

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Київський національний університет імені Тараса Шевченка
Фізичний факультет
Кафедра ядерної фізики

На правах рукопису

**ОЦІНКА ТЕМПЕРАТУРИ ЯДЕРНОЇ РЕЧОВИНИ
ІЗ ПОПЕРЕЧНИХ ПЕРЕРІЗІВ ГЕНЕРАЦІЇ v^0 ЧАСТИНОК
В p-p ТА p-Pb ЗІТКНЕННЯХ ПРИ ЕНЕРГІЇ $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV
В ЕКСПЕРИМЕНТІ LHCb**

Галузь знань: 10 Природничі науки
Спеціальність: 104 Фізика та астрономія
Освітня програма: Фізика
Спеціалізація: Фізика високих енергій

Кваліфікаційна робота бакалавра
студента 4 курсу
Кшиванського Олександра Олександровича

Науковий керівник:
член-кор. НАН України,
д-р фіз.-мат. наук, проф.
Пугач Валерій Михайлович

Робота заслухана на засіданні кафедри ядерної фізики та рекомендована до захисту на ЕК,
протокол № 18 від 12 червня 2020р.

Завідувач кафедр



проф. І.М. Каденко

Київ – 2020

ВИТЯГ

з протоколу № _____

засідання Екзаменаційної комісії

Визнати, що студент Кшиванський Олександр Олександрович виконав та захистив кваліфікаційну роботу бакалавра з оцінкою _____.

Голова ЕК _____

« ____ » _____ 2020 р.

Анотація

Кшиванський О.О. Оцінка температури ядерної речовини із поперечних перерізів генерації V^0 частинок в р-р та р-Pb зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{nn}}=5.02\text{TeV}$ в експерименті LHCb. – Рукопис.

Кваліфікаційна робота бакалавра за напрямом підготовки 6.040203 Фізика, спеціалізація «Фізика високих енергій». — Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет, кафедра ядерної фізики. — Київ - 2020.

Науковий керівник: член-кор. НАН України, доктор фіз.-мат. наук, професор Пугач В.М., зав. відділу фізики високих енергій Інституту ядерних досліджень НАН України.

Використовуючи дані з народження V^0 частинок в (р-р) та (р-Pb) зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{nn}}= 5.02\text{ TeV}$ в експерименті LHCb а також (р-р) зіткненнях при $\sqrt{s_{nn}}= 0.9\text{ TeV}$ та $\sqrt{s_{nn}}= 7\text{ TeV}$ в експерименті ALICE, визначено температуру ядерної речовини. Досліджено залежність температури ядерної речовини від типу зіткнень (р-р чи р-Pb) та від енергії в системі центра мас ($\sqrt{s_{nn}}$) пари взаємодіючих нуклонів. За одержаними результатами та їх порівнянням з існуючими оцінками, відібрано моделі, що найкраще описують експериментальні дані.

Ключові слова: експеримент LHCb, р-р та р-Pb зіткнення, генерація дивних адронів, температура ядерної речовини, кварк-глюонна плазма.

Abstract

Oleksandr Kshyvanskyi. Estimation of the temperature of the nuclear matter from the V^0 cross sections in p-p and p-Pb collisions in LHCb experiment at $\sqrt{s_{nn}}=5.02$ TeV. — Manuscript.

Bachelor qualification work in the direction 6.040203 Physics, specialization «High energy physics». — Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Physics, Department of Nuclear Physics. — Kyiv - 2020.

Research supervisor: Corresponding Member of NAS of Ukraine, Dr. of Physics and Mathematics, Professor Valery Pugatch, Head of High Energy Physics Department at the Institute for Nuclear Research of NAS of Ukraine.

Using V^0 production data in p-p and p-Pb collisions at $\sqrt{s_{nn}} = 5.02$ TeV in LHCb experiment and in p-p collisions at $\sqrt{s_{nn}}= 0.9$ TeV and $\sqrt{s_{nn}}= 7$ TeV in ALICE experiment, the temperature of the nuclear matter was determined. Its dependence on the energy of collisions ($\sqrt{s_{nn}}$) and the type of collision (p-p or p-Pb) was investigated. The results were compared to existing estimates and the models that best describe the experimental data were selected.

Key words: LHCb experiment, p-p and p-Pb collisions, strange hadrons production, temperature of the nuclear matter, quark-gluon plasma.

Зміст	
ВСТУП	6
1. ПОШУК НОВОЇ ФІЗИКИ	8
1.1. Історія та розвиток фізики високих енергій.	8
1.2. Фазова діаграма QCD, оцінки температури кварк-глюонної плазми. . .	9
2. ЕКСПЕРИМЕНТ ЛНСЬ	10
2.1. Фізичні цілі експерименту	10
2.2. Фізико-технічне обґрунтування складу та технічних характеристик елементів експериментальної методики ЛНСь	10
3. АНАЛІЗ ВИМІРЯНИХ ДАНИХ	12
3.1. Процедура відбору фізичних подій та вимірювання диференціальних поперечних перерізів генерації K_S^0 , Λ та $\bar{\Lambda}$	12
3.2. Огляд теоретичних моделей оцінки температури ядерного середовища за спектрами поперечних імпульсів.	13
3.3. Оцінка температури ядерної речовини	15
3.3.1. Апроксимація даних ЛНСь.	17
3.3.2. Апроксимація даних ALICE	19
3.3.3. Залежність температури від енергії зіткнень, $T(\sqrt{s_{NN}})$	22
РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ	24
ПОДЯКА	25
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ	26
ДОДАТКИ	28

ВСТУП

Актуальність теми. Для ідентифікації ознак кварк-глюонної плазми проводять дослідження, що порівнюють перерізи утворення кварконію, виміряні у протон-протонних, протон-ядерних та ядро-ядерних зіткненнях. Хоча найбільша ймовірність утворення кварк-глюонної плазми очікується у ядро-ядерних зіткненнях, передбачається, що реакції протон-ядерних зіткнень відбуваються в холодній ядерній речовині з чітко визначеною густиною, таким чином дозволяючи нам дослідити властивості та ефекти холодної ядерної речовини [1].

Зокрема, результати дослідження утворення дивних частинок при зіткненні протонів і важких ядер на колайдерах RHIC (BNL), SPS та LHC (CERN) були інтерпретовані як ознаки утворення кварк-глюонового середовища з великою густиною [2].

Колаборацією ALICE було виявлено сильне зменшення поперечних перерізів для генерації K_S^0 , Λ та $\bar{\Lambda}$ [3], при високих значеннях поперечного імпульсу p_T у центральних свинець-свинцевих зіткненнях (Pb-Pb) відносно протон-протонних зіткнень. Значне придушення поперечних перерізів цих адронів при високих p_T також спостерігалось при різних типах зіткнень – від центральних і до периферичних.

