}$)] та відгуком системи $R_{\text{калібр}}$ [імп./с=Гц] (див. підрозділ 4.4). Нижче наведемо лише основні результати [141].

На рисунку 4.14 представлено розподіли відгуку металевих сенсорів RMS-R3, що характеризуються відмінною відтворюваністю сигналу з точністю близько 1%, що задовольняє технічним вимогам специфікації, навіть із деяким запасом [18].

На основі вимірних даних визначено, що середнє значення параметра $k_{\text{конв}}$ становить $550 \text{ част./}S_{\text{сенсора}}$, а загальна похибка — 32,6%, в тому числі систематична похибка активності бета-джерела — 30%. Отримане значення параметра $k_{\text{конв}}$ є корисним для обчислення абсолютних значень вимірюваних за допомогою системи RMS-R3 величин, таких як: потоки та флюенс заряджених частинок в області розміщення сенсорів, поглинута доза металевими сенсорами, миттєва світність тощо (див. підрозділ 4.4).

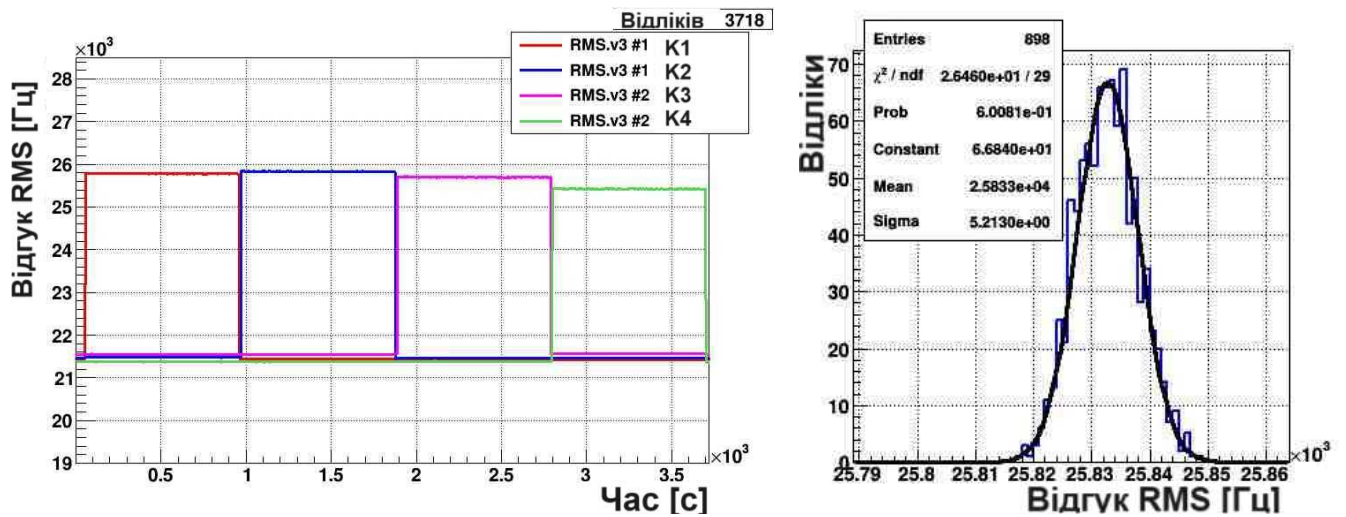


Рис. 4.14: Референс-калібрування відгуку детекторів системи RMS-R3 методом бета-джерела $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$: часові залежності відгуку кожного з чотирьох протестованих металевих сенсорів, що характеризуються високою стабільністю та роздільною здатністю (гістограма зліва); розподіл відгуку для одного із сенсорів, нормальний розподіл якого має ширину (ПШПВ) менше 1% (гістограма справа).

4.6 Функціонування RMS-R3 на етапах підготовки та під час зіткнень пучків

Повноцінне випробування RMS-R3 разом із багатьма детекторними системами експерименту LHCb було проведено під час випробування пілотних пучків ВАК у жовтні-листопаді 2021 року. Саме тоді було виконано підключення та налаштування усіх функціональних частин системи.

Із 27 жовтня по 1 листопада було отримано перші стабільні пучки та перші зіткнення (офіційно названі “тертями”) в LHCb при такій конфігурації: 3 згустки протонів (по $1,7 \div 2,4 \times 10^{11}$ протонів кожен), 2 зіткнення, всього близько 40 годин роботи пучків, очікувана світність близько $2 \times 10^{28} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (середня кількість видимих протонно-протонних зіткнень $\mu \ll 1$), магніт вимкнений, без кута перетину пучків, колімація послаблена, енергія пучків 450 GeV.

Перевірка усіх зчитувальних каналів RMS-R3 продемонструвала високу стабільність їхньої роботи. У розподілах калібрувальної частоти (базової лінії) для

модульної пари сенсорів величиною близько 21–22 кГц шуми не переважали 15 Гц (< 1%).



Рис. 4.15: Графіки усереднених відгуків для чотирьох пар сенсорів RMS-R3 на взаємодію щільного пучка ВАК із третинним коліматором в залежності від часу.

Оскільки система RMS-R3 функціонально спроектована для моніторингу вищої миттєвої світності, включно до $\sim 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, малоінтенсивних зіткнень тестових пучків не було спостережено. Натомість під час тестування нової системи колімації пучків ВАК RMS-R3 зареєструвала серії взаємодій пучка з третинним коліматором (“сплески”). На рисунку 4.15 зображено розподіли по часу усереднених відгуків для модульної пари сенсорів RMS-R3, що демонструють функціональність усіх сенсорів RMS-R3. Часова структура серії піків (до 1 кГц), як видно, є однаковою для усіх модулів RMS-R3. Було підтверджено кореляцію між відгукками RMS-R3 та VCM для цих подій.

Офіційно серія вимірювань Run 3 стартувала 5 липня 2022 року. Перші зіткнення протонних пучків при рекордній енергії 13,6 TeV було спостережено за допомогою системи RMS-R3 для робочого циклу №7920, як показано на рисунку 4.16.

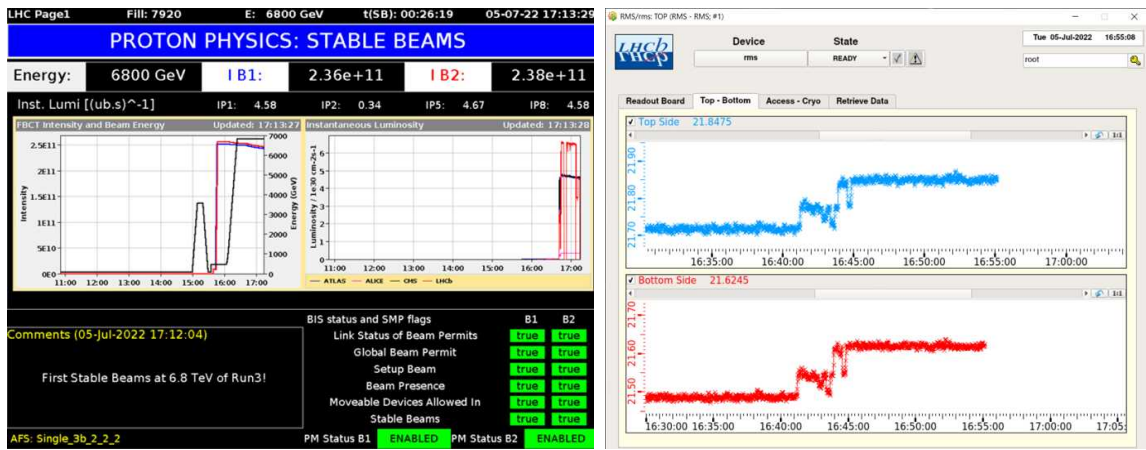


Рис. 4.16: Знімки головного екрана моніторингу в центрі управління ВАК та панелі онлайн моніторингу системи RMS-R3 під час перших зіткнень стабільних протонних пучків у Run 3.

4.6.1 Робочий цикл пучків ВАК

З погляду управління набором фізичних даних на установці LHCb один фізичний цикл пучків ВАК є чітко регламентованою послідовністю фаз підготовки та самих колізій. Робочий цикл пучків включає такі фази: попередня фаза, (пробна) інжекція, прискорення, номінальна енергія, стиснення, настройка, стабільні пучки, скидання пучків. Більш предметно особливості організації фізичного набору даних в експерименті LHCb розглянуто в роботі [19].

Розглянемо, як функціонал системи моніторингу RMS-R3 дозволяє операторові (керівнику зміни або менеджеру набору даних) LHCb відстежувати в режимі реального часу еволюцію фону на підготовчих фазах, інтенсивність взаємодій пучків та в цілому моніторити безпекові умови перебігу експерименту [142, 173, 175, 176].

Етап інжектування пучків. На початковій стадії підготовки пучків до стабільних зіткнень відбувається процес інжектування (впирскування) пучків з прискорювача SPS в кільце ВАК через дві інжекторні лінії. Схема наповнення пучка може різнитися, але загалом згустки згруповані у ланку, а декілька розподілених за часом та відстанню ланок об'єднуються в один пучок. Інжекцію окремих ланок

із високоінтенсивними згустками протонів ($\sim 10^{11}$) можна спостерігати як сплески енергетичних втрат в момент їхнього впирскування в кільце ВАК. Процес інжектування 12 ланок для пучка 2 можна спостерігати за допомогою RMS-R3, як показано на рисунку 4.17.

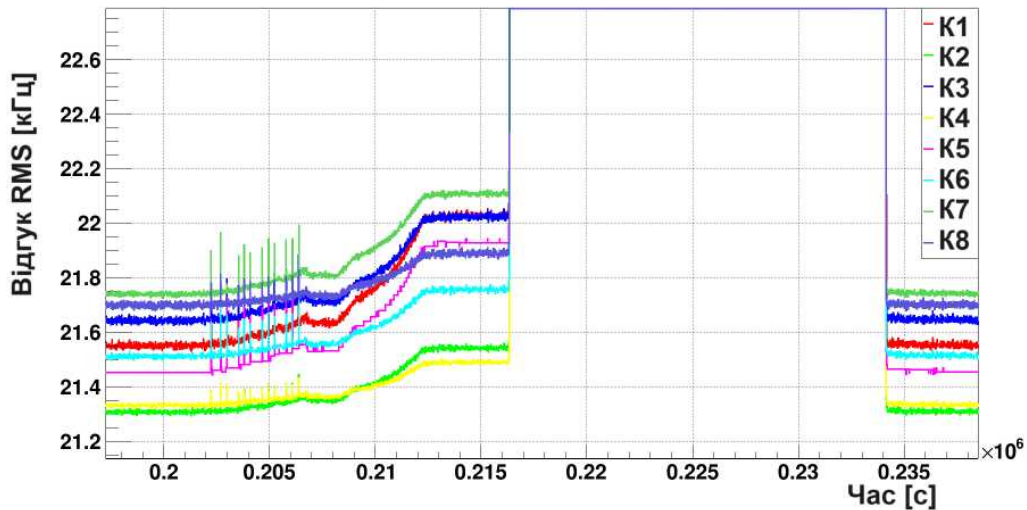


Рис. 4.17: Інжекція окремих ланок згустків пучків протонів, що відображена на графіку відгуку RMS-R3 у вигляді одиничних сплесків.

Етап прискорення пучків. Протягом 20 хв триває етап повністю автоматизованого прискорення пучків до номінальної енергії 6,8 TeV, коли струм надпровідних магнітів синхронно досягає свого максимуму. Збільшення енергії пучків веде до збільшення енергетичних втрат пучків, ймовірно внаслідок синхротронного випромінювання та/або взаємодії з коліматорами. При цьому, як видно з рисунку 4.17, відбувається збільшення частоти відгуку на декілька сотень герц. Зростання відгуку на тисячу герц і більше може свідчити про значні втрати внаслідок суттєвих змін умов середовища.

Етап номінальної енергії пучків. За сталої енергії пучків втрати досягають плато насичення, як помітно на рисунку 4.17, і відгук виходить на певний п'єдестал. Система колімації в ЛНСЬ встановлюється в затянуте положення, що відповідає стану високоенергетичних пучків.

Етап стиснення пучків. Зменшення поперечних розмірів пучків до десятків

мікрон безпосередньо в точці взаємодії LHCb IP8 за рахунок зменшення оптичної функції магнітів.

Етап налаштування пучків. Відгук системи починає стрімко зростати, відображаючи динаміку зростання частоти взаємодій пучків, оскільки сфокусовані пучки починають зводити під певним перехресним кутом. Відгук не є стабільним, допоки не завершиться оптимізація точки взаємодії відповідно до встановлених цільових параметрів.

Етап набору фізичних даних при стабільних пучках. Як тільки центром керування ВАК декларується фаза стабільних пучків, тоді дозволяється наблизити Вершинний детектор до осі пучка всього-на-всього на відстань близько 5 мм та розпочати набір даних усіма субдетекторами LHCb. На цьому етапі RMS-R3 дозволяє вимірювати миттєву світність та моніторити світну вершину.

Таким чином, на стадіях підготовки та під час продукування світності пучками ВАК суттєво важливо контролювати енергетичні втрати та максимально допустимий рівень інтенсивності взаємодій відповідно, оскільки акумульована кінетична енергія в обох пучках становить порядку 0,4 ГДж³⁸. Навіть невеликі втрати в інтенсивності пучків в експериментальному секторі LHCb, в тому числі в точці взаємодії, можуть призводити до порушення роботи надпровідних магнітів (знижується показник готовності ВАК) або навіть до більш серйозних наслідків (пошкодження чи руйнування детекторної системи тощо). Раптове зростання світності до понадномінального значення спричиняє підвищене радіаційне навантаження на детекторні системи та може достроково вивести їх із ладу.

Як уже зазначалося в розділі 3.5, в експерименті LHCb функцію контролю за безпекою роботи пучків ВАК виконує система VCM [139, 152]. Важливість моніторингу світності та фону за допомогою системи моніторингу RMS-R3 полягає у незалежному та надійному вимірюванні відносної миттєвої світності, а також у ефективному та надійному спостереженні онлайн за еволюцією повільних втрат у пучків (у відносних одиницях) на етапах їх підготовки. Надаючи достовірні опера-

³⁸Це приблизно еквівалентно 0,096 т TNT, TNT — тринітротолуол.

тивні дані черговим в центрі управління експериментом LHCb, система RMS-R3 таким чином є складовою системи контролю за безпекою експерименту LHCb для Run 3.

4.6.2 Додатковий функціонал RMS-R3 для подальшої реалізації

Ефективність роботи колайдера часом характеризується відношенням тривалості фізичних вимірювань до загального часу роботи пучків. Чим вищий цей показник для конкретного експерименту, тим більш плідним є виконання програми досліджень. Зазвичай він варіюється в діапазоні 85–95%. Водночас існують інші моди роботи колайдера, окрім протонної (іонної) фізики, такі як діагностика або перевірка машини (колайдера), налаштування пучка тощо. Усі ці моди передбачають виконання певних технічних регламентних та спеціальних діагностичних процедур, зокрема безпосередньо в точці взаємодії експерименту та поблизу неї з метою калібрування спеціалізованих системи моніторингу та/або спеціальних лічильників світності, вимірювання розподілу інтенсивності фону (мапування втрат пучками), вимірювання параметрів пучків (поперечних/поздовжніх розмірів, емітансу) та світної області тощо [18, 123].

Розглянемо деякі із методів, в яких потенційно можна задіювати систему моніторингу RMS-R3.

Відносне калібрування за світністю в IP8. Цільову миттєву світність в експерименті можна визначити через параметр пропорційності μ , яким зручно оперувати (див. формулу 3.9), оскільки у такому разі це єдиний параметр, що потрібно вимірювати за допомогою даної детекторної системи (відкаліброваної методом μ -сканування [123, 177]).

Для виконання цього вимірювання світність доставляють покроково, збільшуючи (зменшуючи) від мінімального (максимального) значення, що відповідає певному μ , до максимального (мінімального) значення. Отже, суть методу полягає у встановленні залежності між частотами взаємодій, виміряними певним лічильником (монітором), та відповідними значеннями μ . Якщо така залежність

лінійна, це, по-перше, свідчить про добротність лічильника, а по-друге, дозволяє визначити калібрувальний фактор для вимірювання відносної світності.

Метод μ -сканування проводиться періодично з метою контролю за прецизійністю роботи визначених лічильників та якістю набору даних. Відповідне калібрування RMS-R3 представлено в підрозділі 5.3.

Абсолютне калібрування за світністю в IP8. В експерименті LHCb застосовують такі два основні методи: метод ван дер Мієра та променево-газового зображення (див. підрозділ 3.2). Суть першого методу полягає у відкалібруванні придатних лічильників (детекторів) для прямого вимірювання абсолютної світності пучків. Чудові характеристики роботи та достатня чутливість детектування дозволяє застосувати RMS-R3 в якості незалежного монітора світності в режимі онлайн. У підрозділі 5.3 представлено основи методу калібрування RMS-R3 на абсолютну світність для виконання майбутнього дослідження.

Моніторинг флюенсу заряджених частинок та інтенсивності втрат у пучків поблизу IP8. Одна з найважливіших діагностик пучків, що гарантує безпечну та ефективну роботу колайдера та експериментальних установок. В цілому декілька сотень спеціальних моніторів втрат у пучків розміщуються уздовж усього йонопроводу ВАК, щоб забезпечити постійний контроль потужності енергетичних втрат на всіх етапах робочого циклу. Також при окремій конфігурації пучків (дослівно *beam loss maps*) проводиться виявлення (картографування) локацій втрат у пучків. Результатом таких досліджень є встановлення лімітів потужності втрат для кожної локації, при перевищенні яких спрацюватиме автоматизована система скидання пучків.

У центрі управління ВАК на спеціальній панелі моніторингу відображається розподіл повних втрат пучків по усій довжині йонопроводу із прив'язкою до місця розміщення певного монітора у відповідному октанті ВАК. На рисунку 4.18 показано знімок такої панелі, на якому зображено виміри втрат на початку зіткнень стабільних пучків для робочого циклу №8817.

Важливість онлайн моніторингу та кількісного вимірювання просторового роз-

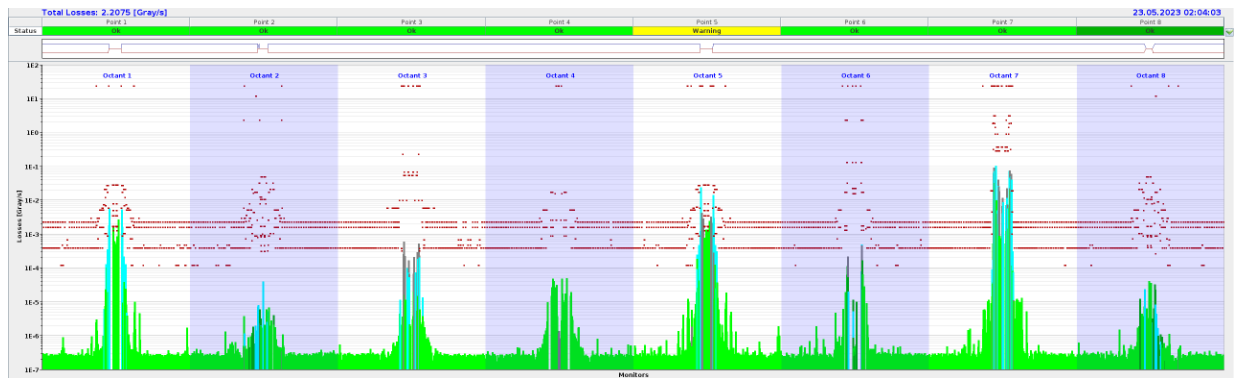


Рис. 4.18: Дисплей розподілу енергетичних втрат пучків (потужності поглинутої дози в Гр/с), які виміряні іонізаційними камерами, в залежності від місця їх розташування у восьми секторах ВАК. Знімок люб'язно наданий Ф. Алессіо (CERN).

поділу потоків (флюенсу) частинок в області розташування сенсорів RMS-R3³⁹ полягає постійному та незалежному забезпеченні цих даних системою RMS-R3 з метою дослідження джерел та визначення рівня індукованого фону в LHCb, в тому числі методами Монте-Карло (див. підрозділ 3.3). У підрозділі 4.4 описано алгоритми вимірювання цих спостережуваних величин. Для вимірювання потужності енергетичних втрат у пучках у абсолютних величинах за допомогою RMS-R3 можна скористатися наближенням, запропонованим в підрозділі 4.4, або виконати додаткове калібрування системи.