У цій роботі були використані диференційні поперечні перерізи генерації V^0 частинок, що були виміряні в протон-протонних (p-p) та протон-свинцевих зіткненнях (p-Pb) за допомогою форвардного спектрометра LHCb при енергії в системі центра мас пари нуклонів $\sqrt{s_{nn}} = 5.02$ TeV.

Мета і завдання дослідження. Метою даної роботи є визначення температури ядерної речовини, використовуючи розподіли по поперечному імпульсу для K_S^0 , Λ та $\bar{\Lambda}$ частинок, утворених у p-p та p-Pb зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{nn}}=5.02$ TeV у експерименті LHCb, а також дослідження температури ядерної речовини при зміні типу зіткнень та енергії зіткнень. Для досягнення зазначеної мети необхідно було виконати ряд завдань:

ознайомитись з публікаціями за темою, набути навички роботи з програмними пакетами аналізу даних LHCb, засвоїти особливості будови LHCb детектора та прийняти участь у роботі відділу фізики високих енергій ІЯД НАНУ у вимірюванні диференціальних поперечних перерізів генерації V^0 частинок у p-p та p-Pb зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{nn}} = 5.02$ TeV у експерименті LHCb.

Джерела дослідження. Для виконання зазначеної мети автором було досліджено відповідні публікації з визначення температури ядерної речовини. Експериментальні дані були отримані відділом фізики високих енергій ІЯД НАНУ з використанням бази даних експерименту LHCb.

Наукова новизна одержаних результатів. Представлено першу оцінку температури ядерної речовини із даних для K_S^0 , Λ та $\bar{\Lambda}$ частинок у p-p та p-Pb зіткненнях при енергії $\sqrt{s_{nn}} = 5.02$ TeV за допомогою детектора LHCb.

Практичне значення одержаних результатів. Отримані результати дають можливість порівняти різні теоретичні моделі визначення температури ядерної речовини з даних по генерації дивних адронів в ядро-ядерних зіткненнях. Відібрано моделі, що найкраще описують експериментальні дані, для подальших досліджень температурних ефектів з детектором LHCb у протон-протонних та протон-ядерних зіткненнях.

Апробація результатів бакалаврської. Результати бакалаврської роботи доповідались автором на наступних наукових зібраннях:

1. French-CERN-Ukrainian School of High Energy & Medical Physics, 2-6 березня 2020 р., м.Дніпро, м.Харків.
2. Наукові семінари відділу фізики високих енергій ІЯД НАН України 02, 16 та 30 квітня 2020 р.

1. ПОШУК НОВОЇ ФІЗИКИ

Фізика високих енергій - це розділ фізики, що досліджує природу частинок матерії та їх взаємодії в теоретичних передбаченнях та інтерпретації експериментальних даних. Головними експериментальними інструментами фізики високих енергій є прискорювачі та детектори частинок, які дозволяють досліджувати процеси, що відбуваються у дуже малому об'ємі простору ($\sim 10^{-18}$ м) у дуже малий проміжок часу ($\sim 10^{-27}$ с). Наразі основні дослідження в області фізики високих енергій відбувається на базі великих міжнародних наукових установ (Fermilab, CERN, DESY, GSI, тощо).

1.1. Історія та розвиток фізики високих енергій.

Ідея про те, що все у світі складається з деяких елементарних «блоків» матерії існувала принаймні ще з 6-го сторіччя до н.е., але тільки на початку 20-го сторіччя н.е., з появою ідеї про квантування енергії, пояснення фотоефекту та виникнення квантової механіки, стало зрозуміло, що ще далеко не всі загадки Всесвіту були розкриті людством.

Упродовж 50-х та 60-х років, використовуючи високоенергетичні пучки, було відкрито неймовірно багато найрізноманітніших частинок, названих "зоопарком частинок" [4]. Усі частинки, що ми спостерігали на сьогодні, можна майже повністю описати використавши стандартну модель частинок (SM), що базується на квантовій теорії поля і яка була започаткована в середині 1970-х років після експериментального підтвердження існування кварків [5]. Незважаючи на деякі проблеми, SM чудово описує сучасні експериментальні факти, має достатньо просту та зрозумілу класифікацію частинок, пояснює існування у частинок маси, описує сильну, слабку та електромагнітну взаємодію, використовуючи калібрувальні бозони [6].

Сучасна фізика високих енергій, головним чином, досліджує SM та можливість її розширення оскільки все ще залишається ряд фундаментальних питань, на які нам належить відповісти [7,8].

1.2. Фазова діаграма QCD, оцінки температури кварк-глюонної плазми

Уся матерія, що нас оточує, може перебувати у різних станах (або фазах), які можуть за певних умов переходити один в інший за допомогою зміни зовнішніх умов, таких як температура, тиск, склад тощо. Гарним і повсякденним прикладом є вода. Зміна зовнішнього тиску та температури призводять до багатой фазової діаграми [9]. При достатньому нагріванні вода, як і будь-яка інша речовина, переходить у новий стан. Такий перехід відбувається завдяки молекулярним або атомним зіткненням. У строгому термодинамічному розумінні, це неперервний і, отже, не фазовий перехід. З іншого боку плазма виявляє нові колективні явища, такі як скринінг (plasma screening) та "коливання плазми" [10].

Питання про поведінку та властивості ядерної речовини при дуже високій температурі вперше було розглянуто Хагедорном у його роботах в 1965 році [11], а згодом опрацьовано Фраучі [12]. Для аналізу вони використали модель, в якій сильно взаємодіючі частинки (адрони) розглядалися як суміш "резонансів" легших адронів. Наслідком цієї моделі стало отримання "температури Хагедорна" $T_H \sim 180 \text{ MeV}$ – гранична температура, до якої може бути нагріта ядерна речовина. Використовуючи роботи Хагедорна та космологічну модель Фрідмана, Хуан і Вайнберг в 1970 р. висунули гіпотезу про граничну температуру під час Великого вибуху [13]. У 1975 році, було відмічено, що кварк-глюонна підструктура адронів відкриває можливість фазового переходу до нового стану вільної кварк-глюонної речовини, названої "кварк-глюоною плазмою".

Вважається, що середовище з високою температурою та високою густиною формується у результаті високоенергетичних центральних ядро-ядерних зіткнень, в яких утворюється кварк-глюона плазма та інші частинки, хоча залишається відкритим питання про можливість формування кварк-глюонної плазми у високоенергетичних нуклон-нуклонних та нуклон-ядерних зіткненнях.