Окремо можна виділити моніторинг інтенсивності втрат при скрабуванні пучками протонів (дослівно, *beam scrubbing*). Метод скрабування полягає в очищенні внутрішньої поверхні іонопроводу ВАК від вторинних електронів за допомогою пучків із дещо більшими поперечними розмірами. Фактично процедура триває декілька послідовних циклів інжекцій, коли пучки індукують інтенсивну вторинну електронну емісію, тим самим значно пригнічуючи її на достатньо тривалий час. Інтенсивні енергетичні втрати пучка спостерігаються системою RMS-R3 під час інжекції згустків протонів, а далі відбувається експоненційне спадання відповідно до послаблення інтенсивності пучків. Дані систем моніторингу RMS-R3 та BCM

³⁹Номінальне положення сенсорних модулів системи RMS-R3 відповідає контактній площині у лівій напівсфері робочого аксептансу експерименту LHCb.

добре корелюють між собою [152].

Висновки до Розділу 4

У цьому розділі висвітлено в деталях особливості нової системи моніторингу RMS-R3 у структурі контролю експериментом ЛНСь (ЛНСь ECS). Спочатку наведено обґрунтування та функціональне призначення розробки, що була схвалена технічною радою колаборації ЛНСь. Далі описано технічну складову системи RMS-R3, що включає сенсорні модулі та зчитувальну електроніку, що побудовані за оригінальними технологіями ІЯД НАН України. Окрему увагу приділено формуванню потоку даних RMS-R3 та алгоритмам вимірювання фізичних величин. Також розглянуто методи тестування і калібрування компонентів RMS-R3 за допомогою джерел іонізуючого випромінювання. Представлено результати застосування системи RMS-R3 під час робочих циклів колайдера. Розглянуто можливості удосконалення функціоналу системи моніторингу RMS-R3 та/або її наступних версій для майбутніх серій вимірювань Run 4 та Run 5.

РОЗДІЛ 5. ВІДСТЕЖЕННЯ СТАБІЛЬНОСТІ УМОВ ТА ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТІКАННЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ ЛНСЬ ЗА ДОПОМОГОЮ RMS-R3

Погляд в історію експериментів в галузі ядерної фізики дозволяє усвідомити рівень зростання вимог до сучасних досліджень з позиції прецизійності вимірювань. Результат цього поступу вражає. Наприклад, можна пригадати результати вимірювання середнього часу життя нейтрона в ретроспективі [1]: у 1964-1968 рр. виміряне значення становило 1010 ± 30 с, а згідно з даними за 2020-й — $878,4 \pm 0,5$ с. Або наведемо інший приклад для порівняння — вимірювання маси Λ баріона [1]: у 1958-му виміряне значення становило близько $1115,2 \pm 0,15$ MeV/c², а у 2018-й — $1115,683 \pm 0,006$ MeV/c². У першому випадку відносна похибка зменшилася приблизно від 3% до 0,06%, а у другому — приблизно від 0,013% до 0,0005%.

Якщо говорити про точність вимірювань поперечних перерізів ядерних реакцій з похибкою 5%, то у ХХ столітті це вважалось чудовим результатом. Результати сучасних експериментальних вимірювань свідчать, що досяжна точність становить порядку 1-3% (і навіть краще). Покращення прецизійності методів дослідження є також загальноприйнятою тенденцією та пріоритетом у фізиці високих енергій, зокрема і для експерименту ЛНСь [23, 24, 32].

Загалом, можна зробити висновок, що точність абсолютних вимірювань фізичних властивостей частинок (ядер) чи ядерних процесів у ХХ столітті та на початку ХХІ століття зросла на порядки (принаймі більше, ніж на один порядок величини) відносно похибки вимірювання. Що маємо майже на кінець першої чверті ХХІ століття? Ця планка вимогливості піднята ще вище.

Іншим аспектом сучасних експериментів на прискорювачах є забезпечення ефективності та стабільності їх роботи, а також контроль за номінальними параметрами на безперервній тривалій основі. Якісно нові дослідження потребують

якісно нових великих об'ємів даних.

Розвинута дослідницька база експерименту LHCb враховує ці виклики (деталі в розділі 1). Далі на прикладі RMS-R3 представлено, як саме функціонал цієї системи моніторингу, що детально описаний у розділі 4, дозволяє реалізувати як методики для відстеження та вимірювання в режимі реального часу умов зіткнення пучків та фону в експерименті LHCb, так і методи ідентифікації стабільності та відтворюваності (повторюваності) вищезгаданих номінальних умов від одного робочого циклу пучків до іншого.

Випробування та валідація нових методів проходила протягом 2022-2023 рр. — перших років налагодження та експлуатації нової детекторної установки LHCb та нової серії вимірювань на ВАК. До переліку вимірюваних характеристик за допомогою RMS-R3 відносяться такі: світність, генерований фон, відносне положення та кучність області взаємодії, флюенс заряджених частинок в номінальному положенні металевих сенсорів поблизу області взаємодії. Окрім цього, запропоновано графічні ідентифікатори на основі даних RMS-R3, що можуть сигналізувати про відхилення від номінальних умов, а саме: перевищення повільних втрат пучків, зміщення відносного положення та зміна кучності області взаємодії навколо LHCb IP8.

5.1 Вимірювання відносної світності колайдера

Чому важливо прецизійно вимірювати світність було пояснено в розділі 1. Тепер зосередимося на тому, як можна експериментально виміряти миттєву світність, в тому числі застосувавши систему моніторингу RMS-R3 у якості лічильника світності.

Очевидний спосіб полягає в тому, щоб у точці взаємодії в певний момент часу виміряти необхідні параметри колайдера та розрахувати світність відповідно до формули 3.1. Однак миттєву світність потрібно моніторувати постійно, а пряме вимірювання усіх параметрів із формули 3.1 ускладнено технічно через дизайн

колайдера та обмежений просторовий доступ в області взаємодії пучків, контроль за якою є надважливим та надчутливим завданням для фізичних досліджень. Тим більше, вимірювання параметрів пучків необхідно виконувати неруйнівними методами [178], оскільки від цього просто залежить тривалість роботи (час життя) пучків. Це додатково вносить обмеження у процес вимірювання світності зазначеним способом.

Частіше застосовують метод нормування відносної світності [20, 177]. Він полягає в тому, що відгук (частоту) спеціальних лічильників світності нормують на абсолютний калібрувальний фактор. Із цією метою монітори або детектори часток, відгук яких стабільно пропорційний до значення миттєвої світності, калібрують на абсолютну світність. Така процедура проводиться декілька разів на рік, тоді як під час фізичних вимірювань втручання у саму роботу прискорювача не відбувається. У розділі 2 наведено особливі вимоги до таких систем, які призначені для застосування в ЛНСб.

Сенсори RMS-R3, що розміщені, як показано на рисунку 4.4, вимірюють потік⁴⁰ заряджених частинок ϕ , що емітується зі світної області в результаті зіткнень налітальних пучків іонів (або зіткнень пучка іонів із газовою мішенню [31]), перерозсіяних частинок, а також від фонового випромінювання. Ця спостережувана величина прямо пропорційна до миттєвої світності $L_{мит.}$ за визначенням (за розмірністю, $см^{-2} с^{-1}$):

$$\phi \propto L_{мит.} \quad (5.1)$$

Створюваний переважно первинним та вторинним потоком часток заряд у сенсори RMS-R3 зчитувальна електроніка неперервно перетворює у вихідний (цифровий) частотний відгук, що пропорційний проінтегрованому заряду із одного сенсора за часовий інтервал, що рівний одній секунді. Тобто відгук системи — це

⁴⁰Насправді, цей потік включає первинне випромінювання, вторинне випромінювання, що згенероване первинним, можливо також третинне. Сумарний потік складають піони, мюони, електрони, фотони, протони, нейтрони тощо.

частота, що характеризує загальну інтенсивність продукованих колайдером процесів, — миттєву світність. У свою чергу відгук сенсора (R , імп. $\text{с}^{-1} = \text{Гц}$), та зареєстрований потік (ϕ , част. $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$), характеризуються строгою лінійною залежністю в робочому діапазоні $1-10^6 \text{ Гц}$ ($10^3-10^9 \text{ част. см}^{-2} \text{с}^{-1}$), а коефіцієнтом пропорційності виступає конверсійний фактор (k , част. см^{-2}), як було означено формулою 4.2.

Отже, беручи до уваги відмінні робочі характеристики та повну функціональну готовність системи RMS-R3 (див. підрозділ 4.5 та підрозділ 4.6), відгук сенсора може слугувати хорошим вимірюванням відносної миттєвої світності (інтенсивності взаємодій за одиниця часу):

$$R^{RMS, \text{ сенсор}} \propto L_{\text{від. мит.}}^{RMS, \text{ сенсор}} \quad (5.2)$$

На рисунку 5.1 (графік зліва) показано відгук сенсора RMS-R3 як функцію від часу для одного робочого циклу пучків. Нижче продемонструємо результати того, як в експерименті LHCb за допомогою системи RMS-R3 здійснюється вимірювання в режимі онлайн відносної світності протонних пучків ВАК із номінальною енергією 6,8 TeV та в цілому моніторинг повного циклу пучків, що включає характерні стадії підготовки та самі зіткнення.

Спочатку відбуваються інжекції згустків пучків, які можна помітити у вигляді одиничних піків ліворуч приблизно до 18:40. Далі протягом 20 хв триває етап повністю автоматизованого прискорення пучків до номінальної енергії 6,8 TeV. Збільшення частоти відгуку на декілька сотень герц пов'язане з втратами пучка, що досягають плато насичення. Наступним йде етап стиснення поперечних розмірів пучків до десятків мікрон безпосередньо в точці взаємодії LHCb IP8. За ним слідує фаза налаштування оптики пучків. Від близько 19:25 розпочався етап набору фізичних даних при стабільних протонних пучках, що тривав приблизно 14,67 год [142, 176].

На рисунку 5.1 (графік справа) також приведено часову залежність виміряної

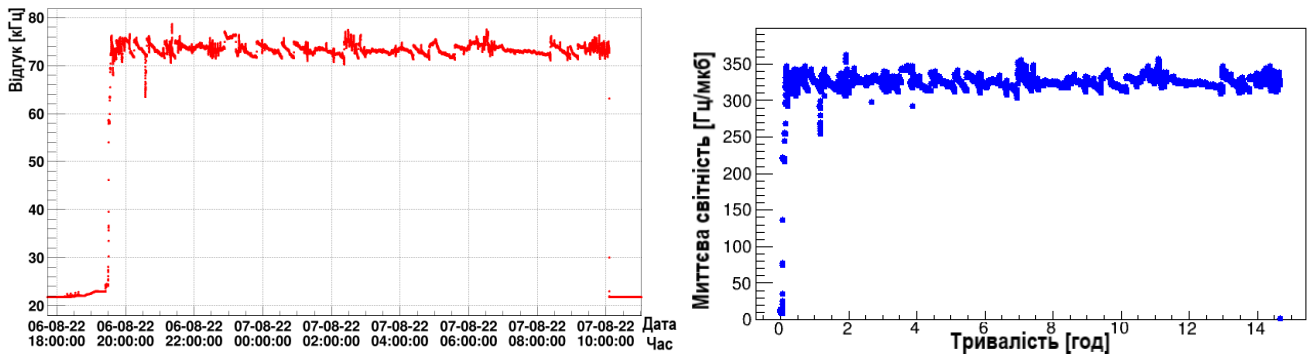


Рис. 5.1: Один цикл роботи протонних пучків ВАК із максимальною номінальною енергією 6,8 TeV в експерименті LHCb, що тривав близько 14 год 40 хв (№8102): ліворуч — графік відгуку від одного сенсора RMS-R3; праворуч — значення миттєвої світності, отримане від люменометра PLUME.

миттєвої світності в експерименті LHCb за допомогою люменометра PLUME [123, 179]. При цьому середнє значення вимірюваної миттєвої світності становить $3,31 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Порівняння значень частоти відгуку RMS-R3 та миттєвої світності, отриманої від системи PLUME, демонструє узгодженість двох результатів із високою точністю. Дані відповідають робочому циклу протонних пучків № 8102.

Враховавши, що система RMS-R3 має високу стабільність роботи, зокрема дуже низькі шумові характеристики (див. підрозділ 4.5), це дозволяє досягти роздільної здатності в 15–25 Гц ($< 1\%$) по величині відгуку для усіх зчитувальних каналів. Із простого співвідношення пропорційності (на основі середніх даних, рисунок 5.1) отримуємо, що чутливість вимірювання світності за допомогою RMS-R3 — приблизно $1\text{--}1,6 \times 10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, взявши середнє значення відгуку 51 кГц та середнє значення абсолютної світності $3,31 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Рисунок 5.2 ілюструє лінійність відгуків сенсорів RMS-R3 при зростанні світності протонних пучків до приблизно $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Частота вимірюваних взаємодій пучків при цьому, як можна помітити, вдвічі більша у сенсора (вісь x), розміщеного ближче до іонопроводу, ніж у сенсора (вісь y), віддаленого від нього. Враховуючи таку залежність, можна оцінити, що динамічний діапазон системи RMS-R3 (1 Гц–1,3 МГц) дозволяє забезпечити вимірювання 5-кратного та

10-кратного перевищення номінальної світності в експерименті LHCʙ для Run 3 за допомогою модульної пари сенсорів RMS-R3 [176].

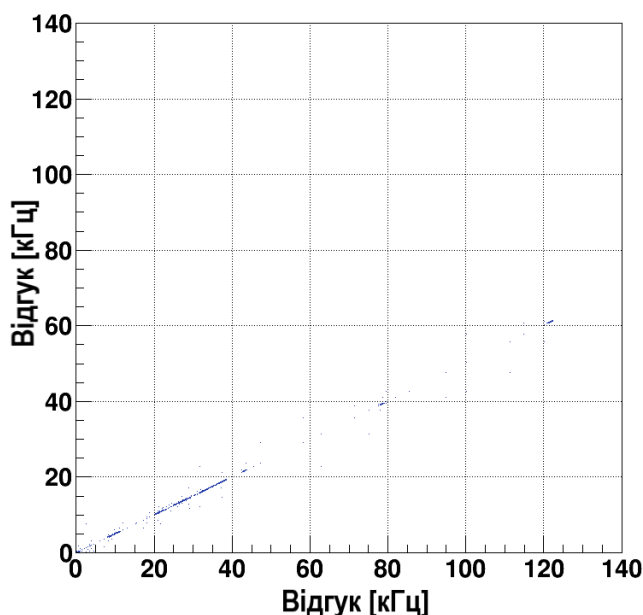


Рис. 5.2: Кореляційна залежність між відгуками пари суміжних сенсорів RMS-R3 при моніторингу світності для pp зіткнень.

У структурі контролю експериментом система RMS-R3 повністю незалежним чином вимірює частоту взаємодій колайдерних пучків та відображає ці дані на екрані моніторингу в центрі управління LHCʙ. Наразі із застосуванням абсолютного калібрування за допомогою системи PLUME (див. підрозділ 3.5) RMS-R3 забезпечує дублювання вимірювання онлайн світності, що є критично важливим для неперервного балансування світністю в допустимих межах ($\pm 5\%$), що реалізовано в LHCʙ за схемою зворотного зв'язку з центром управління ВАК. На рисунку 5.3 (верхнє віконце) представлено графіки абсолютної миттєвої світності (в одиницях $10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ або Гц/мкб) для pp зіткнень в залежності від часу, виміряної люмінометром PLUME (зелена лінія) та виміряної системою RMS-R3 (рожева лінія). Порівняння цих результатів демонструє високу узгодженість двох вимірювань. Також на рисунку 5.3 (нижнє віконце) показано графіки відображення за допомогою системи RMS-R3 частоти взаємодії пучків та фону (в кГц), усереднених для кожної модульної пари сенсорів.



Рис. 5.3: Знімок панелі моніторингу світності та фону в центрі управління LHCb, що перебуває у фокусі уваги начальника зміни (Shift Leader). Знімок люб'язно надано Ф. Алессіо (CERN).

5.2 Спостереження за еволюцією індукованого фону

Під час штатного проходження етапів підготовки пучків до зіткнень фоновий внесок від втрат пучками досягає свого насичення при номінальній енергії пучків. Це відображено у відгуку системи RMS-R3, як показано на рисунку 5.4 (верхній графік). При збільшенні на кілька сотень герців частотний відгук сенсорів виходить на певне плато. За нестабільних умов втрати, що зазнають пучки, мають тенденцію до більшого зростання, наприклад, як показано на рисунку 5.4 (нижній графік). В останньому прикладі тимчасові позаштатні умови були зумовлені вимкненим автоматикою живленням дипольного магніта, що позначилося на налаштуваннях пучків в області взаємодії LHCb. У підсумку такі втрати призвели до скидання пучків та передчасного закінчення того робочого циклу пучків.

Забезпечення стабільної роботи експерименту та максимального показника продуктивності (у відношенні корисного часу до загального часу) роботи колай-

дєра полягає у мінімізації усіх енергетичних втрат пучками, що перетворюється у паразитне фонове випромінювання при фізичних вимірюваннях, уже на стадіях підготовки пучків. Різнобічний моніторинг у реальному часі індукованого фону в експерименті LHCб, в тому числі поблизу області взаємодії IP8, є одним із вирішальних комплексних завдань, про що йшлося в розділі 3. Функціональні можливості системи RMS-R3 надають можливість ефективно моніторувати та вимірювати повільні втрати у пучках на підготовчих стадіях як частоту фонових взаємодій, що реєструють сенсорні пари, що розміщені на відстані близько 2,2 м від точки взаємодії IP8⁴¹. Такі дані RMS-R3 будуть корисними при порівнянні із теоретичними оцінками інтенсивності фонових подій методом Монте-Карло, що є одним із головних при дослідженні фону (більше про методику у розділі 3).

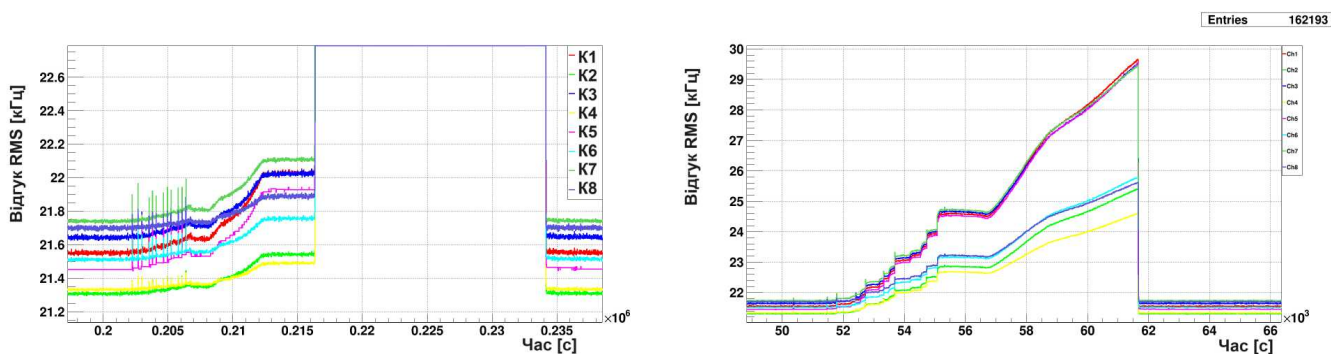


Рис. 5.4: Графік відгуку сенсорів системи RMS-R3 на генероване колайдером фонове випромінювання на етапах підготовки пучків у залежності від часу: за стабільних умов (зліва), за нестабільних умов (справа).

5.3 Визначення абсолютної світності методом Ван дер Мієра

Як зазначалося у розділі 3, одним із найбільш ефективних методів калібрування лічильників світності для зіткнень протонних пучків ВАК є метод Ван дер Мієра.

⁴¹Фактично, це положення відповідає контактній поверхні між простором зовнішнього середовища та робочим простором детекторного комплексу LHCб (у лівій напівсфері), геометрію та детальну структуру якого відтворено програмними засобами, зокрема з метою виконання Монте-Карло симуляцій для дослідження фонового внеску.