2. ЕКСПЕРИМЕНТ LHCb

Європейська організація з ядерних досліджень (European Organization for Nuclear Research) або CERN наразі має чотири основних експерименти, що базуються на використанні великого адронного колайдера (Large Hadron Collider) - LHC: ATLAS, CMS, LHCb та ALICE. На даний момент LHC є найпотужнішим прискорювачем частинок у світі.

2.1. Фізичні цілі експерименту LHCb.

LHCb – це експеримент, що спеціалізується на дослідженні відмінностей між матерією та антиматерією, досліджуючи b кварки [14]. Також експеримент має широку спектр фізичних досліджень, який охоплює багато важливих аспектів фізики ароматів (Heavy Flavour Physics), фізики електрослабких процесів та квантової хромодинаміки. Також з 2013 року експеримент долучився до досліджень з фізики релятивістських іонів, оскільки виявилось, що за своїми характеристиками детекторна система майже нічим не поступається детекторним системам експериментів ALICE та CMS.

2.2. Фізико-технічне обґрунтування складу та технічних характеристик елементів експериментальної методики LHCb.

Розглянемо будову детектора LHCb (Рис.2.1.). Детекторна система LHCb має форвардну геометрію [15], що покриває область псевдо-рапідиті $2 < \eta < 5$ та покриває полярний кут від 10 до 250 мрад.

Детектор устатковано високо прецизійною трековою системою, яка складається з кремнієвих мікροстріпових вершинних детекторів, що оточують область взаємодії пучків частинок (VertexLocator - VELO) [16], та широкоапертурних кремнієвих мікροстріпових детекторів, розміщених (TT) в напрямку до точки зіткнення пучків, перед дипольним магнітом, та трьох станцій із кремнієвих мікροстріпових детекторів (Inner Tracker, IT) (також на T2 розташовано систему радіаційного моніторингу - єдину складову детектора

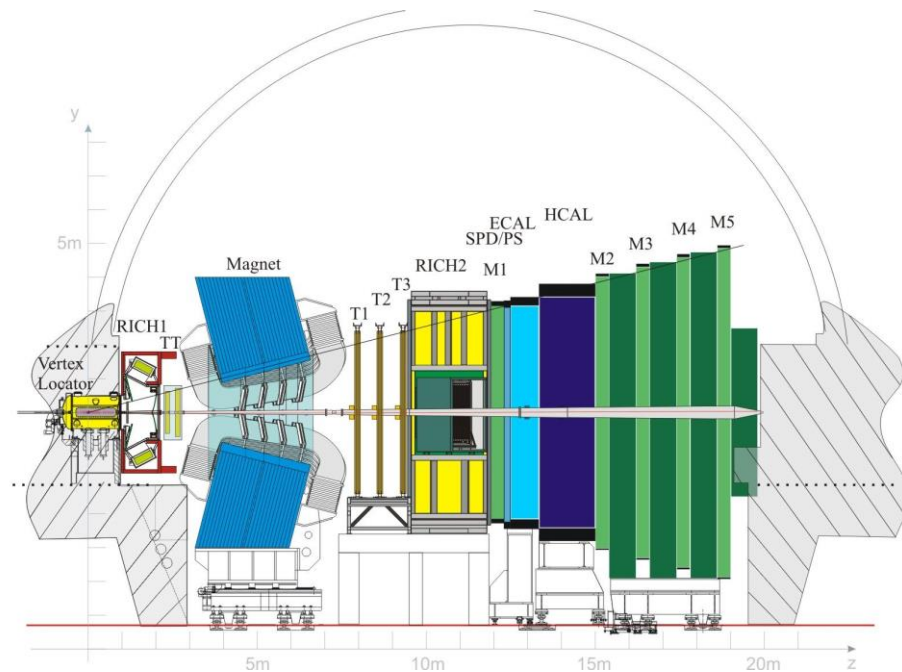


Рис. 2.1 Загальна будова детектора LHCb.

LHCb, спроектовану та виготовлену в Україні) та дрейфових трубок (Outer Tracker, OT), розташованих за магнітом. Трекова система забезпечує прецизійне вимірювання імпульсу заряджених частинок з відносною похибкою від 0,5% для малих імпульсів до 1,0% при значенні імпульсу близько 200 GeV/c. Мінімальна відстань від трека до первинної вершини, тобто прицільний параметр, вимірюється з роздільною здатністю $(15+29/p_T)$ μm , де p_T — поперечний імпульс частинки в GeV/c. Різні типи адронів розрізняють, завдяки двом детекторам черенковського випромінювання (RICH1, RICH2) [17]. Фотони, електрони та адрони ідентифікуються за допомогою системи калориметрів, що складається з електромагнітного та адронного калориметра (ECAL, HCAL). Ідентифікація мюонів здійснюється мюонними камерами, що становлять композитну систему із залізних поглиначів та багатодротинкових пропорційних камер (M1-M5) [18]. Онлайн відбір подій виконується тригером [19], що має два рівня: Level-0 (L0) та High Level Trigger (HLT).

3. АНАЛІЗ ВИМІРЯНИХ ДАНИХ

3.1. Процедура відбору фізичних подій та вимірювання диференційних поперечних перерізів генерації K_S^0 , Λ та $\bar{\Lambda}$.

Із даних від p-p та p-Pb зіткнень V^0 частинки, а саме K_S^0 -мезони, Λ та $\bar{\Lambda}$ гіперони, реконструювалися по їх найвірогіднішим каналам розпаду ($\sim 69\%$ та $\sim 64\%$, відповідно): $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ та $\Lambda \rightarrow p^+\pi^-$, $\bar{\Lambda} \rightarrow p^-\pi^+$.

Відбиралися два довгих (що мають відгук в усіх трекерних підсистемах), добре реконструйованих, протилежно заряджених треки з імпульсом більше 2 ГеВ/с, що формують спільну вершину та формують інваріантну масу материнської частинки в інтервалі $497,6 \pm 100$ МеВ/с² для K_S^0 та 1115.7 ± 70 МеВ/с². Також, щоб відділити первинні адрони від вторинних та значно зменшити комбінаторний фон в порівнянні із сигнальним, в процедурі відбору, задавалося обмеження на дискримінант Фішера ($F_{IP} > 4$):

$$F_{IP} = \log_{10} \left(\frac{IP_{d^+} \cdot IP_{d^-}}{IP_{V^0}} \right),$$

де IP — прицільний параметр, що визначається як найменша відстань (у мм) від траєкторії частинки до реконструйованої первинної вершини (точки взаємодії), а індекси d^\pm та V^0 позначають дочірні (позитивно та негативно заряджені) та материнську частинки, відповідно. За допомогою цієї величини можна відбирати розпади V^0 адронів із малим прицільним параметром для материнської частинки (що народилася у первинній вершині) та великим для дочірніх.