Обчислення спостережуваного за допомогою системи RMS-R3 повного перерізу взаємодій методом Ван дер Мієра у випадку серії одновимірних сканувань по горизонталі та вертикалі можна виконати таким чином:

$$\sigma_{\text{спост.}} = A \cdot \frac{\int F_{\text{вз. пучк.}}(\Delta x, \Delta y_0) d\Delta x \cdot \int F_{\text{вз. пучк.}}(\Delta x_0, \Delta y) d\Delta y}{F_{\text{вз. пучк.}}(\Delta x_0, \Delta y_0)}, \quad (5.3)$$

де A — нормувальний фактор; $F_{\text{вз. пучк.}}(\Delta x, \Delta y_0)$, $F_{\text{вз. пучк.}}(\Delta x_0, \Delta y)$ — частота спостережуваних взаємодій, значення якої вимірюється за допомогою сенсора(ів) RMS-R3 для заданого відносного зміщення пучків Δx при переміщенні вздовж осі x за фіксованого зміщення Δy_0 та для заданого відносного зміщення пучків Δy при переміщенні вздовж осі y за фіксованого зміщення Δx_0 відповідно; $F_{\text{вз. пучк.}}(\Delta x_0, \Delta y_0)$ — частота спостережуваних взаємодій, значення якої вимірюється за допомогою сенсора(ів) RMS-R3 для заданих відносних зміщень пучків Δx та Δy , що слугують реперною точкою для сканування вздовж осей x та y .

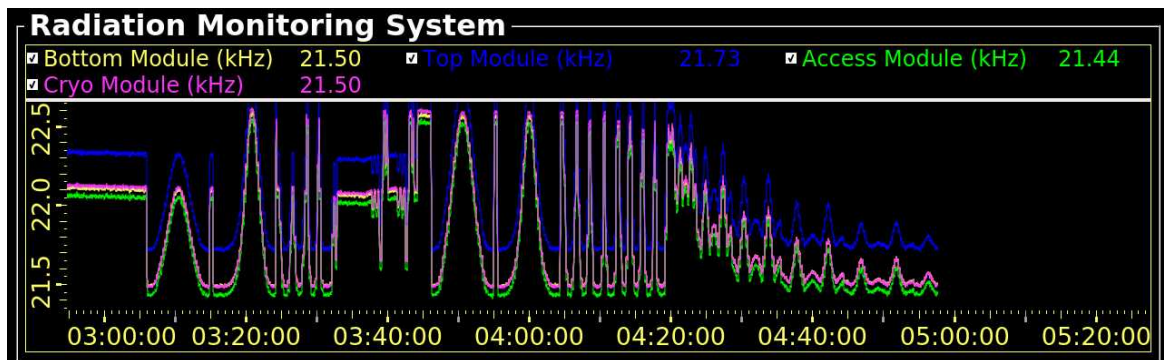


Рис. 5.5: Графік відгуку (усередненого для кожної з чотирьох сенсорних пар) системи RMS-R3 при скануванні пучків методом Ван дер Мієра, що відображений на спеціальній панелі системи контролю за експериментом (ECS) для моніторингу світності та фону в центрі управління експериментом LHCb. Знімок люб'язно надано Ф. Алессіо (CERN).

Моніторинг зміни інтенсивності взаємодії протонних пучків із енергією 6,8 TeV в експерименті LHCb при відносному зміщенні пучків за допомогою системи RMS-R3 показано на рисунку 5.5. Чіткі та гауссіаноподібні розподіли відгуків сенсорних модулів системи RMS-R3 свідчать про прецизійне відтворення інтегралів перекри-

ття пучків, чиї поперечні профілі характеризуються нормальним розподілом (див. опис методу у розділі 3). Таким чином, закладений функціонал системи RMS-R3 демонструє можливість реалізації незалежного вимірювання абсолютної світності після належного виконаного калібрування для майбутніх вимірювань у мехаж Run 3, а також для наступних модернізацій системи для Run 4 та Run 5.

Висновки до Розділу 5

Цей розділ присвячений методам моніторингу стабільності робочих умов (частоти взаємодій пучків та фону) експерименту LHCb за допомогою RMS-R3, що ґрунтуються на таких ключових принципах: супервисока чутливість до зарядів малої амплітуди в металевих сенсорах, відмінна лінійність відгуку, висока часова стабільність відгуку, довготривале функціонування сенсорів під впливом надвисоких рівнів радіації.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі представлено результати виконаного в експерименті ЛНСь (CERN, Швейцарія) дослідження, ціллю якого була реконструкція чармонію в ультрапериферичних PbPb зіткненнях із енергією $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV за допомогою детектора ЛНСь, а також забезпечення онлайн моніторингу умов зіткнення пучків Великого адронного колайдера та генерованого ним фону при виконанні серії вимірювань Run 3 за допомогою системи RMS-R3.

1. Досліджено когерентне утворення J/ψ та $\psi(2S)$ мезонів в ультрапериферичних PbPb зіткненнях при енергії 5,02 TeV в експерименті ЛНСь на основі вперше отриманих даних для такої конфігурації зіткнень. Визначено робочу гіпотезу даного дослідження, що полягає в селекції особливого типу взаємодії важких ядер Pb при великих прицільних параметрах, тобто таких подій, що супроводжуються малою множинністю, але з обов'язковим утворенням J/ψ або $\psi(2S)$ мезонів. Розроблено оригінальний експериментальний метод реконструкції векторних мезонів за парами протилежно заряджених мюонів із дуже високою роздільною здатністю за масою (близько $30 \text{ MeV}/c^2$) та поперечним імпульсом для фотонно-ядерних реакцій при ультрарелятивістській енергії, з використанням якого визначено виходи J/ψ та $\psi(2S)$ мезонів.
2. Виміряно важливу характеристику взаємодії релятивістських важких іонів: поперечний переріз когерентного утворення J/ψ мезонів в ультрапериферичних PbPb зіткненнях із енергією нуклонно-нуклонного центра мас 5,02 TeV у межах форвардної рапідиті $2 < y < 4,5$ становить $4,45 \pm 0,24 \pm 0,61$ мб, де перша похибка є статистичною, а друга — систематичною.
3. Представлено експериментальну розробку — систему моніторингу RMS-R3, що забезпечує незалежний моніторинг умов зіткнення пучків та фону в режимі реального часу у структурі контролю експерименту ЛНСь. Винайдено

новий підхід та нові технічні рішення до конструювання надійної та суперчутливої системи, що функціонально спроможна забезпечити одночасне вимірювання інтенсивності взаємодій пучків (відносної світності), внеску фону, відносного положення області взаємодії, а також радіаційних навантажень в області розміщення сенсорів. Пристрій побудовано на основі технологій металевих сенсорів та високопрецизійних перетворювачів заряду, що є власними розробками ІЯД НАН України, із застосуванням комерційно доступної мікропроцесорної електроніки. Досягнуто таких принципових фізико-технічних характеристик системи RMS-R3, як: фемтокулонна чутливість до зарядів у металевих сенсорах, відмінна лінійність відгуку в усьому динамічному діапазоні, висока часова стабільність відгуку, довготривале функціонування сенсорів під впливом надвисоких рівнів радіації (порядку 1 ГГр).

4. Успішно випробувано та впроваджено унікальну систему моніторингу RMS-R3 із динамічним діапазоном від приблизно 1 Гц до 1 МГц для вимірювання частоти взаємодій пучків Великого адронного колайдера, що охоплює номінальну миттєву світність для протонно-протонних зіткнень $2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ із 10-кратним запасом в експерименті LHCb.

Практичне значення отриманого диференціального перерізу $d\sigma^{\text{когер.}}/dy$ когерентного утворення векторних J/ψ мезонів у залежності від рапідиті y при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ полягає у можливості досліджувати на цінних експериментальних даних чутливу кінематичну область (внутрішню структуру адронів) при мало досліджених величинах змінної Бйоркена та переданого імпульсу. Цей результат є важливим для тестування феноменологічних моделей, що описують такі явища, як ядерне затінення, глюонне насичення та визначення початкового стану кварково-глюонної плазми.

Результат фізичного аналізу ультрапериферичних ядерно-ядерних зіткнень збагачує унікальний напрям досліджень утворення адронів у сильних електромагнітних полях та при ультрарелятивістській енергії, досяжних на даний час

лише на Великому адронному колайдері.

Практичне значення представленої системи моніторингу RMS-R3, інтегрованої в систему контролю експерименту LHCb, полягає в забезпеченні на основі незалежних та достовірних даних безпечної, стабільної та безперебійної роботи модернізованої детекторної установки LHCb для усієї серії досліджень Run 3 (2022-2025 рр.) на Великому адронному колайдері. Важливим функціональною здатністю системи RMS-R3 є дублювання роботи основного люмінометра PLUME, а саме паралельне вимірювання миттєвої світності з метою оперативного забезпечення цими даними центру управління ВАК.

Впровадження системи моніторингу RMS-R3 було виконано в Європейській організації ядерних досліджень (CERN, Женева) співробітниками ІЯД НАН України спільно з колегами з ЦЕРНу, за підтримки керівництва ІЯД НАН України та менеджменту колаборації LHCb, у рамках модернізації експерименту LHCb у 2021 р. Вона є унікальною спеціалізованою експериментальною розробкою ІЯД НАН України, що успішно пройшла випробування та нині застосовується в експерименті LHCb у серії вимірювань Run 3. RMS-R3 є результатом розвитку подібної системи, що виконувала функцію монітора флюенсу заряджених частинок Внутрішнього трека LHCb впродовж 2008-2018 рр. (Run 1 та Run 2).

RMS-R3 є перспективним прототипом новітніх радіаційно стійких систем моніторингу умов та безпеки ядерно-фізичних експериментів, здатних функціонувати при надвисоких рівнях світності (радіаційного навантаження, множинності при взаємодії пучків ядер) в експериментах на майбутніх колайдерах HL-LHC, FCC тощо. Система RMS-R3 (або її модульні компоненти) може бути використана для розв'язання завдань із моніторингу первинного іонізаційного випромінювання, безпеки та контролю за відтворенням радіаційних умов виконання експерименту, діагностики пучків, розробки нових детекторних систем та ядерної зчитувальної електроніки тощо.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] Particle Data Group та ін., «Review of Particle Physics», *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, т. 2022, № 8, с. 083C01, серп. 2022, ISSN: 2050-3911. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097). eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2022/8/083C01/49175539/ptac097.pdf>. url: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097> (цит. на с. 18, 43, 59, 61, 72, 84, 102, 160, 221, 222).
- [2] Abramowicz, H. та ін., «Combination of measurements of inclusive deep inelastic $e^\pm p$ scattering cross sections and QCD analysis of HERA data - H1 and ZEUS Collaborations», *Eur. Phys. J. C*, т. 75, № 12, с. 580, 2015. DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3710-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3710-4). url: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3710-4> (цит. на с. 18, 54, 61, 62).
- [3] Accardi, A. та ін., «Electron-Ion Collider: The next QCD frontier - Understanding the glue that binds us all», *Eur. Phys. J. A*, т. 52, № 9, с. 268, 2016. DOI: [10.1140/epja/i2016-16268-9](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16268-9). url: <https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16268-9> (цит. на с. 18, 55, 62, 222).
- [4] Y. Sinyukov, V. Shapoval та M. Adzhymambetov, «Space–Time Structure of Particle Emission and Femtoscopy Scales in Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions», *Universe*, т. 9, № 10, с. 433, вер. 2023, ISSN: 2218-1997. DOI: [10.3390/universe9100433](https://doi.org/10.3390/universe9100433). url: <http://dx.doi.org/10.3390/universe9100433> (цит. на с. 18).
- [5] L. Apolinário, J. G. Milhano, G. P. Salam та C. A. Salgado, «Probing the Time Structure of the Quark-Gluon Plasma with Top Quarks», *Physical Review Letters*, т. 120, № 23, черв. 2018, ISSN: 1079-7114. DOI: [10.1103/physrevlett.120.232301](https://doi.org/10.1103/physrevlett.120.232301). url: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.232301> (цит. на с. 18).
- [6] L. Rossi та O. Brüning, «The LHC upgrade plan and technology challenges», в *Challenges and Goals for Accelerators in the XXI Century*, гл. Chapter

- 24, с. 467—497. DOI: [10.1142/9789814436403_0024](https://doi.org/10.1142/9789814436403_0024). eprint: https://www.worldscientific.com/doi/pdf/10.1142/9789814436403_0024. url: https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789814436403_0024 (цит. на с. 18).
- [7] R. Garoby, «The LHC injector complex upgrade: Existing challenges and upgrade plans», в *Challenges and Goals for Accelerators in the XXI Century*, гл. Chapter 25, с. 499—511. DOI: [10.1142/9789814436403_0025](https://doi.org/10.1142/9789814436403_0025). eprint: https://www.worldscientific.com/doi/pdf/10.1142/9789814436403_0025. url: https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789814436403_0025 (цит. на с. 18, 100).
- [8] H. Bartosik та G. Rumolo, «Performance of the LHC injector chain after the upgrade and potential development», тех. звіт., 2022, Contribution to Snowmass 2021. arXiv: [2203.09202](https://arxiv.org/abs/2203.09202). url: <https://cds.cern.ch/record/2847538> (цит. на с. 18).
- [9] R. Aaij та ін., «The LHCb upgrade I», тех. звіт., 2023, All figures and tables, along with any supplementary material and additional information, are available at <http://lhcbproject.web.cern.ch/lhcbproject/Publications/LHCbProjectPublications/DP-2022-002.html> (LHCb public pages). arXiv: [2305.10515](https://arxiv.org/abs/2305.10515). url: <https://cds.cern.ch/record/2859353> (цит. на с. 18, 19, 31—36, 43, 100, 103, 115, 116, 121).
- [10] A. J. Baltz, «The Physics of Ultraperipheral Collisions at the LHC», *Phys. Rept.*, т. 458, G. Вaур та ін., ред., с. 1—171, 2008. DOI: [10.1016/j.physrep.2007.12.001](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.12.001). arXiv: [0706.3356](https://arxiv.org/abs/0706.3356) [nucl-ex] (цит. на с. 19, 63, 221).
- [11] C. A. Bertulani, S. R. Klein та J. Nystrand, «Physics of ultra-peripheral nuclear collisions», *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, т. 55, с. 271—310, 2005. DOI: [10.1146/annurev.nucl.55.090704.151526](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.55.090704.151526). arXiv: [nuc1-ex/0502005](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0502005) [nucl-ex] (цит. на с. 19, 67).
- [12] S. Klein та J. Nystrand, «Ultraperipheral nuclear collisions», *Physics Today*, т. 70, № 10, с. 40—47, 2017. DOI: [10.1063/PT.3.3727](https://doi.org/10.1063/PT.3.3727). eprint: [https://doi.org/](https://doi.org/10.1063/PT.3.3727)

- 10.1063/PT.3.3727. url: <https://doi.org/10.1063/PT.3.3727> (цит. на с. 19, 57, 63).
- [13] S. R. Klein та P. Steinberg, «Photonuclear and Two-Photon Interactions at High-Energy Nuclear Colliders», *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, т. 70, № 1, с. 323–354, 2020. DOI: [10.1146/annurev-nucl-030320-033923](https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-030320-033923). eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-030320-033923>. url: <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-030320-033923> (цит. на с. 19, 53, 55).
- [14] J. Cepila, J. G. Contreras та M. Krelina, «Coherent and incoherent J/ψ photonuclear production in an energy-dependent hot-spot model», *Phys. Rev.*, т. C97, № 2, с. 024901, 2018. DOI: [10.1103/PhysRevC.97.024901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.024901). arXiv: [1711.01855](https://arxiv.org/abs/1711.01855) [[hep-ph](#)] (цит. на с. 19, 93, 95, 221).
- [15] V. P. Gonçalves та M. V. T. Machado, «Quarkonium production in coherent hadron-hadron interactions at the CERN LHC», *Physical Review D*, т. 77, № 1, січ. 2008, ISSN: 1550-2368. DOI: [10.1103/physrevd.77.014037](https://doi.org/10.1103/physrevd.77.014037). url: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.77.014037> (цит. на с. 19, 95).
- [16] V. P. Goncalves, L. A. S. Martins та W. K. Sauter, «Probing the gluon density of the proton in the exclusive photoproduction of vector mesons at the LHC: A phenomenological analysis», *Eur. Phys. J.*, т. C76, № 2, с. 97, 2016. DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-3917-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-3917-z). arXiv: [1511.00494](https://arxiv.org/abs/1511.00494) [[hep-ph](#)] (цит. на с. 19, 69).
- [17] H. Mäntysaari та B. Schenke, «Probing subnucleon scale fluctuations in ultraperipheral heavy ion collisions», *Physics Letters B*, т. 772, с. 832–838, вер. 2017, ISSN: 0370-2693. DOI: [10.1016/j.physletb.2017.07.063](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.07.063). url: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2017.07.063> (цит. на с. 19, 95).
- [18] F. Alessio, V. Balagura, G. Corti, R. Matev та H. Schindler, «Beam, background and online luminosity monitoring in LHCb for the LHCb Upgrade I», CERN,

- Geneva, тех. звіт., 2019. url: <https://cds.cern.ch/record/2690856> (цит. на с. 19, 20, 99, 113, 124, 150, 156).
- [19] F. Alessio, «Beam, background and luminosity monitoring in LHCb and upgrade of the LHCb fast readout control», PhD dissertation, presented 21 Jun 2011, 2011. url: <http://cds.cern.ch/record/1367848> (цит. на с. 20, 104, 105, 113, 115, 117, 153).
- [20] The LHCb collaboration, «Precision luminosity measurements at LHCb», *Journal of Instrumentation*, т. 9, № 12, P12005, груд. 2014. DOI: [10.1088/1748-0221/9/12/P12005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/12/P12005). url: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/9/12/P12005> (цит. на с. 20, 105, 109, 162).
- [21] E. P. Hartouni та ін., «HERA-B: An experiment to study CP violation in the B system using an internal target at the HERA proton ring. Design report», тех. звіт., 1995. eprint: <http://www-hera-b.desy.de/general/publications/proposal/tdr/tdr.ps.gz>. url: <https://cds.cern.ch/record/1478622> (цит. на с. 31).
- [22] «HERA-B: Report on status and prospects October 2000», DESY, Hamburg, тех. звіт., 2000. eprint: <http://www-hera-b.desy.de/general/publications/hb2k/hb2k.pdf>. url: <https://cds.cern.ch/record/509882> (цит. на с. 31).
- [23] R. Aaij та ін., «Implications of LHCb measurements and future prospects», *Eur. Phys. J. C*, т. 73, с. 2373, 2013, v2: 180 pages; many figures. Updated for submission to EPJC; v3: published version. DOI: [10.1140/epjc/s10052-013-2373-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2373-2). arXiv: [1208.3355](https://arxiv.org/abs/1208.3355). url: <https://cds.cern.ch/record/1497270> (цит. на с. 31, 32, 43, 160).
- [24] LHCb Collaboration, «Future physics potential of LHCb», CERN, Geneva, тех. звіт., 2022. url: <https://cds.cern.ch/record/2806113> (цит. на с. 32, 43, 54, 160).
- [25] LHCb Collaboration, «LHCb VELO Upgrade Technical Design Report», тех. звіт., 2013. url: <https://cds.cern.ch/record/1624070> (цит. на с. 32).

- [26] LHCb Collaboration, «LHCb Tracker Upgrade Technical Design Report», тех. звіт., 2014. url: <https://cds.cern.ch/record/1647400> (цит. на с. 32).
- [27] LHCb Collaboration, «LHCb PID Upgrade Technical Design Report», тех. звіт., 2013. url: <https://cds.cern.ch/record/1624074> (цит. на с. 34).
- [28] S. Amato та ін., *LHCb calorimeters: Technical Design Report* (Technical design report. LHCb). Geneva: CERN, 2000. url: <https://cds.cern.ch/record/494264> (цит. на с. 34).
- [29] K. Wyllie та F. Alessio, «Electronics Architecture of LHCb for Run3 and Future Upgrades», CERN, Geneva, тех. звіт., 2022. url: <http://cds.cern.ch/record/2813379> (цит. на с. 36).
- [30] C. Lucarelli, «First performance results from upgraded LHCb and SMOG2», 2023. url: <https://cds.cern.ch/record/2854872> (цит. на с. 38, 103).
- [31] LHCb Collaboration, «LHCb SMOG Upgrade», CERN, Geneva, тех. звіт., 2019. DOI: [10.17181/CERN.SAQC.EOWH](https://doi.org/10.17181/CERN.SAQC.EOWH). url: <http://cds.cern.ch/record/2673690> (цит. на с. 38, 109, 162).
- [32] A. Bursche та ін., «Physics opportunities with the fixed-target program of the LHCb experiment using an unpolarized gas target», CERN, Geneva, тех. звіт., 2018. url: <https://cds.cern.ch/record/2649878> (цит. на с. 39, 42, 43, 54, 160).
- [33] G. Manca, «Heavy ion and fixed target results at LHCb», 2023. url: <https://cds.cern.ch/record/2862527> (цит. на с. 42).
- [34] R. Aaij та ін., «Physics case for an LHCb Upgrade II - Opportunities in flavour physics, and beyond, in the HL-LHC era», CERN, Geneva, тех. звіт., 2016, ISBN 978-92-9083-494-6. DOI: [10.17181/CERN.QZRZ.R4S6](https://doi.org/10.17181/CERN.QZRZ.R4S6). arXiv: [1808.08865](https://arxiv.org/abs/1808.08865). url: <https://cds.cern.ch/record/2636441> (цит. на с. 43).
- [35] M. Mangano та ін., «FCC Physics Opportunities: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 1. Future Circular Collider», CERN, Geneva,

- тех. звіт. 6, 2019. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-6904-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6904-3). url: <https://cds.cern.ch/record/2651294> (цит. на с. 44).
- [36] «2020 Update of the European Strategy for Particle Physics (Brochure)», Geneva, тех. звіт., 2020. DOI: [10.17181/CERN.JSC6.W89E](https://doi.org/10.17181/CERN.JSC6.W89E). url: <https://cds.cern.ch/record/2721370> (цит. на с. 44).
- [37] R. K. Ellis та ін., «Physics Briefing Book: Input for the European Strategy for Particle Physics Update 2020», Geneva, тех. звіт., 2019, 254 р. arXiv: [1910.11775](https://arxiv.org/abs/1910.11775). url: <https://cds.cern.ch/record/2691414> (цит. на с. 44).
- [38] B. Aubert та ін., «The BABAR detector», *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, т. 479, № 1, с. 1—116, лют. 2002, ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/S0168-9002\(01\)02012-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)02012-5). url: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)02012-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)02012-5) (цит. на с. 44).
- [39] B. Aubert та ін., «Observation of CP Violation in the B^0 Meson System», *Phys. Rev. Lett.*, т. 87, с. 091 801, 9 серп. 2001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.87.091801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.091801). url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.091801> (цит. на с. 44).
- [40] B. Aubert та ін., «Measurement of time-dependent CP asymmetry in $B^0 \rightarrow c\bar{c}K^{(*)0}$ decays», *Phys. Rev. D*, т. 79, с. 072 009, 7 квіт. 2009. DOI: [10.1103/PhysRevD.79.072009](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.072009). url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.79.072009> (цит. на с. 44).
- [41] A. Abashian та ін., «The Belle Detector», *Nucl. Instrum. Meth. A*, т. 479, с. 117—232, 2002. DOI: [10.1016/S0168-9002\(01\)02013-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)02013-7) (цит. на с. 44).
- [42] K. Abe та ін., «Observation of Large CP Violation in the Neutral B Meson System», *Phys. Rev. Lett.*, т. 87, с. 091 802, 9 серп. 2001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.87.091802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.091802). url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.091802> (цит. на с. 44).

- [43] I. Adachi та ін., «Precise Measurement of the CP Violation Parameter $\sin 2\phi_1$ in $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ Decays», *Phys. Rev. Lett.*, т. 108, с. 171 802, 17 квіт. 2012. DOI: [10.1103/PhysRevLett.108.171802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.171802). url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.171802> (цит. на с. 44).
- [44] L. Collaboration, «The LHCb Detector at the LHC», *JINST*, т. 3, S08005, 2008, Also published by CERN Geneva in 2010. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005). url: <https://cds.cern.ch/record/1129809> (цит. на с. 44).
- [45] R. Aaij та ін., «First Observation of CP Violation in the Decays of B_s^0 Mesons», *Phys. Rev. Lett.*, т. 110, с. 221 601, 22 трав. 2013. DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.221601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.221601). url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.221601> (цит. на с. 44).
- [46] R. Aaij та ін., «Observation of CP Violation in Charm Decays», *Phys. Rev. Lett.*, т. 122, с. 211 803, 21 трав. 2019. DOI: [10.1103/PhysRevLett.122.211803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.211803). url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.211803> (цит. на с. 44).
- [47] R. Aaij та ін., «Precise determination of the

$$B_s^0$$

—

$$\bar{B}_s^0$$

- oscillation frequency», *Nature Physics*, т. 18, № 1, с. 1—5, січ. 2022, ISSN: 1745-2481. DOI: [10.1038/s41567-021-01394-x](https://doi.org/10.1038/s41567-021-01394-x). url: <http://dx.doi.org/10.1038/s41567-021-01394-x> (цит. на с. 45).
- [48] LHCb Collaboration, «List of hadrons observed at the LHC», 2021, and updates by P. Koppenburg as of 16-08-2023. url: <http://cds.cern.ch/record/2749030> (цит. на с. 46, 47).

- [49] R. Aaij та ін., «Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ Decays», *Phys. Rev. Lett.*, т. 115, с. 072001, 2015. DOI: [10.1103/PhysRevLett.115.072001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.072001). arXiv: [1507.03414 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1507.03414) (цит. на с. 46).
- [50] R. Aaij та ін., «Observation of a narrow pentaquark state, $P_c(4312)^+$, and of two-peak structure of the $P_c(4450)^+$ », *Phys. Rev. Lett.*, т. 122, № 22, с. 222001, 2019. DOI: [10.1103/PhysRevLett.122.222001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.222001). arXiv: [1904.03947 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1904.03947) (цит. на с. 47).
- [51] С. Hadjidakis та ін., «A fixed-target programme at the LHC: Physics case and projected performances for heavy-ion, hadron, spin and astroparticle studies», *Physics Reports*, т. 911, с. 1–83, 2021, A Fixed-Target Programme at the LHC: Physics Case and Projected Performances for Heavy-Ion, Hadron, Spin and Astroparticle Studies, ISSN: 0370-1573. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2021.01.002>. eprint: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1807.00603>. url: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157321000405> (цит. на с. 48, 50, 51).
- [52] М. Arslanok та ін., *Hot QCD White Paper*, 2023. arXiv: [2303.17254 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2303.17254) (цит. на с. 52, 57, 60).
- [53] А. Abada та ін., «FCC-hh: The Hadron Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 3», *European Physical Journal. Special Topics*, т. 228, № 4, лип. 2019, ISSN: 1951-6355. DOI: [10.1140/epjst/e2019-900087-0](https://doi.org/10.1140/epjst/e2019-900087-0). url: <https://www.osti.gov/biblio/1527435> (цит. на с. 55).
- [54] J. Tang, «Design Concept for a Future Super Proton-Proton Collider», *Frontiers in Physics*, т. 10, 2022, ISSN: 2296-424X. DOI: [10.3389/fphy.2022.828878](https://doi.org/10.3389/fphy.2022.828878). url: <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fphy.2022.828878> (цит. на с. 55).

- [55] P. Agostini та ін., «The Large Hadron–Electron Collider at the HL-LHC», *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, т. 48, № 11, с. 110 501, груд. 2021. DOI: [10.1088/1361-6471/abf3ba](https://doi.org/10.1088/1361-6471/abf3ba). url: <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6471/abf3ba> (цит. на с. 55, 56).
- [56] O. Brüning, A. Seryi та S. Verdú-Andrés, «Electron-Hadron Colliders: EIC, LHeC and FCC-eh», *Frontiers in Physics*, т. 10, 2022, ISSN: 2296-424X. DOI: [10.3389/fphy.2022.886473](https://doi.org/10.3389/fphy.2022.886473). url: <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fphy.2022.886473> (цит. на с. 55).
- [57] E. C. Aschenauer та ін., *eRHIC Design Study: An Electron-Ion Collider at BNL*, 2014. arXiv: [1409.1633](https://arxiv.org/abs/1409.1633) [[physics.acc-ph](https://arxiv.org/abs/1409.1633)] (цит. на с. 55, 56).
- [58] A. BALTZ та ін., «The physics of ultraperipheral collisions at the LHC», *Physics Reports*, т. 458, № 1-3, с. 1–171, бер. 2008. DOI: [10.1016/j.physrep.2007.12.001](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.12.001). url: <https://doi.org/10.1016%5C%2Fj.physrep.2007.12.001> (цит. на с. 57, 58, 66).
- [59] Z. Citron та ін., *Future physics opportunities for high-density QCD at the LHC with heavy-ion and proton beams*, 2019. arXiv: [1812.06772](https://arxiv.org/abs/1812.06772) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/1812.06772)] (цит. на с. 57, 60, 62).
- [60] C. A. Bertulani, *Ultra-peripheral nuclear collisions*, 2023. arXiv: [2304.12475](https://arxiv.org/abs/2304.12475) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/2304.12475)] (цит. на с. 57).
- [61] C. A. Bertulani та G. Baur, «Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions», *Physics Reports*, т. 163, № 5, с. 299–408, 1988, ISSN: 0370-1573. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(88\)90142-1](https://doi.org/10.1016/0370-1573(88)90142-1). url: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157388901421> (цит. на с. 58).
- [62] N. Aghanim та ін., «Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters», *Astron. Astrophys.*, т. 641, A6, 2020, [Erratum: *Astron. Astrophys.* 652, C4 (2021)]. DOI: [10.1051/0004-6361/201833910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910). arXiv: [1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/1807.06209)] (цит. на с. 59).

- [63] M. Gell-Mann, «A Schematic Model of Baryons and Mesons», *Phys. Lett.*, т. 8, с. 214–215, 1964. DOI: [10.1016/S0031-9163\(64\)92001-3](https://doi.org/10.1016/S0031-9163(64)92001-3) (цит. на с. 59).
- [64] G. Zweig, «An SU₃ model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 2», 1964. DOI: [10.17181/CERN-TH-412](https://doi.org/10.17181/CERN-TH-412). url: <https://cds.cern.ch/record/570209> (цит. на с. 59).
- [65] W. Panofsky, «Electromagnetic Interactions: Low Q^2 Electrodynamics: Elastic and Inelastic Electron (and Muon) Scattering, 14th Int. Conf. on High Energy Physics», *Proceedings, Vienna*, с. 23, 1968 (цит. на с. 59, 61).
- [66] J.-J. Aubert та ін., «A detailed study of the proton structure functions in deep inelastic muon-proton scattering», *Nuclear Physics B*, т. 259, № 2-3, с. 189–265, 1985 (цит. на с. 59, 61).
- [67] R. P. Scharenberg, B. K. Srivastava, A. S. Hirsch та C. Pajares, «Hot Dense Matter: Deconfinement and Clustering of Color Sources in Nuclear Collisions», *Universe*, т. 4, № 9, 2018, ISSN: 2218-1997. DOI: [10.3390/universe4090096](https://doi.org/10.3390/universe4090096). url: <https://www.mdpi.com/2218-1997/4/9/96> (цит. на с. 60).
- [68] H. Abramowicz та A. C. Caldwell, «HERA collider physics», *Reviews of Modern Physics*, т. 71, № 5, с. 1275–1409, жовт. 1999, ISSN: 1539-0756. DOI: [10.1103/revmodphys.71.1275](https://doi.org/10.1103/revmodphys.71.1275). url: <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.71.1275> (цит. на с. 61, 62, 222).
- [69] I. R. Kenyon, «The Drell-Yan process», *Reports on Progress in Physics*, т. 45, № 11, с. 1261, листоп. 1982. DOI: [10.1088/0034-4885/45/11/002](https://doi.org/10.1088/0034-4885/45/11/002). url: <https://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/45/11/002> (цит. на с. 62).
- [70] S. Bailey, T. Cridge, L. A. Harland-Lang, A. D. Martin та R. S. Thorne, «Parton distributions from LHC, HERA, Tevatron and fixed target data: MSHT20 PDFs», *The European Physical Journal C*, т. 81, № 4, квіт. 2021, ISSN: 1434-6052. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09057-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09057-0). url: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09057-0> (цит. на с. 62).

- [71] R. D. Ball та ін., «Parton distributions from high-precision collider data: NNPDF Collaboration», *The European Physical Journal C*, т. 77, № 10, жовт. 2017, ISSN: 1434-6052. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5199-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5199-5). url: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5199-5> (цит. на с. 62).
- [72] T.-J. Hou та ін., «New CTEQ global analysis of quantum chromodynamics with high-precision data from the LHC», *Physical Review D*, т. 103, № 1, січ. 2021, ISSN: 2470-0029. DOI: [10.1103/physrevd.103.014013](https://doi.org/10.1103/physrevd.103.014013). url: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.103.014013> (цит. на с. 62).
- [73] S. Alekhin, J. Blümlein, S. Moch та R. Plačákytė, «Parton distribution functions, α_s , and heavy-quark masses for LHC Run II», *Physical Review D*, т. 96, № 1, лип. 2017, ISSN: 2470-0029. DOI: [10.1103/physrevd.96.014011](https://doi.org/10.1103/physrevd.96.014011). url: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.96.014011> (цит. на с. 62).
- [74] A. J. Baltz, M. J. Rhoades-Brown та J. Weneser, «Heavy-ion partial beam lifetimes due to Coulomb induced processes», *Phys. Rev. E*, т. 54, с. 4233—4239, 4 жовт. 1996. DOI: [10.1103/PhysRevE.54.4233](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.54.4233). url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.54.4233> (цит. на с. 66).
- [75] M. G. Albrow, T. D. Coughlin та J. R. Forshaw, «Central Exclusive Particle Production at High Energy Hadron Colliders», *Prog. Part. Nucl. Phys.*, т. 65, с. 149—184, 2010. DOI: [10.1016/j.pnpnp.2010.06.001](https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2010.06.001). arXiv: [1006.1289 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1006.1289) (цит. на с. 66, 72).
- [76] R. Aaij та ін., «Study of coherent J/ψ production in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV», *JHEP*, т. 2207, с. 117, 2022, All figures and tables, along with machine-readable versions and any supplementary material and additional information, are available at <https://cern.ch/lhcbproject/Publications/p/LHCb-PAPER-2021-013.html> (LHCb public pages). DOI: [10.1007/JHEP07\(2022\)117](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2022)117). arXiv: [2107.03223](https://arxiv.org/abs/2107.03223). url: <https://cds.cern.ch/record/2775281> (цит. на с. 69, 72, 79, 84).

- [77] A. Adeluyi та С. А. Bertulani, «Constraining gluon shadowing using photoproduction in ultraperipheral pA and AA collisions», *Phys. Rev. C*, т. 85, с. 044904, 4 квіт. 2012. DOI: [10.1103/PhysRevC.85.044904](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.85.044904). url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.85.044904> (цит. на с. 71).
- [78] K. Rith, «Present Status of the EMC effect», *Subnucl. Ser.*, т. 51, с. 431—449, 2015. arXiv: [1402.5000](https://arxiv.org/abs/1402.5000) [[hep-ex](https://arxiv.org/archive/hep)] (цит. на с. 71).
- [79] A. Bursche та ін., «Measurement of the coherent J/ψ production in ultraperipheral Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV with the LHCb experiment», 2019. url: <https://cds.cern.ch/record/2687167> (цит. на с. 72, 74, 75, 79, 89, 91).
- [80] V. Dobishuk, «Measurement of J/ψ photoproduction in UPC of PbPb at 5 TeV. UPC - ultra-peripheral collisions», 2017. url: <https://cds.cern.ch/record/2285325> (цит. на с. 72, 79, 84).
- [81] S. R. Klein, J. Nystrand, J. Seger, Y. Gorbunov та J. Butterworth, «STARlight: A Monte Carlo simulation program for ultra-peripheral collisions of relativistic ions», *Computer Physics Communications*, т. 212, с. 258—268, бер. 2017, ISSN: 0010-4655. DOI: [10.1016/j.cpc.2016.10.016](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2016.10.016). url: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2016.10.016> (цит. на с. 72).
- [82] S. R. Klein, J. Nystrand, J. Seger, Y. Gorbunov та J. Butterworth, «STARlight: A Monte Carlo simulation program for ultra-peripheral collisions of relativistic ions», *Comput. Phys. Commun.*, т. 212, с. 258—268, 2017. DOI: [10.1016/j.cpc.2016.10.016](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2016.10.016). arXiv: [1607.03838](https://arxiv.org/abs/1607.03838) [[hep-ph](https://arxiv.org/archive/hep)] (цит. на с. 74).
- [83] R. Aaij та ін., «Performance of the LHCb Vertex Locator», *JINST*, т. 9, P09007, 2014. DOI: [10.1088/1748-0221/9/09/P09007](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/09/P09007). arXiv: [1405.7808](https://arxiv.org/abs/1405.7808) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/archive/physics)] (цит. на с. 76).

- [84] J. Gassner, M. Needham та О. Steinkamp, «Layout and Expected Performance of the LHCb TT Station», CERN, Geneva, тех. звіт., 2004. url: <https://cds.cern.ch/record/728548> (цит. на с. 76).
- [85] P. R. Barbosa-Marinho та ін., *LHCb inner tracker: Technical Design Report* (Technical design report. LHCb). Geneva: CERN, 2002. url: <https://cds.cern.ch/record/582793> (цит. на с. 76).
- [86] P. R. Barbosa-Marinho та ін., *LHCb outer tracker: Technical Design Report* (Technical design report. LHCb). Geneva: CERN, 2001. url: <https://cds.cern.ch/record/519146> (цит. на с. 76).
- [87] M. Adinolfi та ін., «Performance of the LHCb RICH detector at the LHC», *Eur. Phys. J.*, т. C73, с. 2431, 2013. DOI: [10.1140/epjc/s10052-013-2431-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2431-9). arXiv: [1211.6759](https://arxiv.org/abs/1211.6759) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1211.6759)] (цит. на с. 76).
- [88] S. Filippov, Y. K. Gavrilov, E. Guschin, S. V. Laptev та V. E. Postoev, «Experimental performance of SPD/PS detector prototypes», CERN, Geneva, тех. звіт., 2000. url: <https://cds.cern.ch/record/691545> (цит. на с. 76).
- [89] A. Arefiev та ін., «Design, construction, quality control and performance study with cosmic rays of modules for the LHCb electromagnetic calorimeter», CERN, Geneva, тех. звіт., 2008. url: <https://cds.cern.ch/record/1080559> (цит. на с. 76).
- [90] L. G. Afanasyeva та ін., «The hadron calorimeter design and construction», CERN, Geneva, тех. звіт., 2000. url: <https://cds.cern.ch/record/691506> (цит. на с. 76).
- [91] A. A. Alves Jr. та ін., «Performance of the LHCb muon system», *JINST*, т. 8, P02022, 2013. DOI: [10.1088/1748-0221/8/02/P02022](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/02/P02022). arXiv: [1211.1346](https://arxiv.org/abs/1211.1346) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1211.1346)] (цит. на с. 76).

- [92] R. Aaij та ін., «The LHCb trigger and its performance in 2011», *JINST*, т. 8, P04022, 2013. DOI: [10.1088/1748-0221/8/04/P04022](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/04/P04022). arXiv: [1211.3055](https://arxiv.org/abs/1211.3055) [[hep-ex](#)] (цит. на с. 76).
- [93] К. С. Akiba та ін., «The HeRSChel detector: high-rapidity shower counters for LHCb», *JINST*, т. 13, № 04, P04017, 2018. DOI: [10.1088/1748-0221/13/04/P04017](https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/04/P04017). arXiv: [1801.04281](https://arxiv.org/abs/1801.04281) [[physics.ins-det](#)] (цит. на с. 76—78, 82).
- [94] ROOT. Reference Guide. «RooCrystalBall Class Reference». Accessed on 2024-06-06. (2024), url: <https://root.cern.ch/doc/master/classRooCrystalBall.html> (цит. на с. 85).
- [95] R. Aaij та ін., «Study of coherent J/ψ production in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV», *JHEP*, т. 07, с. 117, 2022. DOI: [10.1007/JHEP07\(2022\)117](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2022)117). arXiv: [2107.03223](https://arxiv.org/abs/2107.03223) [[hep-ex](#)] (цит. на с. 91, 96, 97).
- [96] V. Guzey, E. Kryshen та M. Zhalov, «Coherent photoproduction of vector mesons in ultraperipheral heavy ion collisions: Update for run 2 at the CERN Large Hadron Collider», *Phys. Rev.*, т. C93, № 5, с. 055 206, 2016. DOI: [10.1103/PhysRevC.93.055206](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.055206). arXiv: [1602.01456](https://arxiv.org/abs/1602.01456) [[nucl-th](#)] (цит. на с. 93, 96).
- [97] L. Frankfurt, M. Strikman та M. Zhalov, «Tracking Fast Small Color Dipoles through Strong Gluon Fields at the LHC», *Phys. Rev. Lett.*, т. 102, с. 232 001, 23 черв. 2009. DOI: [10.1103/PhysRevLett.102.232001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.232001). url: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.232001> (цит. на с. 93, 95).
- [98] B. Audurier та ін., «Measurement of J/ψ production in ultra-peripheral lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV with the LHCb experiment», 2017 (цит. на с. 95).
- [99] A. Aktas та ін., «Elastic J/ψ production at HERA», *The European Physical Journal C*, т. 46, № 3, с. 585—603, квіт. 2006, ISSN: 1434-6052. DOI: [10.1140/epjc/s2006-02519-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s2006-02519-5). url: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2006-02519-5> (цит. на с. 95).