Диференційні поперечні перерізи утворення V^0 частинок в залежності від рапідіті, у, та поперечного імпульсу p_T :

$$\frac{d^2\sigma(p_T, y^*)}{dp_T dy^*} = \frac{1}{\Delta p_T \cdot \Delta y^*} \cdot \frac{N_{V^0 \rightarrow d^+ d^-}(p_T, y^*)}{\epsilon_{tot}(p_T, y^*) \cdot L \cdot B_{V^0 \rightarrow d^+ d^-}},$$

де Δp_T та Δy – ширини бінів по поперечному імпульсу (Гев/с) та рапідіті, відповідно, $N_{V^0 \rightarrow d^+d^-}(p_T, y^*)$ – кількість реконструйованих по відповідних каналах розпаду V^0 кандидатів у відповідному p_T - y^* біні, $\epsilon_{tot}(p_T, y^*)$ – повна ефективність реєстрації у відповідному кінематичному біні, котра рахується із Монте Карло даних, L – інтегральна світимість p-p або p-Pb-вибірки, $B_{V^0 \rightarrow d^+d^-}$ – парціальна ймовірність розпаду V^0 адронів по відповідному каналу.

3.2. Огляд теоретичних моделей оцінки температури ядерного середовища за спектрами поперечних імпульсів.

У фізиці високих енергій дослідження спектрів поперечних імпульсів (p_T) є головною задачею у статистичних підходах. Спектр поперечного імпульсу надає інформацію про кінетичні властивості частинок, що утворюються у високоенергетичних зіткненнях [20].

Було виявлено, що інклюзивні p_T - розподіли демонструють ступеневу поведінку від p_T . Така поведінка не описується традиційними статистичними моделями, заснованими на статистиці Больцмана-Гіббса [21,22]. Тому часто використовується розподіл Парето -Хагедорна - Тсалліса (ПХТ) [23-25]. Його форма збігається з узагальненою q-експоненціальною функцією [26]:

$$e_q(x) = (1 + (1 - q)x)^{\frac{1}{1-q}},$$

Спектри адронів можна описати лоренц-інваріантними розподілами. Вони були успішно використані в широкому діапазоні енергій зіткнення та p_T [27-29]. У даному аналізі використані найпоширеніші модифікації розподілу ПХТ (тут та далі приймається $s = 1$) [20][30-33]:

$$F_{T1} = A p_T \left(1 + \frac{p_T}{T}\right)^{-n},$$

$$F_{T2} = A p_T \left(1 + \left(\frac{p_T}{T}\right)^2\right)^{-n},$$

$$F_{T3} = A p_T \left(1 + n \frac{p_T}{T} \right)^{-\frac{1}{n}},$$

$$F_{T4} = A p_T \left(1 + n \frac{\sqrt{p_T^2 + m_0^2}}{T} \right)^{-\frac{1}{n}},$$

$$F_{T5} = A \left(1 + (q-1) \frac{\sqrt{p_T^2 + m_0^2}}{T} \right)^{-\frac{1}{(q-1)}},$$

$$F_{T6} = A p_T \left(1 + n \frac{\sqrt{p_T^2 + m_0^2 - m_0}}{T} \right)^{-\frac{1}{n}},$$

$$F_{T7} = A p_T \sqrt{p_T^2 + m_0^2} \left(1 + (q-1) \frac{\sqrt{p_T^2 + m_0^2}}{T} \right)^{-\frac{q}{(q-1)}},$$

де A – нормуюча константа, p_T – поперечний імпульс, T – температура ядерної речовини, m_0 – маса частинки; A , T , n та q – змінні параметри.

Окремо можна виділити функцію Леві (та її модифікацію), що також є модифікацією ПХД і використовується при невисоких енергіях в широкому діапазоні p_T : вона включає в себе експоненціальну залежність при низьких p_T та степеневу при високих p_T [34]:

$$F_{L1} = A p_T \frac{(n-1)(n-2)}{nT(nT+m_0(n-2))} \left(1 + \frac{\sqrt{p_T^2 + m_0^2 - m_0}}{nT} \right)^{-n},$$

$$F_{L2} = A p_T \frac{(2-q)}{(T+m_0(q-1))(T+m_0)} \left(1 + (q-1) \frac{\sqrt{p_T^2 + m_0^2 - m_0}}{T+m_0(q-1)} \right)^{-\frac{q}{(q-1)}},$$

де A – нормуюча константа, p_T – поперечний імпульс, T – температура ядерної речовини, m_0 – маса частинки; A , T , n та q – змінні параметри.

Для порівняння з результатами класичної термодинаміки були використані розподіли Максвела-Больцмана, Больцмана-Гіббса та їх найпоширеніші модифікації [20][32-34]:

$$F_{C1} = A p_T^2 \exp\left(-\frac{\sqrt{p_T^2 + m_0^2}}{T}\right),$$

$$F_{C2} = A p_T \exp\left(-\frac{\sqrt{p_T^2 + m_0^2}}{T}\right),$$

$$F_{C3} = A p_T \exp\left(-\frac{\sqrt{p_T^2 + m_0^2} - m_0}{T}\right),$$

$$F_{C4} = A p_T \sqrt{p_T^2 + m_0^2} \exp\left(-\frac{\sqrt{p_T^2 + m_0^2}}{T}\right),$$

$$F_{C5} = A \left(\exp\left(\frac{\sqrt{p_T^2 + m_0^2}}{T}\right) - 1 \right)^{-1},$$

де A – нормуюча константа, p_T – поперечний імпульс, T – температура ядерної речовини, m_0 – маса частинки; A , T – змінні параметри.

3.3. Оцінка температури ядерної речовини для K_S^0 , Λ та $\bar{\Lambda}$.

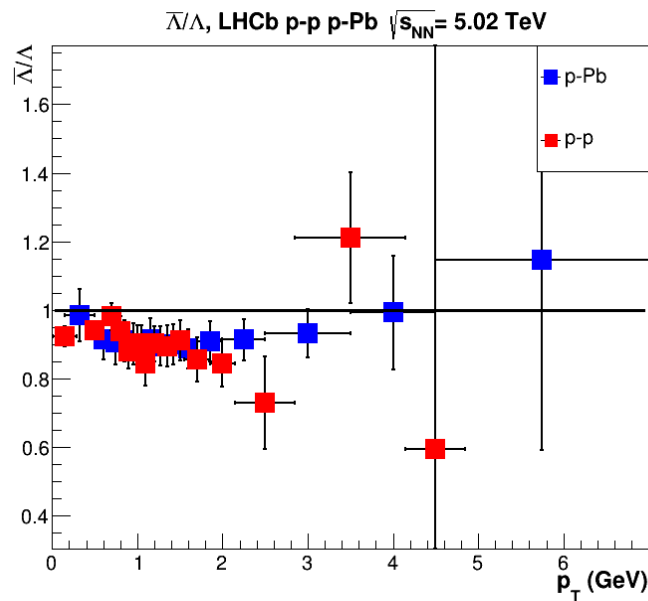
Для оцінки температури ядерної речовини у випадку K_S^0 мезонів та Λ , $\bar{\Lambda}$ гіперонів в експерименті LHCb необхідно відібрати моделі, що найкраще описують дані, тобто мають виконуватись наступні умови: критерій $\chi^2/NDF \approx 1$, температура, яку ми отримуємо, має бути фізично обґрунтованою, тобто має знаходитись у діапазоні (0-180] MeV. Дослідження в рамках квантової хромодинаміки у роботах [30][35] показують, що температура ядерної речовини у випадку частинок, що утворюються у результаті

високоенергетичних зіткнень, має залежати від енергії зіткнення в системі центра мас пари нуклонів та маси цих частинок:

$$T(s_{NN}) = T_0 + T_1 \ln\left(\frac{\sqrt{s_{NN}}}{m_0}\right), \quad (*)$$

де m_0 – маса частинки, $\sqrt{s_{NN}}$ – енергія у системі центра мас нуклон-нуклонної системи; T_0, T_1 – змінні параметри.

Через достатньо високі значення p_T , аналогічні характеристики та приблизно рівну кількість частинок при досліджуваних енергіях (Рис.3.1), результати для Λ та $\bar{\Lambda}$ мають бути близькими.



(Рис. 3.1.) Відношення кількості $\bar{\Lambda}$ до Λ у p-p та p-Pb зіткненнях при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV

Процес відбору моделей, що задовольняють таким умовам, має декілька етапів:

- Апроксимація даних ЛНСб (p-p та p-Pb) для K_S^0 мезонів та $\Lambda, \bar{\Lambda}$ гіперонів зазначеними вище моделями; первинний відбір моделей за критерієм χ^2 та $T \sim (0-180]$ MeV.

- Апроксимація даних ALICE (p-p 0.9, 7 TeV) для K_S^0 та Λ зазначеними вище моделями та порівняння отриманих результатів з існуючими оцінками температури в експерименті ALICE; подальший відбір моделей, що узгоджуються з існуючими оцінками.
- Перевіряється залежність температури ядерної речовини від енергії в системі центра мас пари нуклонів шляхом апроксимації температури, отриманої відібраними моделями, залежністю (*); відбувається остаточний відбір моделей.
- Використовуючи відібрані моделі, апроксимуються дані LHCb (p-p та p-Pb) для K_S^0 , Λ , та $\bar{\Lambda}$.

3.3.1. Апроксимація даних LHCb.

Апроксимацію було виконано двома способами для кожної моделі за допомогою програми ROOT, після чого з двох варіантів для кожного випадку було обрано спосіб, що давав результат з кращим критерієм χ^2 , за умови, що температура ядерної речовини при такому способі має фізичний зміст (тобто знаходиться у діапазоні (0-180] MeV) (у подальшому аналізі на всіх графіках та таблицях приведено результати застосування моделі Максвелла-Больцмана для порівняння класичного підходу з іншими моделями та використовується “температура” у значенні “температура ядерної речовини”).

Для K_S^0 у p-p зіткненнях (Рис. 3.2.) найкраща оцінка за критерієм χ^2 була отримана з використанням F_{T6} з температурою 0.120 ± 0.008 GeV (Додаток 1).

Для K_S^0 у p-Pb зіткненнях найкраща оцінка за критерієм χ^2 була отримана з використанням F_{T3} з температурою 0.183 ± 0.035 GeV .

Аналогічним чином, апроксимуючи спектри поперечних імпульсів Λ та $\bar{\Lambda}$ у p-p та p-Pb зіткненнях при 5.02 TeV всіма моделями, та відібравши найкращі за критерієм χ^2 та температурою маємо наступні результати.

Як і у випадку K_S^0 , найкращу оцінку для цих двох випадків дають різні моделі, але всі ці моделі дають достатньо гарну оцінку в обох випадках. Окрім

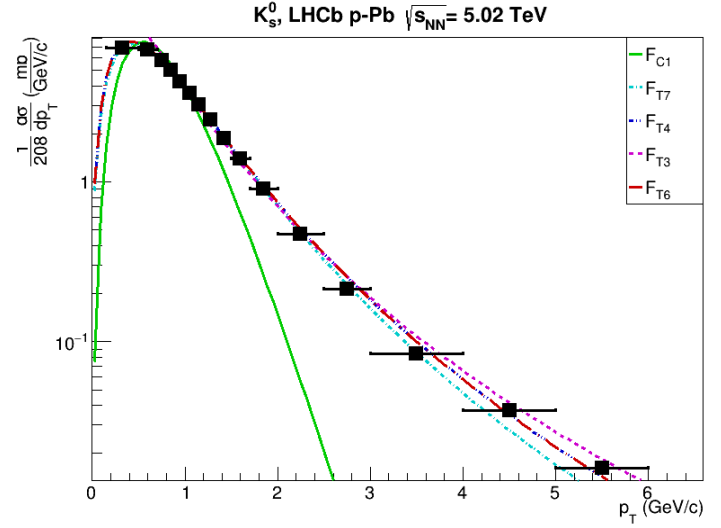
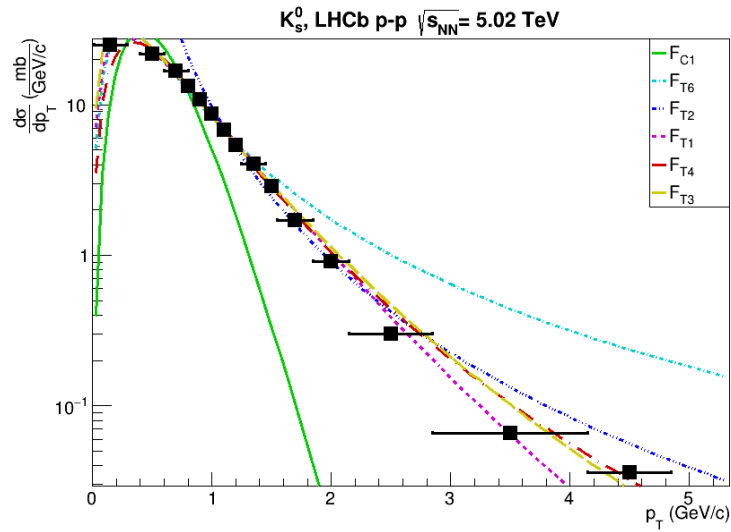


Рис. 3.2. Спектр поперечного імпульсу K_S^0 у р-р (ліворуч) та р-Pb(праворуч), $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТеВ, апроксимований відібраними моделями.