- [100] S. Chekanov та ін., «Exclusive photoproduction of J/ψ mesons at HERA», *The European Physical Journal C*, т. 24, № 3, с. 345—360, лип. 2002, ISSN: 1434-6052. DOI: [10.1007/s10052-002-0953-7](https://doi.org/10.1007/s10052-002-0953-7). url: <http://dx.doi.org/10.1007/s10052-002-0953-7> (цит. на с. 95).
- [101] E. Iancu, K. Itakura та S. Munier, «Saturation and BFKL dynamics in the HERA data at small- x », *Physics Letters B*, т. 590, № 3–4, с. 199—208, черв. 2004, ISSN: 0370-2693. DOI: [10.1016/j.physletb.2004.02.040](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.02.040). url: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2004.02.040> (цит. на с. 95).
- [102] L. Frankfurt, V. Guzey та M. Strikman, «Leading Twist Nuclear Shadowing Phenomena in Hard Processes with Nuclei», *Phys. Rept.*, т. 512, с. 255—393, 2012. DOI: [10.1016/j.physrep.2011.12.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2011.12.002). arXiv: [1106.2091](https://arxiv.org/abs/1106.2091) [[hep-ph](#)] (цит. на с. 96).
- [103] K. J. Eskola, H. Paukkunen та C. A. Salgado, «EPS09: A New Generation of NLO and LO Nuclear Parton Distribution Functions», *JHEP*, т. 04, с. 065, 2009. DOI: [10.1088/1126-6708/2009/04/065](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/04/065). arXiv: [0902.4154](https://arxiv.org/abs/0902.4154) [[hep-ph](#)] (цит. на с. 96).
- [104] V. Khachatryan та ін., «Coherent J/ψ photoproduction in ultra-peripheral PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the CMS experiment», *Phys. Lett. B*, т. 772, с. 489—511, 2017. DOI: [10.1016/j.physletb.2017.07.001](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.07.001). arXiv: [1605.06966](https://arxiv.org/abs/1605.06966) [[nucl-ex](#)] (цит. на с. 96).
- [105] S. Acharya та ін., «Coherent J/ψ and ψ' photoproduction at midrapidity in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV», *Eur. Phys. J. C*, т. 81, № 8, с. 712, 2021. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09437-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09437-6). arXiv: [2101.04577](https://arxiv.org/abs/2101.04577) [[nucl-ex](#)] (цит. на с. 96, 97).
- [106] S. Acharya та ін., «Coherent J/ψ photoproduction at forward rapidity in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV», *Phys. Lett. B*, т. 798,

- с. 134926, 2019. DOI: [10.1016/j.physletb.2019.134926](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.134926). arXiv: [1904.06272](https://arxiv.org/abs/1904.06272) [[nucl-ex](#)] (цит. на с. 96, 97).
- [107] R. Aaij та ін., «Study of exclusive photoproduction of charmonium in ultra-peripheral lead-lead collisions», *Journal of High Energy Physics*, т. 2023, № 6, черв. 2023, ISSN: 1029-8479. DOI: [10.1007/jhep06\(2023\)146](https://doi.org/10.1007/jhep06(2023)146). url: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06\(2023\)146](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06(2023)146) (цит. на с. 97).
- [108] E. L. Kryshen та ін., «Photoproduction of heavy vector mesons in ultra-peripheral Pb-Pb collisions», *Nucl. Phys.*, т. A967, с. 273—276, 2017. DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2017.05.083](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2017.05.083). arXiv: [1705.06872](https://arxiv.org/abs/1705.06872) [[nucl-ex](#)] (цит. на с. 97).
- [109] B. Abelev та ін., «Coherent J/ψ photoproduction in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV», *Phys. Lett.*, т. B718, с. 1273—1283, 2013. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.11.059](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.11.059). arXiv: [1209.3715](https://arxiv.org/abs/1209.3715) [[nucl-ex](#)] (цит. на с. 97).
- [110] J. Adam та ін., «Coherent $\psi(2S)$ photo-production in ultra-peripheral Pb Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV», *Phys. Lett.*, т. B751, с. 358—370, 2015. DOI: [10.1016/j.physletb.2015.10.040](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.10.040). arXiv: [1508.05076](https://arxiv.org/abs/1508.05076) [[nucl-ex](#)] (цит. на с. 97).
- [111] V. Khachatryan та ін., «Coherent J/ψ photoproduction in ultra-peripheral PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the CMS experiment», *Phys. Lett.*, т. B772, с. 489—511, 2017. DOI: [10.1016/j.physletb.2017.07.001](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.07.001). arXiv: [1605.06966](https://arxiv.org/abs/1605.06966) [[nucl-ex](#)] (цит. на с. 97).
- [112] LHCb Collaboration, «Framework TDR for the LHCb Upgrade: Technical Design Report», 2012. url: <http://cds.cern.ch/record/1443882> (цит. на с. 99).
- [113] R. Aaij та ін., «The LHCb Upgrade I», *Journal of Instrumentation*, т. 19, № 05, P05065, трав. 2024. DOI: [10.1088/1748-0221/19/05/P05065](https://doi.org/10.1088/1748-0221/19/05/P05065). url: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/19/05/P05065> (цит. на с. 99, 100).

- [114] NobelPrize.org. Nobel Prize Outreach AB. «Accelerators and Nobel Laureates». Accessed on 2023-25-01. (серп. 2001), url: <https://www.nobelprize.org/prizes/themes/accelerators-and-nobel-laureates> (цит. на с. 99).
- [115] E. F. Haussecker та A. W. Chao, «The influence of accelerator science on physics research», *Phys. Perspect.*, т. 13, с. 146—160, 2011. DOI: [10.1007/s00016-010-0049-y](https://doi.org/10.1007/s00016-010-0049-y) (цит. на с. 99).
- [116] CERN Accelerating Science. Knowledge Transfer. «Technologies available for knowledge transfer». Accessed on 2023-25-01. (2023), url: <https://knowledgetransfer.web.cern.ch/technology-portfolio> (цит. на с. 99).
- [117] CERN Accelerating Science. Knowledge Transfer. «Applications of CERN Technologies in Society». Accessed on 2023-25-01. (2023), url: <https://knowledgetransfer.web.cern.ch/applications-cern-technologies-society> (цит. на с. 99).
- [118] C. Fabjan, T. Taylor, D. Treille та H. Wenninger, *Technology meets research: 60 years of CERN technology : selected highlights* (Advanced series on directions in high energy physics). Hackensack, NJ: World Scientific, 2017. DOI: [10.1142/9921](https://doi.org/10.1142/9921). url: <https://cds.cern.ch/record/2219700> (цит. на с. 99).
- [119] Ю. Ранюк, *Лабораторія №1. Ядерна фізика в Україні*, 1-ше вид. Акта, Харків, Україна, 2001, с. 590, ISBN 966-7021-75-0 (цит. на с. 100).
- [120] M. Karacson, «Evaluation of the Radiation Environment of the LHCb Experiment», Presented 12 Dec 2016, Vienna, Tech. U., 2016. url: <https://cds.cern.ch/record/2243499> (цит. на с. 100).
- [121] О. В. Тригубенко, «Ефект зниження ударної в'язкості металу корпусів реакторів ВВЕР в умовах понадпроектної експлуатації», дисер. к.т.н., захищена 17 грудня 2020 р., Інститут ядерних досліджень Національної академії наук України, Київ, 2020. url: <https://nrat.ukrintei.ua/searchdoc/0421U100400> (цит. на с. 100).

- [122] O. Trygubenko, «Lateral expansion and impact toughness correlation of VVER-1000 reactor pressure vessel materials», *Nuclear Physics & Atomic Energy*, т. 15, № 4, 2014 (цит. на с. 100).
- [123] E. Graverini, «Luminosity at LHCb in Run 3», *PoS*, т. ICHEP2022, с. 679, 2022. DOI: [10.22323/1.414.0679](https://doi.org/10.22323/1.414.0679) (цит. на с. 104, 156, 164).
- [124] V. Balagura, «Luminosity at LHCb», в *Talk at the 100th LHCb Week*, (Meyrin, Switzerland), CERN, 2021. eprint: https://indico.cern.ch/event/1000115/contributions/4390716/attachments/2263867/3843238/lumi__at__lhcb__balagura.pdf. url: <https://indico.cern.ch/event/1000115/> (цит. на с. 106).
- [125] S. van der Meer, «Calibration of the effective beam height in the ISR», CERN, Geneva, тех. звіт., 1968. url: <https://cds.cern.ch/record/296752> (цит. на с. 107).
- [126] V. Balagura, «Van der Meer scan luminosity measurement and beam–beam correction», *The European Physical Journal C*, т. 81, № 1, січ. 2021. DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-08837-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-08837-y). url: <https://doi.org/10.1140%5C%2Fepjc%5C%2Fs10052-021-08837-y> (цит. на с. 107–109).
- [127] M. Ferro-Luzzi, «Proposal for an absolute luminosity determination in colliding beam experiments using vertex detection of beam-gas interactions», *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, т. 553, № 3, с. 388–399, 2005. DOI: [10.1016/j.nima.2005.07.010](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.07.010). url: <https://cds.cern.ch/record/844569> (цит. на с. 109).
- [128] P. Hopchev, «The beam-gas method for luminosity measurement at LHCb», с. 479–482, 2010, Comments: 4 pages, 5 figures, presented at the conference “Rencontres de Moriond EW 2010”. arXiv: [1005.4398](https://arxiv.org/abs/1005.4398). url: <https://cds.cern.ch/record/1267956> (цит. на с. 109).
- [129] C. Barschel, «Precision luminosity measurement at LHCb with beam-gas imaging», Presented 05 Mar 2014, 2014. url: <https://cds.cern.ch/record/1693671> (цит. на с. 109).

- [130] V. Balagura, «Notes on Van der Meer scan for absolute luminosity measurement», *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, т. 654, № 1, с. 634–638, ЖОВТ. 2011. DOI: [10.1016/j.nima.2011.06.007](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.06.007). url: <https://doi.org/10.1016%5C%2Fj.nima.2011.06.007> (цит. на с. 110).
- [131] R. B. Appleby, H. Burkhardt, G. Corti, Y. I. Levinsen, M. H. Lieng та V. Talanov, «Simulation of Machine Induced Background in the LHCb Experiment: Methodology and Implementation», *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, т. 59, с. 1681–1694, 2012. DOI: [10.1109/TNS.2012.2202402](https://doi.org/10.1109/TNS.2012.2202402). url: <https://cds.cern.ch/record/1376692> (цит. на с. 110).
- [132] D. R. Brett та ін., «Near beam-gas background for LHCb at 3.5 TeV», 2011, Linked to Poster-2011-195. url: <https://cds.cern.ch/record/1379194> (цит. на с. 110, 112).
- [133] G. Corti, R. B. Appleby, H. Burkhardt, Y. I. Levinsen, M. H. Lieng та V. Talanov, «Simulation of Machine Background in the LHCb Experiment: Methodology and Implementation», CERN, Geneva, тех. звіт., 2010. url: <https://cds.cern.ch/record/1316463> (цит. на с. 110–112).
- [134] LHCb Technical Coordination, «Minimum requirements to install and operate equipment in LHCb facilities. Specifications and requirements», CERN, тех. звіт., 2019 (цит. на с. 113).
- [135] V. Dobishuk, S. Chernyshenko, O. Okhrimenko та V. Pugatch, «Installation of the Radiation Monitoring System RMS-R3», CERN, тех. звіт., 2021 (цит. на с. 113, 127, 145, 147, 148, 211).
- [136] M. Brice, «LHCb beampipe and luminosity monitoring detectors near VELO», 2022, General Photo. url: <https://cds.cern.ch/record/2803610> (цит. на с. 115).

- [137] «LHCb PLUME: Probe for LUminosity MEasurement», CERN, Geneva, тех. звіт., 2021. DOI: [10.17181/CERN.WLU0.M37F](https://doi.org/10.17181/CERN.WLU0.M37F). url: <https://cds.cern.ch/record/2750034> (цит. на с. 115, 121).
- [138] S. Barsuk та ін., «Probe for LUminosity MEasurement in LHCb», CERN, Geneva, тех. звіт., 2020. url: <https://cds.cern.ch/record/2743098> (цит. на с. 115).
- [139] C. Ilgner та ін., *The Beam Conditions Monitor of the LHCb Experiment*, 2010. arXiv: [1001.2487 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1001.2487) (цит. на с. 116, 155).
- [140] F. Alessio, R. Dzhelyadin та R. Jacobsson, «A Cherenkov-based Beam Loss Scintillator system for beam, background and online luminosity monitoring at the LHCb experiment at CERN», CERN, Geneva, тех. звіт., 2013. url: <https://cds.cern.ch/record/1547517> (цит. на с. 117).
- [141] V. Dobishuk, F. Alessio, S. Chernyshenko, O. Okhrimenko та V. Pugatch, «LHCb RMS-R3, new radiation hard system for on-line monitoring of beam and background conditions in Run 3», *Journal of Physics: Conference Series*, т. 2374, № 1, с. 012 005, листоп. 2022. DOI: [10.1088/1742-6596/2374/1/012005](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2374/1/012005). url: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/2374/1/012005> (цит. на с. 119, 144, 145, 148, 150).
- [142] S. B. Chernyshenko та ін., «RMS-R3 – the system for monitoring the region of interactions and background at the LHCb experiment (CERN)», *Nucl. Phys. At. Energy*, т. 24, № 2, с. 148–153, 2023. DOI: [10.15407/jnpae2023.02.0148](https://doi.org/10.15407/jnpae2023.02.0148). url: <https://doi.org/10.15407/jnpae2023.02.0148> (цит. на с. 119, 153, 163).
- [143] В. М. Пугач, О. А. Федорович, В. О. Петряков, О. С. Ковальчук та Є. Г. Костін, «Детектор заряджених частинок та іонізуючих випромінювань і спосіб його виготовлення», Патент України на винахід UA 111418 С2, квіт. 2016. url: <https://base.uipv.org/searchINV/search.php?action=viewdetails&IdClaim=222409> (цит. на с. 119, 124).

- [144] О. С. Ковальчук, «Металеві мікродетектори потоків іонізуючого випромінювання», дисер. к.т.н., захищена 18 квітня 2019 р, Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ. url: <https://nrat.ukrintei.ua/searchdoc/0419U002764> (цит. на с. 119, 124, 130).
- [145] Н. М. Ткач та V. А. Кува, «The linear six-decade integrating converter charge-to-frequency», *Nucl. Phys. At. Energy*, т. 2, № 4, с. 72—75, 2001. url: http://jnrae.kinr.kiev.ua/02.2/Articles%5C_PDF/jnrae-2001-02-2-072.pdf (цит. на с. 119, 130).
- [146] Pugatch, V.M. and Pylypchenko, Y.V. and Okhrimenko, O.Yu. and Iakovenko, V.M. and Кува, V.O. and Borysova, M.S. and Kovalchuk, O.S. and Mykhaylenko, O.V., «Radiation Monitoring System for LHCb Inner Tracker», *Ukr. J. Phys.*, т. 54, с. 418—425, 2009 (цит. на с. 120, 130).
- [147] О. Okhrimenko, S. Barsuk, F. Alessio та V. Pugatch, «LHCb RMS status and operation at 13 TeV», в *Proceedings of the third French-Ukrainian workshop on the instrumentation developments for HEP*, (Orsay, France), The workshop web-page: <http://french-ukrainian-workshop-2015.lal.in2p3.fr/>, LAL, 2015. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1512.07393>. url: <https://arxiv.org/abs/1512.07393v1> (цит. на с. 120).
- [148] V. Pugatch та ін., «Radiation monitoring system for the LHCb Inner Tracker», CERN, Geneva, тех. звіт., 2002. url: <http://cds.cern.ch/record/684677> (цит. на с. 120).
- [149] V. Pugatch, K. Knöpfle та Y. Vassiliyev, «Beam profile imaging target», *Nuclear Physics A*, т. 701, № 1, с. 204—208, 2002, 5th International Conference on Radioactive Nuclear Beams, ISSN: 0375-9474. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(01\)01575-5](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)01575-5). url: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947401015755> (цит. на с. 120).

- [150] V. Aushev та ін., «Target monitoring system for HERA-B experiment. Multi-target operation», *Nucl. Phys. At. Energy*, т. 2, № 4, с. 56–61, 2001. url: http://jnprae.kinr.kiev.ua/02.2/Articles%5C_PDF/jnprae-2001-02-2-056.pdf (цит. на с. 120).
- [151] K. Riechmann, K. T. Knoepfle та V. M. Pugatch, «Pion and proton induced radiation damage to silicon detectors», *Nucl. Instrum. Meth. A*, т. 377, P. Holl, G. Lutz, R. H. Richter, L. Strueder, A. Longoni та M. Sampietro, ред., с. 276–283, 1996. DOI: [10.1016/0168-9002\(95\)01408-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)01408-X) (цит. на с. 120).
- [152] H. Stevens, «LHCb beam monitoring and safety systems», в *International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2022)*, (Bologna, Italy), Presented on behalf of the LHCb Collaboration, INFN, 2022. url: <https://agenda.infn.it/event/28874/contributions/169086/> (цит. на с. 121, 155, 159).
- [153] V. Dobishuk, F. Alessio, S. Chernyshenko, O. Okhrimenko та V. Pugatch, «LHCb RMS-R3, new radiation hard system for on-line monitoring of beam and background conditions in Run 3», в *Book of Abstracts of the International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TI-PP2021)*, (Vancouver, Canada (virtual)), Poster presentation is available at <https://indico.cern.ch/event/981823/contributions/4295413/> or <http://cds.cern.ch/TRIUMP>, 2021, с. 71. url: <https://tipp2021.triumf.ca/abstracts.html> (цит. на с. 127, 146, 148).
- [154] D. Hasselkamp, «Kinetic electron emission from solid surfaces under ion bombardment» в *Particle Induced Electron Emission II*, D. Hasselkamp, H. Rothard, K.-O. Groeneveld, J. Kemmler, P. Varga та H. Winter, ред. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1992, с. 1–95, ISBN: 978-3-540-47447-0. DOI: [10.1007/BFb0038298](https://doi.org/10.1007/BFb0038298). url: <https://doi.org/10.1007/BFb0038298> (цит. на с. 128).
- [155] H. Rothard, K. O. Groeneveld та J. Kemmler, «Kinetic electron emission from ion penetration of thin foils in relation to the pre-equilibrium of charge distributions», в *Particle Induced Electron Emission II*, D. Hasselkamp, H. Rothard,

К.-О. Groeneveld, J. Kemmler, P. Varga та Н. Winter, ред. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1992, с. 97–147, ISBN: 978-3-540-47447-0. DOI: [10.1007/BFb0038299](https://doi.org/10.1007/BFb0038299). url: <https://doi.org/10.1007/BFb0038299> (цит. на с. 128, 129).

- [156] А. Ф. Haque та ін., «Proton-induced secondary electron emission from elemental solids over the energy domain 1 keV–1000 MeV», *Results in Physics*, т. 15, с. 102 519, 2019, ISSN: 2211-3797. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2019.102519>. url: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2211379719314421> (цит. на с. 128).
- [157] «OPA602: High-Speed Precision Difet Operational Amplifier datasheet (Rev. A)», Texas Instruments Incorporated, Dallas, Texas, тех. звіт., 2002, Data sheet last revised in October 2002. eprint: <https://www.ti.com/lit/gpn/opa602>. url: <https://www.ti.com/product/OPA602> (цит. на с. 130).
- [158] «Ultra-Low Noise, Precision Operational Amplifiers (Rev. C)», Texas Instruments Incorporated, Dallas, Texas, тех. звіт., 2005, Data sheet last revised in August 2005. eprint: <https://www.ti.com/lit/gpn/opa27>. url: <https://www.ti.com/product/OPA27> (цит. на с. 132).
- [159] «High Frequency Voltage-to-Frequency Converter (Rev. A)», Texas Instruments Incorporated, Dallas, Texas, тех. звіт., 2007, Data sheet last revised in April 2007. eprint: <https://www.ti.com/lit/gpn/vfc110>. url: <https://www.ti.com/product/VFC110> (цит. на с. 132).
- [160] «SNx4HC08 Quadruple 2-Input AND Gates (Rev. I)», Texas Instruments Incorporated, Dallas, Texas, тех. звіт., 2021, Data sheet last revised in September 2021; for the given sample check <https://www.ti.com/product/SN74HC08/part-details/SN74HC08N>. eprint: <https://www.ti.com/lit/gpn/sn74hc08>. url: <https://www.ti.com/lit/gpn/SN74HC08> (цит. на с. 133).