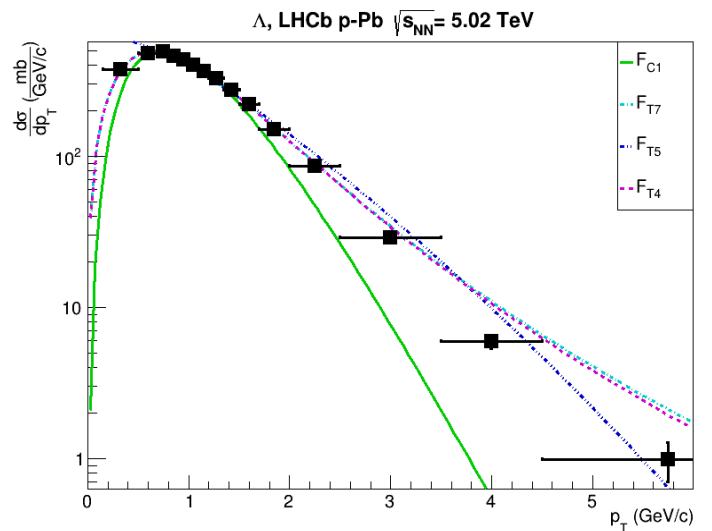
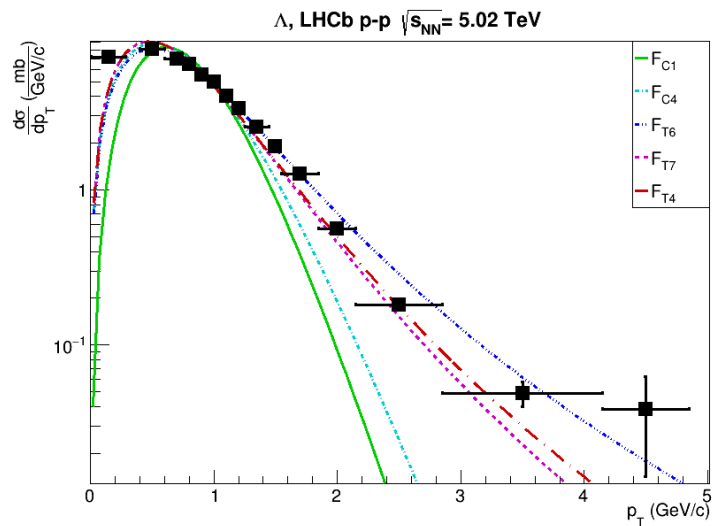


Рис. 3.3. Спектр поперечного імпульсу Λ у р-р (ліворуч) та р-Pb(праворуч), $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТеВ, апроксимований відібраними моделями.

того F_{T7} гарно описує спектр поперечного імпульсу в обох випадках, але через значну різницю в температурах та погане виконання критерію χ^2 для випадку р-Pb зіткнень, є необхідним подальший аналіз моделі.

Для Λ у р-р зіткненнях (Рис. 3.3.) найкраща оцінка була отримана з використанням F_{C4} з температурою 0.182 ± 0.016 ГеВ (Додаток 2).

Для Λ у р-Pb зіткненнях найкраща оцінка була отримана з використанням F_{T5} температурою 0.078 ± 0.046 ГеВ.

Для $\bar{\Lambda}$ у р-р зіткненнях (Рис. 3.4.) найкраща оцінка була отримана з використанням F_{T4} з температурою 0.021 ± 0.004 ГеВ.

Для $\bar{\Lambda}$ у р-Pb зіткненнях (Рис. 3.4.) найкраща оцінка була отримана з використанням F_{T4} з температурою 0.097 ± 0.069 ГеВ.

Порівнюючи результати $\bar{\Lambda}$ та Λ можна помітити, що всі моделі, що дали гарний опис Λ також дали гарний опис $\bar{\Lambda}$. Таким чином, з усіх моделей, що дали гарний опис $\bar{\Lambda}$ найкращими є ті, що також дали гарний опис для Λ , тобто F_{C4} , F_{C2} , F_{T7} , F_{C3} , F_{T5} та F_{T4} .

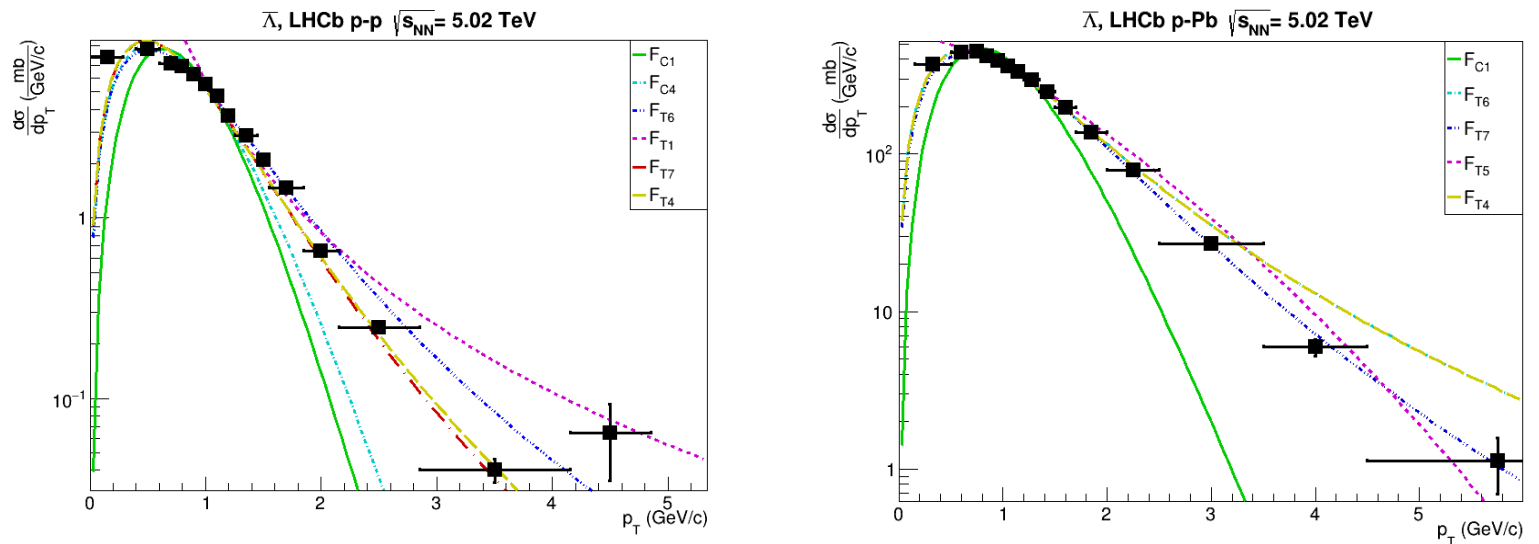


Рис. 3.4. Спектр поперечного імпульсу $\bar{\Lambda}$ у р-р (ліворуч) та р-Pb(праворуч), $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТеВ, апроксимований відібраними моделями.

3.3.2. Апроксимація даних ALICE.

Незважаючи на те, що ми попередньо відібрали моделі з найкращими оцінками, цього ще не достатньо, для точного визначення температури, головним чином, через великий розкид значень температур, що дають відібрані моделі.

Для подальшого покращення результатів необхідно ще зменшити вибірку моделей. Але це не можна зробити лише відібравши моделі з кращим

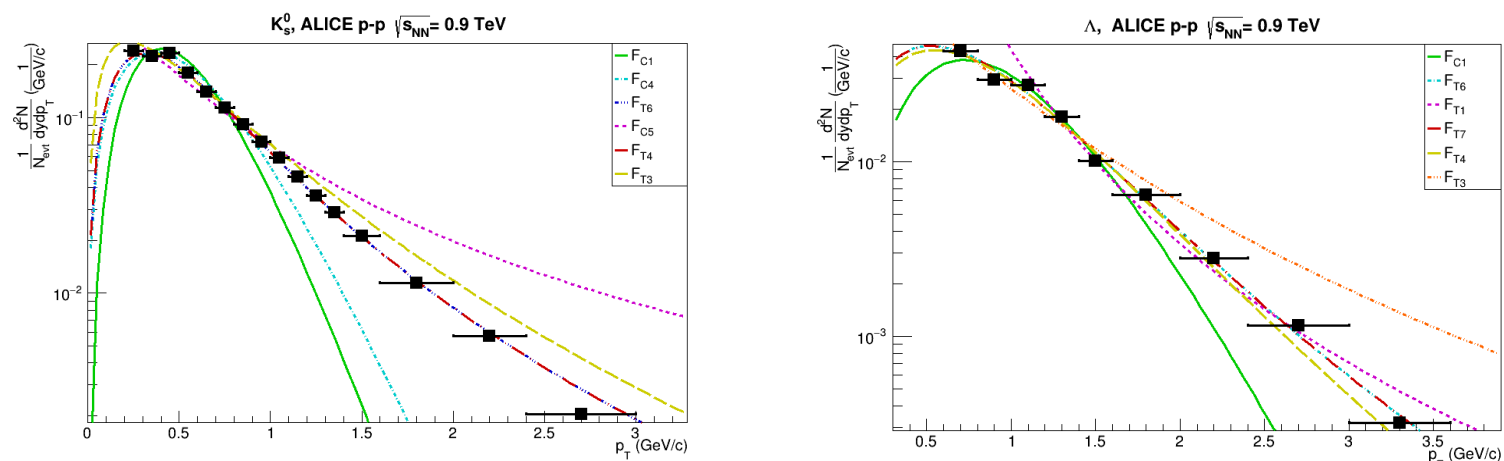


Рис. 3.5. Спектри поперечних імпульсів K_s^0 (ліворуч) та Λ (праворуч) у р-р, $\sqrt{s_{NN}} = 0.9$ TeV, апроксимований відібраними моделями.

відношенням χ^2/NDF , або з меншим ΔT , оскільки більшість відібраних моделей дають гарну оцінку у більшості випадків, при цьому даючи поганий опис лише в одиничних випадках. На даному етапі аналізу ще не знайдено модель, що давала б гарний опис в усіх випадках.

Тому для додаткового відбору було досліджено дані для K_s^0 та Λ отримані у р-р зіткненнях при $\sqrt{s_{NN}} = 0.9, 7$ TeV (Рис.4.5, 4.6) у експерименті ALICE та порівняні з існуючими оцінками цих же даних. Окрім того, оцінивши температуру для 0.9 TeV, 5 TeV та 7 TeV, ми зможемо перевірити залежність температури від енергії в системі центра мас використовуючи (*), що є ще одним важливим критерієм відбору.

Для аналізу спектрів поперечних імпульсів K_s^0 та Λ у р-р зіткненнях при $\sqrt{s_{NN}} = 0.9$ TeV (Рис.3.5.) були використані дані експерименту ALICE [34] та порівняно результати з існуючою оцінкою цих же даних.

У роботі [34] для аналізу спектрів поперечних імпульсів використали F_{C1} та F_{L1} (Таблиця 3.1.). Для перевірки наших результатів ці ж дані були апроксимовані з використанням всіх описаних моделей, але ми звернемо увагу на результати F_{C1} та F_{L1} (Таблиця 3.2.).

Можна помітити, що результати у випадку F_{C1} та F_{L1} у межах похибки співпадають з результатами [34], що говорить про вірність наших методів

Таблиця 3.1

Результати апроксимації спектрів p_T K_S^0 та Λ у pp при 0.9TeV отримані у [31].

Частинка	Модель	T [GeV]	ΔT [GeV]	χ^2/NDF
K_S^0	F _{C1}	0.325	0.004	117.6/14
	F _{L1}	0.168	0.005	10.8/13
Λ	F _{C1}	0.392	0.006	10.2/7
	F _{L1}	0.229	0.015	9.6/6

Таблиця 3.2

Параметри F_{C1} та F_{L1}, отримані після апроксимації K_S^0 та Λ у pp, 0.9TeV.

Частинка	Модель	T [GeV]	ΔT [GeV]	χ^2/NDF
K_S^0	F _{C1}	0.330	0.008	122.3/14
	F _{L1}	0.153	0.018	6.3/13
Λ	F _{C1}	0.387	0.011	12.7/7
	F _{L1}	0.263	0.044	2.9/6

апроксимації. Як зазначається в цьому ж аналізі, ми ще раз переконуємося у неможливості опису спектру поперечних імпульсів високоенергетичних частинок використовуючи F_{C1}, через великий χ^2/NDF та нефізичну температуру.

Як зауважувалось раніше, для аналізу залежності температури від енергії в системі центру мас, було досліджено дані для K_S^0 та Λ у p-p при $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV. Для аналізу спектрів поперечних імпульсів K_S^0 та Λ у p-p зіткненнях при $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV (Рис. 3.6.) були використані дані експерименту ALICE [37]. Оскільки у аналізі [36] не досліджується температура, ми не маємо можливості порівняти наші результати (Додаток 4) з іншими оцінками.