- [161] STMicroelectronics, «Reference manual RM0090. STM32F405/415, STM32F407/417, STM32F427/437 and STM32F429/439 advanced Arm-based 32-bit MCUs», тех. звіт., Overview and documentation relevant for the STM32F407/ 417 microcontroller series <https://www.st.com/en/microcontrollers-microprocessors/stm32f407-417.html>. eprint: https://www.st.com/resource/en/reference_manual/rm0090-stm32f405415-stm32f407417-stm32f427437-and-stm32f429439-advanced-armbased-32bit-mcus-stmicroelectronics.pdf. url: <http://www.st.com> (цит. на с. 133).
- [162] STMicroelectronics, «User manual UM1472. Discovery kit with STM32F407VG MCU», тех. звіт., Overview and documentation relevant for the STM32F407/ 417 microcontroller series <https://www.st.com/en/microcontrollers-microprocessors/stm32f407-417.html>. eprint: https://www.st.com/resource/en/user_manual/um1472-discovery-kit-with-stm32f407vg-mcu-stmicroelectronics.pdf. url: <http://www.st.com> (цит. на с. 133).
- [163] STMicroelectronics, «Application note AN4776. General-purpose timer cookbook for STM32 microcontrollers», тех. звіт., Overview and documentation relevant for the STM32F407/ 417 microcontroller series <https://www.st.com/en/microcontrollers-microprocessors/stm32f407-417.html>. eprint: https://www.st.com/resource/en/application_note/an4776-generalpurpose-timer-cookbook-for-stm32-microcontrollers-stmicroelectronics.pdf. url: <http://www.st.com> (цит. на с. 133).
- [164] STMicroelectronics, «User manual UM1725. Description of STM32F4 HAL and LL drivers», тех. звіт., Overview and documentation relevant for the STM32F407/ 417 microcontroller series <https://www.st.com/en/microcontrollers-microprocessors/stm32f407-417.html>. eprint: https://www.st.com/resource/en/user_manual/um1725-description-of-stm32f4-hal-and-lowlayer-drivers-stmicroelectronics.pdf. url: <http://www.st.com> (цит. на с. 133).

- [165] Martin Lesma, Raul and Alessio, F and Barbosa, J and Baron, S and Caplan, C and Leitaο, P and Pecoraro, C and Porret, D and Wyllie, K, «The Versatile Link Demo Board (VLDB)», *JINST*, т. 12, № 02, с. C02020, 2017. DOI: [10.1088/1748-0221/12/02/C02020](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/02/C02020). url: <https://cds.cern.ch/record/2275133> (цит. на с. 134).
- [166] P. Moreira та ін., «The GBT Project», 2009. DOI: [10.5170/CERN-2009-006.342](https://doi.org/10.5170/CERN-2009-006.342). url: <https://cds.cern.ch/record/1235836> (цит. на с. 134).
- [167] A. Caratelli та ін., «The GBT-SCA, a radiation tolerant ASIC for detector control and monitoring applications in HEP experiments», *Journal of Instrumentation*, т. 10, № 03, с. C03034, бер. 2015. DOI: [10.1088/1748-0221/10/03/C03034](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/03/C03034). url: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/10/03/C03034> (цит. на с. 134).
- [168] L. Amaral та ін., «The versatile link, a common project for super-LHC», *Journal of Instrumentation*, т. 4, № 12, P12003, груд. 2009. DOI: [10.1088/1748-0221/4/12/P12003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/4/12/P12003). url: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/4/12/P12003> (цит. на с. 134).
- [169] C. Soès та ін., «The Versatile Transceiver: towards production readiness», *Journal of Instrumentation*, т. 8, № 03, с. C03004, бер. 2013. DOI: [10.1088/1748-0221/8/03/C03004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/03/C03004). url: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/8/03/C03004> (цит. на с. 134).
- [170] F. Faccio та ін., «Development of custom radiation-tolerant DCDC converter ASICs», *Journal of Instrumentation*, т. 5, № 11, с. C11016, листоп. 2010. DOI: [10.1088/1748-0221/5/11/C11016](https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/11/C11016). url: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/5/11/C11016> (цит. на с. 134).
- [171] D. Forkel-Wirth та ін., «Radiation protection at CERN», с. 415—436, 2013, Comments: 22 pages, contribution to the CAS - CERN Accelerator School: Course on High Power Hadron Machines; 24 May - 2 Jun 2011, Bilbao, Spain. DOI: [10.5170/CERN-2013-001.415](https://doi.org/10.5170/CERN-2013-001.415). arXiv: [1303.6519](https://arxiv.org/abs/1303.6519). url: <https://cds.cern.ch/record/1533023> (цит. на с. 141).

- [172] V. Dobishuk, S. Chernyshenko, O. Okhrimenko, V. Pugatch та F. Alessio, «RMS-R3 – Radiation Hard System for Beam, Background and Luminosity Monitoring at the Upgraded LHCb Experiment», в *Book of Abstracts of the International Beam Instrumentation Conference (IBIC2020)*, (Santos, Brazil, (virtual)), Poster presentation, CMPEM, 2020, с. 37. url: <https://indico.jacow.org/event/34/> (цит. на с. 146, 147).
- [173] Ф. Алессіо та ін., «Впровадження системи радіаційного моніторингу RMS-R3 для онлайн контролю умов протікання оновленого експерименту LHCb (CERN) протягом 2021-2024 рр.», в *Збірник анотації до доповідей XXVII щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень НАН України*, (Київ), Секційна доповідь, ІЯД НАН України, 2020, с. 39. url: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2020/abstracts.html (цит. на с. 147, 153).
- [174] V. Dobishuk, S. Chernyshenko, V. Kyva, O. Okhrimenko та V. Pugatch, «Test results of prototype detectors for the LHCb Upgraded Radiation Monitoring System RMS-R3», в *Presentation at the the 7th French-Ukrainian workshop on the instrumentation developments for HEP*, (Orsay, France), LAL, 2019. url: <https://wpsist.ijclab.in2p3.fr/frenchukrainianworkshop2019/> (цит. на с. 149).
- [175] В. Добішук та ін., «Нова радіаційно стійка моніторингова система RMS-R3 для відстеження пучків та фону в модернізованому експерименті LHCb», в *Збірник тез доповідей XIX конференції з фізики високих енергій і ядерної фізики*, (Харків), Секційна доповідь, ІФВЕЯФ ННЦ ХФТІ, 2021, с. 35. url: <https://www.kipt.kharkov.ua/conferences/ihepnp/2021/> (цит. на с. 153).
- [176] В. Добішук та ін., «Перші результати роботи системи RMS-R3 в експерименті LHCb при рекордній енергії зіткнень протонних пучків 13,6 ТеВ.», в *Збірник анотації до доповідей XXIX щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень НАН України*, (Київ), Секційна доповідь, ІЯД

- НАН України, 2022. url: http://www.kinr.kiev.ua/Annual%5C_Conferences/KINR2022/abstracts.html (цит. на с. 153, 163, 165).
- [177] The LHCb Collaboration, «Absolute luminosity measurements with the LHCb detector at the LHC», *Journal of Instrumentation*, т. 7, № 01, P01010, січ. 2012. DOI: [10.1088/1748-0221/7/01/P01010](https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/01/P01010). url: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/7/01/P01010> (цит. на с. 156, 162).
- [178] W. Herr та B. Muratori, «Concept of luminosity», 2006. DOI: [10.5170/CERN-2006-002.361](https://cds.cern.ch/record/941318). url: <https://cds.cern.ch/record/941318> (цит. на с. 162).
- [179] E. Spedicato, «Probe for Luminosity Measurement at LHCb», *POS*, т. ICHEP2022, с. 1137, 2022. DOI: [10.22323/1.414.1137](https://doi.org/10.22323/1.414.1137) (цит. на с. 164).
- [180] J. J. Devaney, «The Beta Spectra of ^{90}Sr and ^{90}Y », Los Alamos National Laboratory, New Mexico, тех. звіт., 1985. url: https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/17/020/17020945.pdf (цит. на с. 220).

РОЗДІЛ А. Додаток

А.1 Список публікацій здобувача за темою дисертаційної роботи

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації

1. R. Aaij, C. Abellán Beteta, ..., V. Dobishuk et al. (The LHCb collaboration). Study of coherent J/ψ production in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV. *J. High Energ. Phys.* 2022(07) (2022) 117. DOI: [10.1007/JHEP07\(2022\)117](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2022)117). arXiv: [2107.03223](https://arxiv.org/abs/2107.03223). URL: <https://cds.cern.ch/record/2775281>.
2. S. B. Chernyshenko, V. M. Dobishuk et al. RMS-R3 – the system for monitoring the region of interactions and background at the LHCb experiment (CERN). *Nucl. Phys. At. Energy* 24(2) (2023) 148. DOI: [10.15407/jnpae2023.02.0148](https://doi.org/10.15407/jnpae2023.02.0148). URL: <http://jnpae.kinr.kiev.ua/24.2/html/24.2.148.html>.
3. R. Aaij, C. Abellán Beteta, ..., V. Dobishuk et al. (The LHCb collaboration). The LHCb Upgrade I. *JINST* 19(05) (2024) P05065. DOI: [10.1088/1748-0221/19/05/P05065](https://doi.org/10.1088/1748-0221/19/05/P05065). arXiv: [2305.10515](https://arxiv.org/abs/2305.10515). URL: <https://cds.cern.ch/record/2859353>.

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

1. V. Dobishuk. J/ψ production in Pb-Pb ultra-peripheral collisions at 5 TeV in the LHCb experiment. *International Conference “CERN-Ukraine co-operation: current state and prospects”*: talk (Kharkiv, 15–17 May 2018). URL: <https://www.kipt.kharkov.ua/en/>; <http://cern-ua.isma.kharkov.ua/>.
2. V. Dobishuk (on behalf of the LHCb Collaboration). J/ψ production in Pb-Pb Ultra-Peripheral Collisions at 5 TeV. *International Conference “New Trends in High-Energy Physics”*: talk (Odesa, 12–18 May 2019).

URL: <https://indico.bitp.kiev.ua/event/1/overview>; <http://cds.cern.ch/record/2675052>.

3. А. Фр. Бурше, В.М. Добішук, В.М. Пугач. Генерація J/ψ мезонів в ультрапериферичних ^{208}Pb - ^{208}Pb зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ТеВ в експерименті LHCb. *XXVI Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України: тези доповідей* (Київ, 8–12 квітня 2019 року). — Київ: Інститут ядерних досліджень НАН України, 2019. — 204 с. — С 42. URL: <http://www.kinr.kiev.ua/kinr-2019/>. eprint: http://www.kinr.kiev.ua/kinr-2019/Book_of_Abstracts_2019.pdf.
4. В.М Добішук, В.М. Пугач, Б. Шмідт, Д. Джонсон. Вимірювання утворення J/ψ та $\psi(2S)$ мезонів в ультрапериферичних Pb-Pb зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ТеВ. *XXV Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України: додаток до збірника тез доповідей* (Київ, 16–20 квітня 2018 року). — Київ: Інститут ядерних досліджень НАН України, 2018. — 26 с. — Д6. URL: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2018/abstracts.html. eprint: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2018/pdf/book%20of%20%20abstracts_2018_appendix.pdf.
5. V. Dobishuk. Test results of prototype detectors for the LHCb Upgraded Radiation Monitoring System RMS-R3. *7th French-Ukrainian workshop on the instrumentation developments for HEP: talk* (Orsay, France, 2–4 October 2019). URL: <http://wpsist.lal.in2p3.fr/frenchukrainianworkshop2019/>.
6. V. Dobishuk, F. Alessio, S. Chernyshenko, O. Okhrimenko та V. Pugatch. LHCb RMS-R3, new radiation hard system for on-line monitoring of beam and background conditions in Run 3. *J. of Phys.: Conf. Ser.* 2374(1) (2022) 012005. DOI: [10.1088/1742-6596/2374/1/012005](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2374/1/012005). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/2374/1/012005>.
7. V. Dobishuk S. Chernyshenko, O. Okhrimenko, V.M. Pugatch, F. Alessio. RMS-R3 – Radiation Hard System for Beam, Background and Luminosity Monitoring

- at the Upgraded LHCb Experiment. *The 9th International Beam Instrumentation Conference: Abstract Book* (Santos, Brazil, 14–18 Sep 2020 (remote)). — Santos: CNPEM, 2020. — p. 37. URL: <https://indico.jacow.org/event/34/>. eprint: https://indico.jacow.org/event/34/attachments/59/132/IBIC_2020_AbstractBook.pdf.
8. V. Dobishuk, F. Alessio, S. Chernyshenko, O. Okhrimenko та V. Pugatch. LHCb RMS-R3, new radiation hard system for on-line monitoring of beam and background conditions in Run 3. *International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP2021): Book of Abstracts* (Vancouver, Canada, 24–28 May 2021 (virtual)). — Vancouver: TRIUMF, 2021. — p. 71. Poster presentation available at <https://indico.cern.ch/event/981> or <http://cds.cern.ch/record/2770578>. URL: <https://tipp2021.triumf.ca/abstracts.html>. eprint: <https://tipp2021.triumf.ca/TIPP2021-AbstractBooklet.pdf>.
9. H. Stevens on behalf of the LHCb collaboration (R Aaij, . . . , V. Dobishuk et al.). LHCb beam monitoring and safety systems. *International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2022): talk* (Bologna, Italy, 6-13 July, 2022). URL: <https://agenda.infn.it/event/28874/contributions/169086/>.
10. Ф. Алессіо, В.М. Добішук, В. О. Кива, О. О. Кшиванський, В. М. Міліція, О. Ю. Охріменко, В. М. Пугач, Д. І. Сторожик, С. Б. Чернишенко. Впровадження системи радіаційного моніторингу RMS-R3 для онлайн контролю умов протікання оновленого експерименту ЛHCб (CERN) протягом 2021-2024 рр. *XXVII Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. До 50-річчя ІЯД НАН України: анотації до доповідей* (Київ, 21–25 вересня 2020 року). — Київ: Інститут ядерних досліджень НАН України, 2020. — 336 с. — с. 39. URL: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2020/abstracts.html. eprint: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2020/pdf/book%20of%20%20abstracts_2020.pdf.

11. В.М. Добішук, С.Б. Чернишенко, О.Ю. Охріменко, В.М. Пугач, В.О. Кива, Д.І. Сторожик, В.М. Міліція. Нова радіаційно стійка моніторингова система RMS-R3 для відстеження пучків та фону в модернізованому експерименті ЛНСь. *XIX конференція з фізики високих енергій і ядерної фізики: тези доповідей* (Харків, 23–26 березня 2021 р.). — Харків: ІФВЕЯФ ННЦ ХФТІ, 2021. — С 35. URL: <https://www.kipt.kharkov.ua/conferences/ihepnp/2021/>. eprint: <https://www.kipt.kharkov.ua/conferences/ihepnp/2021/tezis.pdf>.
12. В.М. Добішук, Ф. Алессіо, С.Б. Чернишенко, О.Ю. Охріменко, Г. Шиндлер, О.О. Кшиванський, В.О. Кива, В.М. Пугач. Перші результати роботи системи RMS-R3 в експерименті ЛНСь. *XXIX Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України: тези доповідей* (Київ, 26–30 вересня 2022 року (відеоконференція)). — Київ: Інститут ядерних досліджень НАН України, 2022. — 239 с. — с. 55-56.
URL: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2022/abstracts.html.
eprint: http://www.kinr.kiev.ua/Annual_Conferences/KINR2022/pdf/book_of_abstracts_2022.pdf.

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації

1. В. М. Добішук, С. Б. Чернишенко, О. О. Кшиванський, В. М. Пугач. Розробка монітора інтенсивності зіткнень при роботі мікромішені у гало пучка на основі сегментованих фольгових сенсорів. *XXVIII Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України: тези доповідей* (Київ, 27 вересня — 1 жовтня 2021 року (відеоконференція)). — Київ: Інститут ядерних досліджень НАН України, 2022. — 244 с. — с. 61. URL: <http://www.kinr.kiev.ua/kinr-2021/>. eprint: http://www.kinr.kiev.ua/kinr-2021/Book_of_Abstracts_2021.pdf.

РОЗДІЛ Б. Додаток

Б.1 Список неопублікованих документів здобувача за темою дисертаційної роботи

Звіти про виконання науково-дослідних робіт (фізичного аналізу) та технічні звіти, в яких представлені проміжні результати та матеріали дисертації

1. V. Dobishuk. Measurement of J/ψ photoproduction in UPC of PbPb at 5 TeV. CERN student project report. *CERN* 2017. URL: <https://cds.cern.ch/record/2285325>.
2. A. Bursche, B. Audurier, V. Dobishuk et al. Measurement of the coherent J/ψ production in ultra-peripheral Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV with the LHCb experiment. LHCb Note. *CERN* 2019. Report number: LHCb-ANA-2019-036; CERN-LHCb-ANA-2019-036. URL: <https://cds.cern.ch/record/2687167> (restricted access).
3. B. Audurier, A. Bursche, V. Dobishuk et al. Study of the charmonium production in ultra-peripheral lead-lead collisions at LHCb. LHCb Note. *CERN* 2019. Report number: LHCb-ANA-2019-040; CERN-LHCb-ANA-2019-040. URL: <https://cds.cern.ch/record/2688072> (restricted access).
4. V. Dobishuk, S. Chernyshenko, O. Okhrimenko and V. Pugatch. Installation of the Radiation Monitoring System RMS-R3. Tech. report. *CERN* 2021. Report № EDMS-2430186. URL: <https://edms.cern.ch/document/2430186/2> (restricted access).
5. Дослідження в експерименті ЛHCб генерації важких адронів в ядро-ядерних зіткненнях. Етап 1. Дослідження генерації $J/\psi(nS)$ мезонів в ультрапериферичних ядро-ядерних зіткненнях. Виміри та аналіз даних Системи Радіацій-

- ного Моніторингу: звіт про НДР / Цільова програма наукових досліджень НАН України “Фундаментальні дослідження з фізики високих енергій та ядерної фізики (міжнародна співпраця)” на 2018 – 2020 рр. / ІЯД НАН України; керівн. член-кор. НАН України В.М. Пугач; відповід. викон. Охріменко О.Ю.; викон. **Добішук В.М.** [та інші]. – Київ, 2018. – 22 с. – № 0118U006182, № **0219U000522**. – Шифр теми № 03/341.
6. Дослідження в експерименті ЛНСь генерації важких адронів в ядро-ядерних зіткненнях. Етап 2. Аналіз фізичних даних 2017 – 2018 рр. по генерації дивних та чарівних адронів. Розробка модернізації CRM: звіт про НДР / Цільова програма наукових досліджень НАН України “Фундаментальні дослідження з фізики високих енергій та ядерної фізики (міжнародна співпраця)” на 2018 – 2020 рр. / ІЯД НАН України; керівн. член-кор. НАН України В.М. Пугач; відповід. викон. Охріменко О.Ю.; викон. **Добішук В.М.** [та інші]. – Київ, 2019. – 24 с. – № 0118U006182, № **0220U000156**. – Шифр теми № 03/341.
7. Властивості взаємодії при високих температурах та густинах ядерної матерії. Етап 2. Фізичні виміри на ЛНСь. Визначити поперечні перерізи генерації чарівних та дивних частинок в р-Pb зіткненнях. Розробка ТЗ багатомішенного комплексу для ЛНСь. Розробка алгоритмів реконструкції треків в реальному часі в експериментах CBM, PANDA: звіт про НДР (2018 р., проміжний) / Тематичний план науково-дослідних робіт ІЯД НАН України у 2017 – 2021 рр. за відомчою тематикою НАН України КПКВК 6541030, фундаментальні дослідження / ІЯД НАН України; керівн. член-кор. НАН України В.М. Пугач; відповід. викон. канд. фіз.-мат. наук Обіход Т.В., канд. фіз.-мат. наук Борисова М.С., док. філос. Теклішин М.А. [та інші]; викон. Петренко Є.О., Пугач М.В., ..., **Добішук В.М.** [та інші]. – Київ, 2022. – 31 с. – № 0116U002883, № 0222U004075. – Шифр теми № 03/312.
8. Властивості взаємодії при високих температурах та густинах ядерної мате-

- рії. Етап 4. Аналіз даних ЛНСь з еволюції розпадів В-мезонів. Визначення з даних важко-іонних зіткнень в ЛНСь факторів ядерної модифікації. Участь в монтажі КТС експерименту CBM (FAIR, Darmstadt): звіт про НДР (2020 р., проміжний) / Тематичний план науково-дослідних робіт ІЯД НАН України у 2017 – 2021 рр. за відомчою тематикою НАН України КПКВК 6541030, фундаментальні дослідження / ІЯД НАН України; керівн. член-кор. НАН України В.М. Пугач; відповід. викон. канд. фіз.-мат. наук Обіход Т.В., канд. фіз.-мат. наук Борисова М.С., док. філос. Теклішин М.А. [та інші]; викон. Кива В.О., Малигіна Г.М.,..., **Добішук В.М.** [та інші]. – Київ, 2022. – 25 с. – № 0116U002883, № 0222U004099. – Шифр теми № 03/312.
9. Властивості взаємодії при високих температурах та густинах ядерної матерії. Етап 5. Порівняння результатів експерименту ЛНСь з теоретичними розрахунками. Участь в введенні в дію експерименту CBM. Підготовка публікацій та підсумкового звіту: звіт про НДР (2017 – 2021 р., заключний) / Тематичний план науково-дослідних робіт ІЯД НАН України у 2017 – 2021 рр. за відомчою тематикою НАН України КПКВК 6541030, фундаментальні дослідження / ІЯД НАН України; керівн. член-кор. НАН України В.М. Пугач; відповідальні викон. канд. фіз.-мат. наук Обіход Т.В., канд. фіз.-мат. наук Борисова М.С., док. філос. Теклішин М.А. [та інші]; викон. Кива В.О., Малигіна Г.М., ..., **Добішук В.М.** [та інші]. – Київ, 2022. – 82 с. – № 0116U002883, № 0222U004098. – Шифр теми № 03/312.
10. Режим фіксованої твердотільної мішені в експерименті ЛНСь (CERN) і пошук екстремальних станів матерії в зіткненнях важких ядер на Великому Адронному Колайдері. Етап 1. Створення СРМ і важкі іони на ВАК. Тестування СРМ і фізика важких іонів: звіт про НДР / Грант НФДУ для реалізації проєкту 2020.02/0257 із виконання наукових досліджень і розробок у 2020 році / ІЯД НАН України; керівн. член-кор. НАН України В.М. Пугач; відповід. викон. **Добішук В.М.** [та інші]. – Київ, 2020. – 35 с. – №

0120U105298, № 0221U100363. – Шифр теми № 49/20.

11. Режим фіксованої твердотільної мішені в експерименті LHCb (CERN) і пошук екстремальних станів матерії в зіткненнях важких ядер на Великому Адронному Колайдері. Етап 1. Встановлення СРМ і фізика важких іонів. Початок вимірювань на пучку. Моделювання відгуку детектора: звіт про НДР / Грант НФДУ для реалізації проєкту 2020.02/0257 із виконання наукових досліджень і розробок у 2021 році / ІЯД НАН України; керівн. членкор. НАН України В.М. Пугач; відповід. викон. **Добішук В.М.** [та інші]. – Київ, 2021. – 40 с. – № 0120U105298, № 0222U000251. – Шифр теми № 47/21.
12. Режим фіксованої твердотільної мішені в експерименті LHCb (CERN) і пошук екстремальних станів матерії в зіткненнях важких ядер на Великому Адронному Колайдері. Етап 2. Аналіз експериментальних даних: звіт про НДР / Грант НФДУ для реалізації проєкту 2020.02/0257 із виконання наукових досліджень і розробок у 2021 році / ІЯД НАН України; керівн. членкор. НАН України В.М. Пугач; відповід. викон. **Добішук В.М.** [та інші]. – Київ, 2021. – 25 с. – № 0120U105298, № 0222U000252. – Шифр теми № 47/21.

РОЗДІЛ В. Додаток

В.1 Експериментальні схеми дослідження функціональних збірок RMS-R3

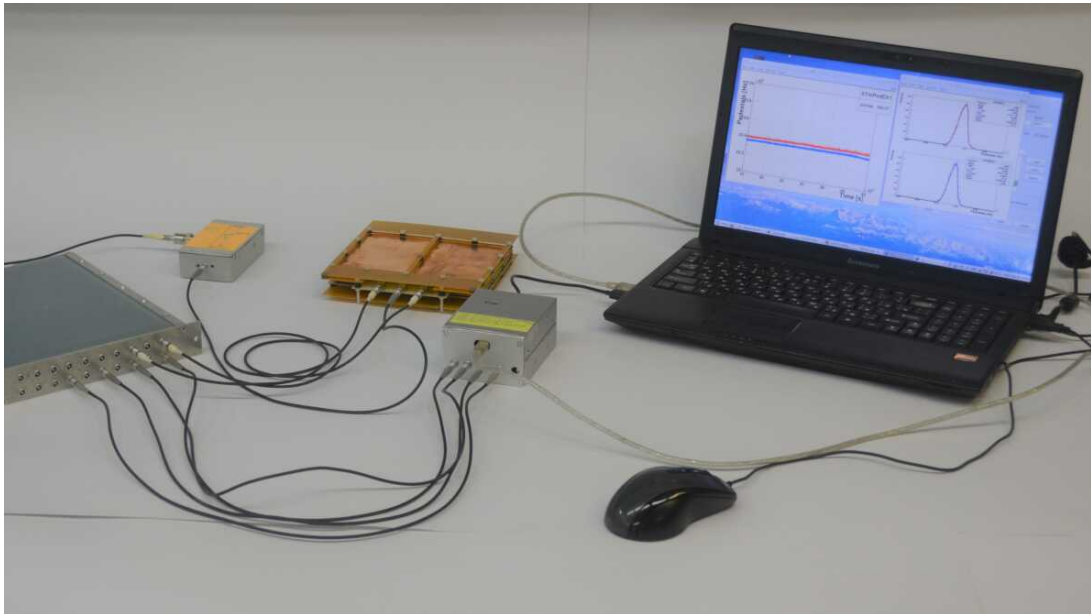


Рис. В.1: Базова схема підключення зчитувальної електроніки до металевих сенсорів та до портативного комп'ютера через USB шину для набору та візуалізації даних в режимі онлайн.

На рисунку В.1 зображено базову вимірювальну систему, що включає пару металево-фольгових детекторів, блок зарядових інтеграторів, лічильники частоти на базі мікроконтролера STM32F4, блок живлення (поза кадром), RC-фільтр напруги, ноутбук оператора із програмними скриптами для набору, аналізу та графічного відображення даних. На етапах розробки та тестування прототипів сенсорних модулів та бета-версій (мікро)програмного забезпечення для зчитування та обробки даних системою RMS-R3 така схема є незамінною та корисною в умовах лабораторії.

Більше того, постановка експериментального дослідження в лабораторії, як правило, включає використання стандартизованої вимірювальної апаратури, обладнання та окремих дискретних блоків (модулів) електроніки. Інша річ, якщо ви-

никає потреба виїзного дослідження, тоді наявність компактної установки значно спрощує (або навіть уможлиблює) організацію усієї роботи.

Аналогічна ідея виникла при підготовці до тестування прототипів металевих сенсорів, в тому числі із джерелами іонізаційного випромінення. Результатом стало створення групою науковців та інженерів відділу фізики високих енергій (ВФВЕ) ІЯД НАН України прототипу автономної системи управління RMS-R3, що дозволяє керувати процесом набору, моніторингу (візуалізації), аналізу даних із можливістю віддаленого доступу через локальну точку доступу (WiFi чи Ethernet) чи глобальну мережу (інтернет).



Рис. В.2: Компактна переносна система управління RMS-R3, що забезпечує автономне зчитування даних та моніторинг умов виконання дослідження.

На рисунку **В.2** зображено фото прототипа такої компактної системи керування, що розміщена в переносному контейнері та яка потребує для роботи лише мережевого живлення та підключення (інтернет). Базова комплектація фактично відтворює незалежний зчитувальний тракт RMS-R3, що описаний в розділі 4. До нього входять металеві сенсори, модулі зарядових інтеграторів, мікроконтролер STM32F4, мікрокомп'ютер Raspberry Pi 4, 7-дюймовий дисплей та блок живлення. Додатково систему можна оснастити різними датчиками (температури, вологості,

тиску тощо), а також деякими видами детекторів, зокрема поверхнево-активними та кремнієвими.



Рис. В.3: Блоки автономної електроніки системи RMS-R3, встановлені в NIM корзину, під час тестування зчитувальних каналів у лабораторії ВФВЕ ІЯД НАН України (зверху) та в приміщенні для розміщення електроніки та серверної ферми експерименту LHCb (знизу).

Кожен канал блоків зчитувальної електроніки системи RMS-R3 було ретельно протестовано в лабораторіях ІЯД НАН України та ЦЕРНу, як показано на рисунку В.3. Готовий комплект зчитувальної електроніки системи RMS-R3 було

виконано у стандарті NIM (див. рисунок В.4), як це було передбачено технічним завданням проєкту [135], та підготовлено до введення в дію в центрі набору даних ЛНСб до старту серії тестування пілотних пучків ВАК восени 2021 року.



Рис. В.4: Готовий комплект автономної електроніки системи RMS-R3, що виготовлений у форм-факторі під NIM стандарт та встановлений в приміщенні для розміщення електроніки та серверної ферми експерименту ЛНСб.

Функціональність (справність) та прецизійності роботи усіх зчитувальних каналів системи RMS-R3 продемонстровано на рисунку В.5. Дослідження розподілів базового відгуку протягом 2022-2023 рр. засвідчили відсутність погіршення у відтворенні відгуку (шуми становили $< 1\%$).

В.2 Калібрування відгуку металевих сенсорів від потоку часток

З метою встановлення взаємозалежності між інструментальною величиною відгуку системи RMS-R3 та прямо вимірюваною фізичною величиною — потоком заряджених частинок — в експериментальній лабораторії ЦЕРНу було виконано тестування відгуку сенсорних модулів за допомогою калібрувального бета-джерела ^{90}Sr , що імітувало мінімально іонізуючі частинки. Поряд із вищезазначеною

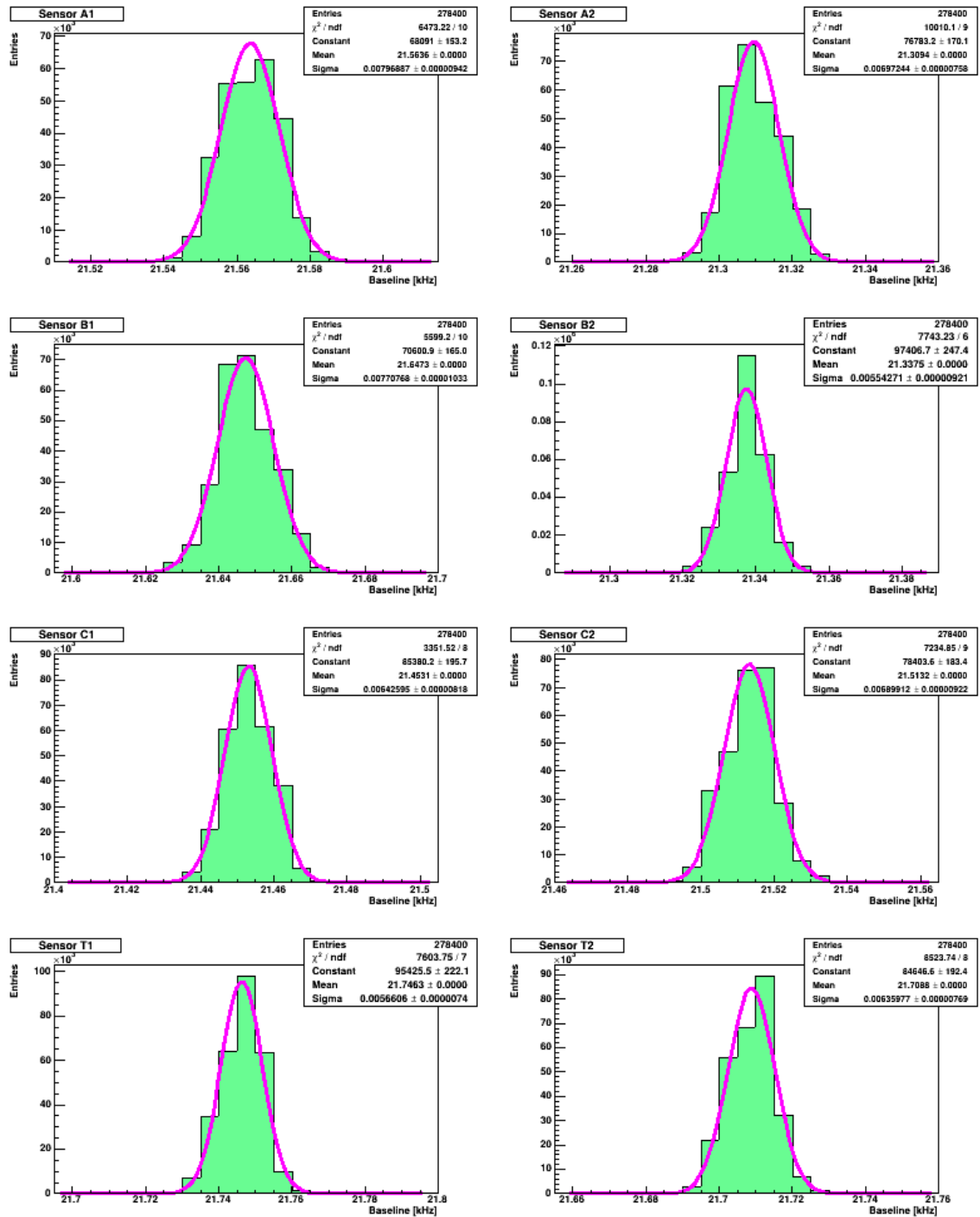


Рис. В.5: Розподіли базового відгуку (гістограми зафарбовані у зелене) для усіх каналів системи моніторингу RMS-R3 в структурі контролю експерименту LHCb та попередня апроксимація гаусіанами цих розподілів (рожеві криві).

головною ціллю також необхідно було дослідити характеристики відгуку системи RMS-R3 та в цілому перевірити стабільність роботи її зчитувального тракту. Відповідно до вимог радіаційної безпеки ЦЕРНу щодо поводження із герметично запованими (закритими) радіоактивними джерелами було розроблено спеціальну інструкцію із техніки безпеки EDMS №2340832, що регламентувала хід виконання експерименту та порядок дотримання заходів безпеки.

На рис. В.6, рис. В.7, рис. В.8 показано схему постановки калібрування відгуку системи RMS-R3. Вона включає сенсорні модулі, що підключені до блоків автономної зчитувальної електроніки системи RMS-R3 (для деталей див. розділ 4), портативного комп'ютера зі спеціально розробленим програмним забезпеченням (скриптами), що дозволяє виконувати накопичення та візуалізацію вимірюваних даних RMS-R3 в режимі реального часу, а також лабораторне джерело живлення та джерело бета-випромінювання у захисному контейнері (див. фото зблизька на рис. В.9)

Радіаційний захист персоналу було забезпечено строгим дотриманням порядку та безпекових умов виконання експерименту із потужним радіоактивним джерелом. Звернемо увагу на окремі суттєві положення з інструкції техніки безпеки.

Під час встановлення, транспортування та використання джерела для проведення тестування має бути щонайменше два оператори. Щоб запобігти випадковому опроміненню ніг оператора (або інших частин тіла), доступ під столом (робоче місце оператора бета-джерела) буде закритий. Доступ до лабораторної кімнати буде обмежений, тобто наданий лише для осіб, які проводять тестування, а біля дверей буде розміщено попереджувальну табличку. Для проведення випробування системи RMS-R3 за допомогою джерела оператор буде носити кільцевий дозиметр TLD та оперативний дозиметр на додаток до свого індивідуального дозиметра.

Було проведено серію послідовних вимірювань відгуку кожного металевого сенсора модульної пари для двох детекторних модулів від потоку електронів джерела $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$, як зображено на рис. В.8. Кожний вимір тривав близько 15 хв. На рис. В.10 представлено розподіли відгуку детекторів RMS-R3 для однієї такої се-

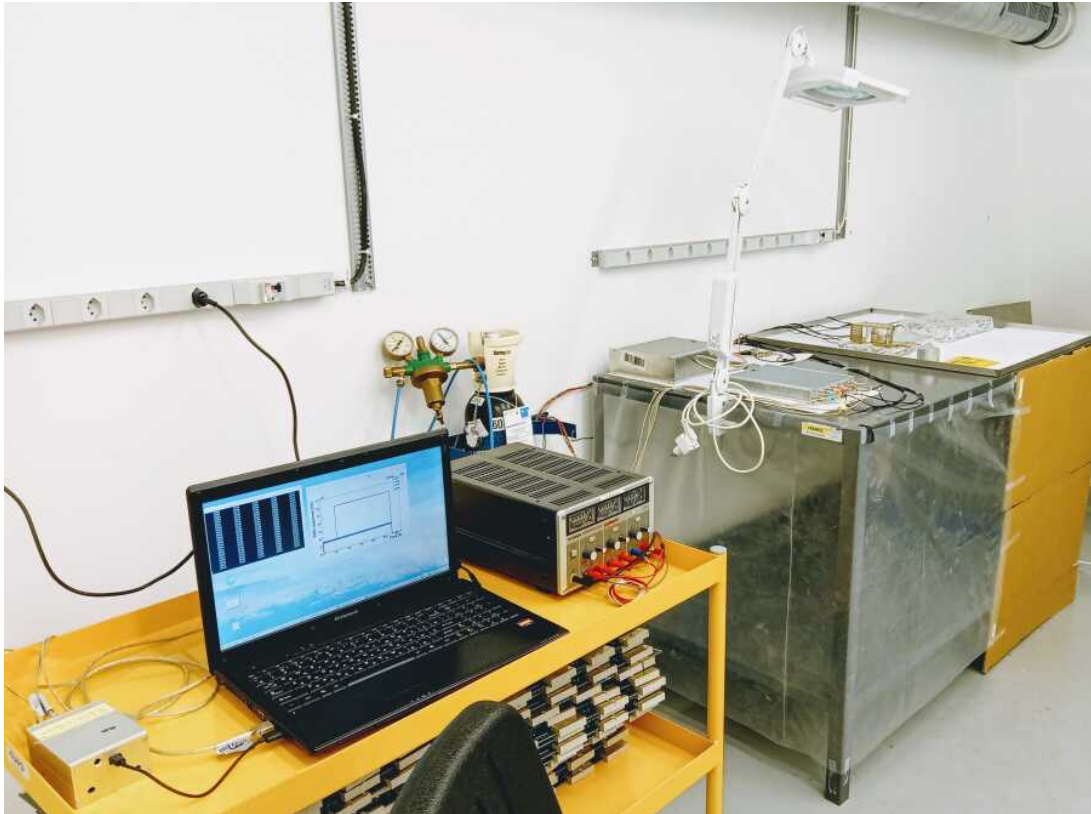


Рис. В.6: Загальний план схеми тестування відгуку системи RMS-R3 із використанням бета-джерела в лабораторії експерименту ЛНСь (ЦЕРН). Стіл праворуч — робоче місце оператора радіоактивного джерела, а стіл ліворуч — робоче місце оператора набору даних.



Рис. В.7: Схема розміщення калібрувального джерела, двох сенсорних модулів та блока зарядових інтеграторів системи RMS-R3, а також допоміжної коробки для розподілення напруги живлення під час тестування відгуку металевого сенсора одного із сенсорних модулів (розміщеного зліва на столі).

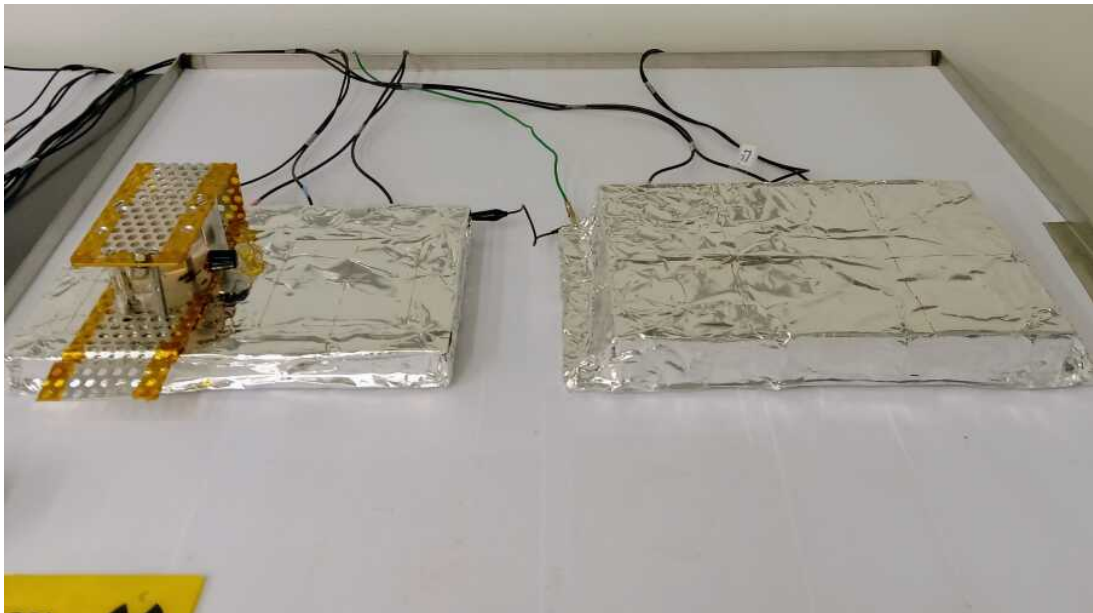


Рис. В.8: Близький план розміщення бета-джерела у своєму захисному контейнері, що додатково поміщений у металевий тримач для роботи оператора, на поверхні корпусу сенсорного модуля, вкритого алюмінієвою фольгою.



Рис. В.9: Захисний плексигласовий контейнер із коліматором, що можна відкривати/закривати за допомогою поворотної ручки, для бета-джерела (праворуч) та алюмінієвий імітатор контейнера (ліворуч), що призначений для виготовлення металевого тримача для роботи оператора.

рії дослідження. Експериментальний розподіл відгуку дуже добре апроксимовано функцією нормального розподілу: при середній величині відгуку порядку 25 кГц стандартне відхилення величини відгуку порядку 10 Гц. Тому отриманий результат демонструє гарантовану високу стабільність відтворення відгуку системою RMS-R3 із точністю порядку 1% (навіть дещо кращою).

У розділі 4 обґрунтовано необхідність експериментального визначення конверсійного параметра $k_{\text{конв.}}$ для системи RMS-R3. Нижче розглянемо метод обчислення конверсійного параметра та основні результати цього вимірювання.

Вважаючи, що параметр $k_{\text{конв.}}$ є фактором лінійної залежності між потоком електронів, що провзаємодіяли із металевим сенсором RMS-R3, та відгуком RMS-R3, як:

$$\phi_{e^-} [\text{МІЧ}/(S_{\text{сенсора}} \cdot \text{с})] = k_{\text{конв.}} [\text{МІЧ}/S_{\text{сенсора}}] R_{\text{калібр.}} [\text{імп.}/\text{с}=\text{Гц}],$$

завдання полягає в тому, щоб спочатку правильно оцінити величину потоку електронів, що випромінює бета-джерело, та величину відгуку на цей потік, а потім

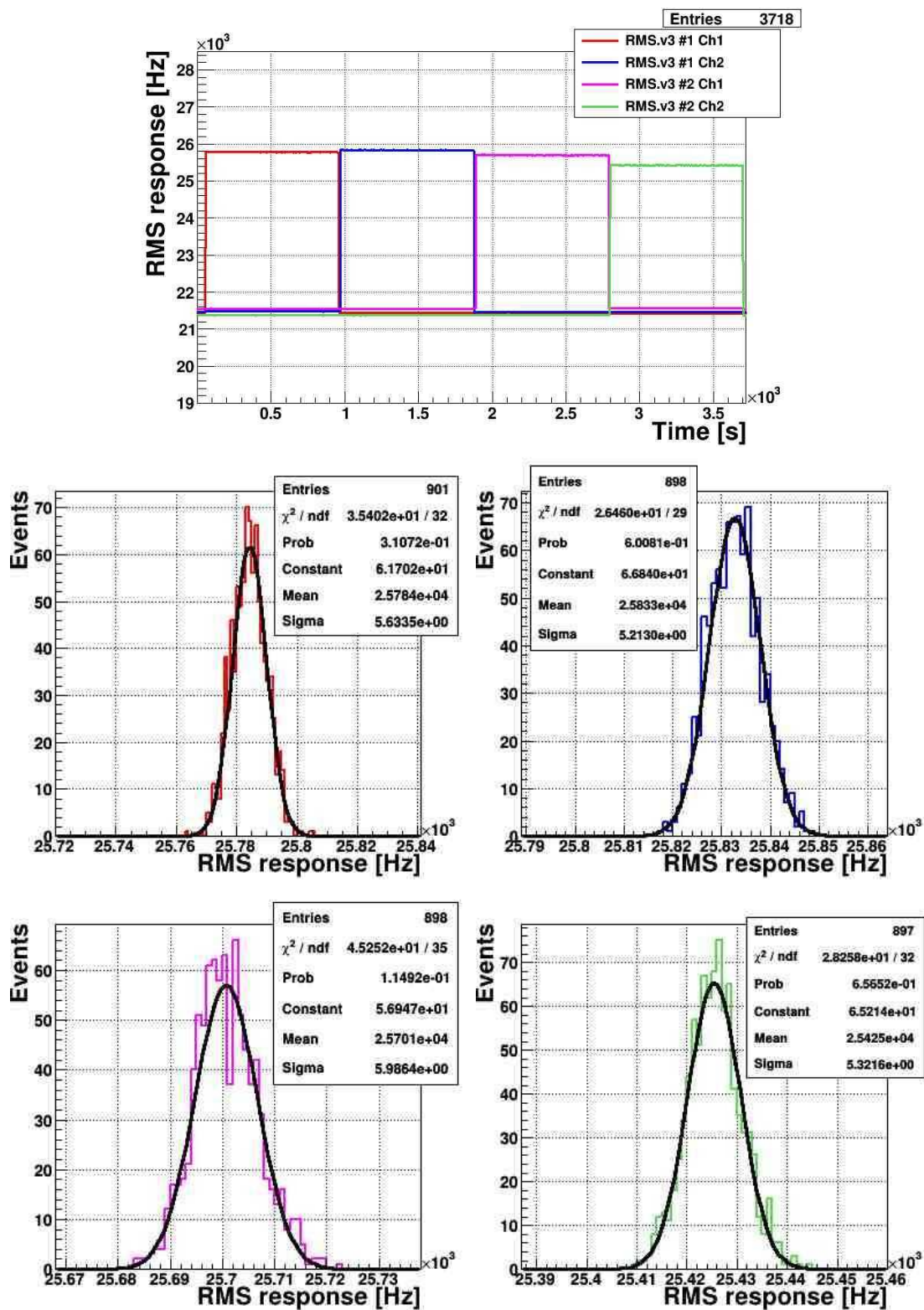


Рис. В.10: Референс-калібрування відгуку детекторів системи RMS-R3 методом бета-джерела $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$: часові залежності відгуку кожного з чотирьох протестованих металевих сенсорів, що характеризуються високою стабільністю та роздільною здатністю (верхня гістограма); нормальні розподіли відгуку сенсорів, що мають ширину (ПШПВ) менше 1% (гістограми посередині та знизу).

обчислити сам параметр.

Активність бета-джерела $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$, яку було виміряно напередодні тестування, становить $A = 29,85$ МБк. Звідси, оцінимо ефективний потік електронів, що потрапляє в тілесний (сферичний) кут, стягнутий поверхнею металевго сенсора, та що проходить через металевий сенсор, знаючи актуальну активність джерела A та врахувавши геометрію вимірювання (геометричний фактор g) та зменшення потоку електронів за рахунок енергетичних втрат у матеріалі детектора (енергетичний фактор s), як:

$$\Phi_{\text{ефект.}, e^-} = g \cdot s \cdot A.$$

Геометричний фактор було обчислено за формулою:

$$g = \frac{\Omega_{\text{колім.}}}{\Omega_{4\pi}},$$

де $\Omega_{\text{колім.}}$ — тілесний кут коліматора, а $\Omega_{4\pi} = 4\pi$ — повний тілесний кут.

$$\Omega_{\text{колім.}} = 2\pi \left(1 - \cos \frac{\alpha_{\text{колім.}}}{2}\right),$$

де $\alpha_{\text{колім.}}$ — це плоский кут коліматора. У нашому випадку $\alpha_{\text{колім.}} = \frac{\pi}{2}$.

Вважаючи, що джерело точкове (діаметр активної кульки 1 мм), отримано таке значення геометричного фактора $g = 0,14645 \pm 0,0188$, де відносна систематична похибка визначення фактора становить $\varepsilon_g = 0,1285$.

Оцінка енергетичного фактора s полягає у визначенні частки електронів зі спектру випромінювання джерела $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$, які можна вважати мінімально іонізуючими частинками для сенсорних модулів RMS-R3. За допомогою калькулятора ESTAR⁴² було виконано розрахунок енергетичного порогу для мінімально іонізуючих частинок на основі середніх питомих енергетичних втрат електронів в прошарках міді, алюмінію та сухого повітря (конструктивних матеріалах сенсорних

⁴²<https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>

модулів). Отримано, що цей енергетичний поріг для e^- $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$, щоб “прошити” сенсор, становить приблизно 300 кеВ.

Енергетичний спектр бета-джерела $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ має характерний вигляд (див. рис.). Його можна представити, як:

$$N(E) = \sum_i^k \frac{\Delta N_i}{N \Delta E_i}$$

для дискретного спектра. Або як:

$$N(E) = \frac{1}{N} \int_0^E \frac{dN}{dE} dE$$

для неперервного спектра. Справедливо, що виконується умова нормування:

$$\frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dN}{dE} dE = 1.$$

Крім того, спектри ^{90}Sr та ^{90}Y можна сумувати, бо виконується співвідношення вікової (секулярної) рівноваги між материнським ядром ^{90}Sr та дочірнім ядром ^{90}Y :

$$\lambda_{^{90}\text{Sr}} \ll \lambda_{^{90}\text{Y}},$$

або

$$T_{\frac{1}{2}, ^{90}\text{Sr}}(28,9 \text{ р.}) \gg T_{\frac{1}{2}, ^{90}\text{Y}}(64,053 \text{ год}).$$

При цьому час, що пройшов від моменту виготовлення джерела до моменту вимірювання, є на значно більший, ніж період напіврозпаду дочірнього ядра, тобто:

$$t_{\text{вимір.}} \geq 10 \text{ р.} \gg 10 \cdot T_{\frac{1}{2}, ^{90}\text{Y}}.$$

Із числових даних експериментального спектра ^{90}Sr та ^{90}Y [180] маємо, що сумарна частка спектрів ^{90}Sr та ^{90}Y для енергії $0 < E_{e^-} < 300$ кеВ становить 0,9486. Звідси,

$$s = \frac{2 - 0,9486}{2} = 0,5307.$$

А це означає, що 47% нормованої площі бета-спектра $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ припадає на ту частину спектра, що лежить нижче енергетичного порогу 300 кеВ, що відповідає умові мінімально іонізуючих частинок для сенсорних модулів RMS-R3.

Отже, ефективний потік електронів становить $\phi_{\text{ефект.}, e^-} \approx 2,3 \times 10^6$ част./($S_{\text{сенсора}} \cdot \text{с}$), а середнє значення конверсійного параметра $\bar{k}_{\text{конв.}}$ становить 550 част./ $S_{\text{сенсора}}$, а загальна похибка — 32,6%, в тому числі систематична похибка активності бета-джерела — 30%.

Враховуючи, що зарядово-частотний перетворювач (зарядовий інтегратор RMS-R3) характеризуються робочим співвідношенням 10 фА \rightarrow 1 Гц, можна оцінити інший інструментальний параметр RMS-R3, що визначає величину потоку частинок, що генерує мінімально вимірюваний струм за допомогою RMS-R3, як:

$$\phi_{e^-} [\text{МІЧ}/(S_{\text{сенсора}} \cdot \text{с})] = k_{\text{конв., заряд.}} [\text{МІЧ}/(S_{\text{сенсора}} \text{ фКЛ})] I_{\text{калібр.}} [\text{фКЛ}/\text{с}].$$

Маємо, що $k_{\text{конв., заряд.}} = 55$ част./($S_{\text{сенсора}} \text{ фКЛ}$).

РОЗДІЛ Г. Додаток

Г.1 Короткий словник характерних кінематичних змінних в УПЗ та ГНР

Фотонно-опосередковані реакції в ультрапериферичних зіткненнях ядер та лептонно-нуклонне розсіяння мають деякі подібні риси у своєму схематичному представленні та в формалізованому вираженні через одні й ті самі кінематичні величини. Для порівняння на рисунку Г.1 наведено типові діаграми для когерентного/некогерентного розсіяння квазіфотона на ядрі в УПЗ та для глибоко непружного розсіяння лептона на нуклоні.

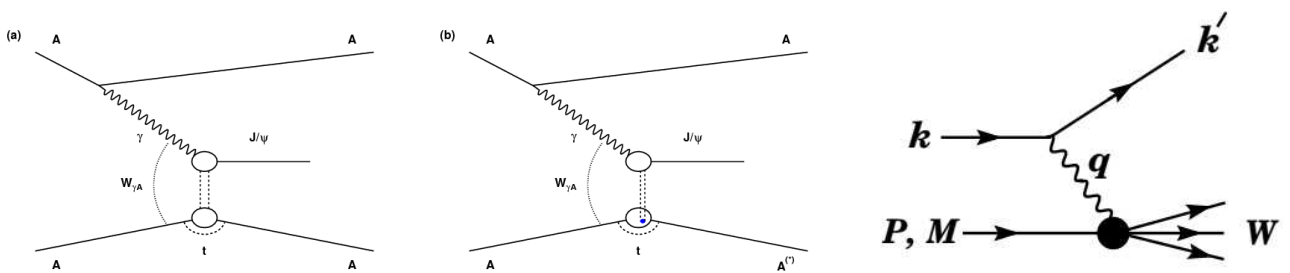


Рис. Г.1: Механізми утворення векторного J/ψ мезона в ультрапериферичних зіткненнях (ліворуч — когерентний, по центру — некогерентний) [14] та типова діаграма глибоко непружного розсіяння (праворуч) [1].

Залежно від постановки фізичної задачі, процес можна (і зручно) розглядати в різних системах відліку: у системі колайдера, де протон з енергією E_p та електрон з енергією E_e зіштовхуються лоб у лоб; у системі спокою адронної системи X , тобто у центрі мас γ^*p зіткнення; у системі спокою протона.

Основні кінематичні величини для опису процесів в УПЗ ядер [10]:

$$k_{\text{макс.}} \approx \frac{\gamma_L \hbar c}{R_A},$$

є граничною енергією фотона в системі центра мас двох нуклонів NN (визначається для лабораторної системи), де константа приведення $\hbar c = 197,327 \text{ MeV фм}$

[1], γ_L — Лоренц-фактор для ядра, R_A — радіус ядра;

$$E_{\text{макс.}} = \frac{(2\gamma_L^2 - 1)\hbar c}{R_A},$$

є максимальною можливою енергією фотона в системі спокою ядра-мішені, збільшена за рахунок лоренцівського прискорення; ця величина є важливою в дослідженнях космічних променів;

$$W_{\gamma N} = \sqrt{s_{\gamma N}} = (2k_{\text{макс.}} \sqrt{s_{NN}})^{1/2} = \sqrt{2E_{\text{макс.}} m_p},$$

це енергія центра мас системи γA на нуклон;

$$\sqrt{s_{NN}^{\text{макс.}}} = \frac{2\hbar c \gamma_L}{R_A},$$

це максимальна енергія $\gamma\gamma$ взаємодій в ультрапериферичних AA зіткненнях;

$$\gamma_L = \frac{E_{\text{кін.}}}{Mc^2} + 1,$$

це Лоренц-фактор для ядра, де $E_{\text{кін.}}$ — це кінетична енергія прискореного ядра, а Mc^2 — це маса ядра із врахування дефекту мас;

$$M(Z, A)c^2 = (Zm_p + (A - Z)m_n)c^2 - B(Z, A) = (Zm_p + (A - Z)m_n)c^2 + \Delta(Z, A),$$

є масою ядра із врахування дефекту мас, де $B(Z, A)$ — це енергія зв'язку ядра, а $\Delta(Z, A)$ — дефект мас для ядра (Z, A) або A_ZX ;

$$R_A = r_0 A^{1/3},$$

це радіус ядра A_ZX (ядерної речовини) у краплинковій моделі, де параметр $r_0 = 1,2$ фм.

Основні інваріантні величини для опису процесу ГНР [1, 3, 68]:

$$\nu = \frac{q \cdot P}{M} = E - E',$$

що визначає втрату енергії лептоном у системі спокою нуклона;

$$Q^2 = -q^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2,$$

що визначає квадрат переданого імпульсу лептону; натомість $q^2 < 0$ визначає квадрат передачі 4-імпульсу до нуклона, дорівнює масі у квадраті (віртуальності) обмінного бозона, причому великі значення Q^2 надають процесу жорсткого рівня взаємодії, що дозволяє розділити кварки та глюони в протоні;

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu},$$

змінна Бйоркена, що у партонній моделі нуклона визначає частку імпульсу нуклона, яку переносить кварк, що провзаємодіяв із обмінним бозоном; може набувати значення в межах $0 < x < 1$;

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} = \frac{\nu}{E},$$

що визначає частку втрати енергії лептона в системі спокою нуклона, $0 < y < 1$; цю величину часто пов'язують із непружністю взаємодії, а її розподіл визначає спінову структуру взаємодії;

$$W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2,$$

що визначає масу в квадраті системи X , що відбивається від розсіяного лептона;

$$s = (k + P)^2 = \frac{Q^2}{xy} + M^2 + m_l^2,$$

що визначає енергію центра мас у квадраті лептонно-нуклонної системи (енергія lp зіткнення у квадраті);

$$Q^2 = xys.$$

ПОДЯКА

Автор дисертації щиро вдячний когорті справжніх науковців з Інституту ядерних досліджень НАН України та з Європейської організації ядерних досліджень в колаборації LHCb, з якими йому поталанило співпрацювати в період виконання свого наукового дослідження впродовж 2017-2023 рр., та чие невичерпне захоплення науковими пошуками справді мотивувало, а величезний професійний досвід спрямовував до успіху на шляху вирішення комплексних завдань науково-експериментального та організаційного характеру. Висловлюю уклінну подяку:

Валерію Михайловичу Пугачу (Valery Pugatch) — за багаторічне ефективне наукове керівництво за час мого навчання від студента-бакалавра до аспіранта, за умілу постановку та організацію цікавих досліджень, за цінні поради та коментарі щодо рукопису дисертації;

Бурхарду Шмідту (Burkhard Schmidt) — за плідні наукові консультації під час стажування в ЦЕРНі та виконання дослідження з генерації чармонію в ультрапериферичних зіткненнях ядер в експерименті LHCb;

Даніелю Джонсону (Daniel Johnson) — за компетентний підхід до наукового наставництва при виконанні фізичного аналізу ультрапериферичних зіткнень важких ядер з утворенням чармонію в експерименті LHCb;

Федеріко Алессіо (Federico Alessio) — за прекрасну координацію спільних зусиль на усіх етапах розробки та за особистий внесок у впровадження системи моніторингу RMS-R3 в систему контролю експерименту LHCb;

Гайнріху Шиндлеру (Heinrich Schindler) — за всебічну допомогу в організації та виконанні монтажу, підключення та тестування системи моніторингу RMS-R3 та за технічну підтримку системи;

Володимирі Володимировичу Давидовському та Владиславу Валерійовичу Кобичеву — за важливі зауваження та рекомендації щодо тексту та стилю оформлення дисертації.

Моя щира вдячність колегам із відділу фізики високих енергій ІЯД НАН України:

Володимирі Олексійовичу Киві, Олександрі Охріменку, Сергію Чернишенку, Олексію Ковальчуку, Віктору Міліції, Дмитрові Сторожику — за співпрацю та їхній внесок у створення системи моніторингу RMS-R3.

Я завдячую моїм дорогим батькам — **Надії Овер'янівні та Миколі Миколайовичу Добішукам** — вихованням старанності та доброти, захопленням книгами та спортом, нахилом до фізико-математичних наук. Моя їм доземна пошана та безмежна любов.