Для K_S^0 у p-p зіткненнях при $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV найкраща оцінка за критерієм χ^2 була отримана з використанням F_{T3} з температурою 0.160 ± 0.002 GeV.

Для Λ у p-p зіткненнях при $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV найкраща оцінка за критерієм χ^2 була отримана з використанням F_{T4} з температурами 0.129 ± 0.012 GeV.

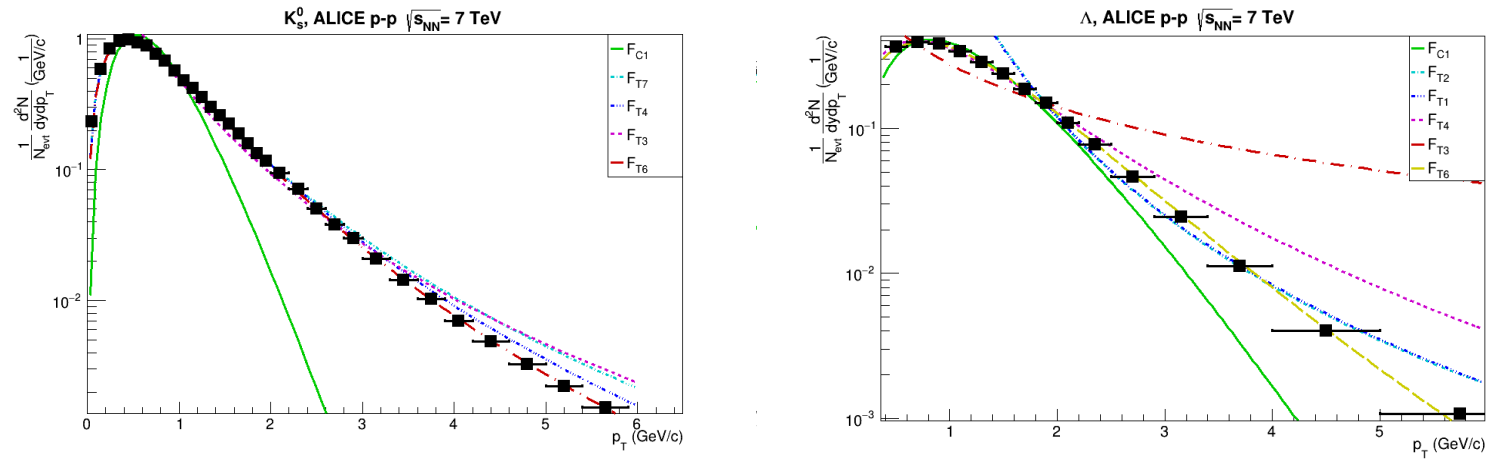


Рис. 3.6. Спектри поперечних імпульсів K_S^0 (ліворуч) та Λ (праворуч) у р-р, $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV, апроксимований відібраними моделями.

3.3.3. Залежність температури від енергії зіткнень, $T(\sqrt{s_{NN}})$.

Як зазначалось раніше, одним з критеріїв, який має задовольняти модель, є залежність температури від енергії зіткнень у системі центра мас [20]. Це не тільки дозволить нам відібрати модель з найкращим описом температури, але і порівняти поведінку всіх моделей та прослідити тенденції зміни температури, оскільки вона має носити однаковий характер для всіх випадків.

Використовуючи всі моделі, оскільки ми хочемо дослідити можливість опису, якщо не точного значення температури, то характеру її зміни, було апроксимовано залежність температури від енергії центра мас зіткнення з використанням (*).

Для K_S^0 , як і можна було очікувати, температура зростає з енергією для всіх моделей (Рис.3.7.), окрім F_{T5} , причиною чого можуть бути занадто великі похибки цих методів, похибки процесу апроксимації та похибки при побудові спектрів поперечного імпульсу. Всі інші моделі демонструють зростання температури з коефіцієнтом (Додаток 5) T_1 для більшості моделей у діапазоні [0.01-0.05] GeV, що добре узгоджується з результатами [20].

Для Λ були отримані схожі результати (Рис.3.7.). Окрім моделі F_{T1} , результати якої передбачили дуже швидке зростання та мають завелике значення χ^2/NDF , всі моделі демонструють зростання температури з коефіцієн-

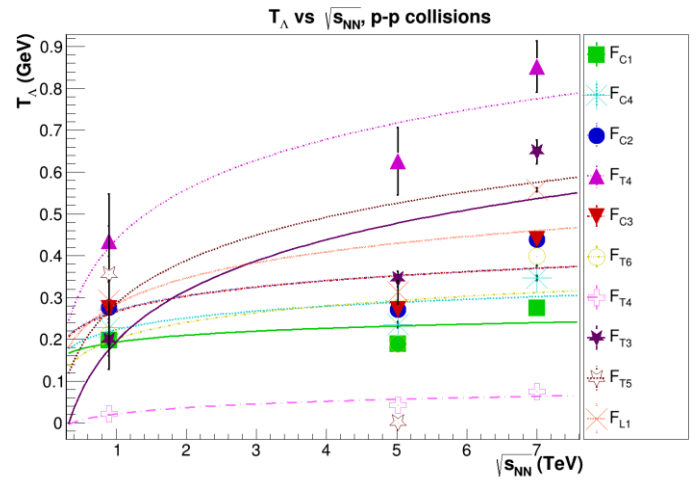
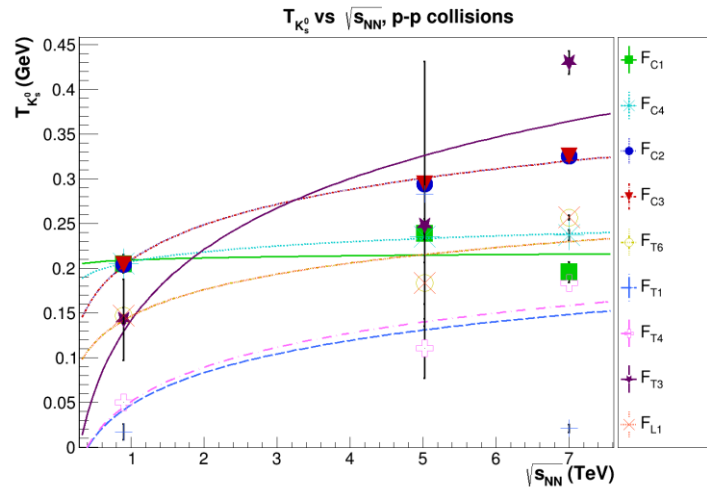


Рис. 3.7. Температура у випадку K_S^0 для $\sqrt{s_{NN}} = 0.9, 5, 7$ TeV (зліва) та у випадку Λ для $\sqrt{s_{NN}} = 0.9, 5, 7$ TeV (зправа), отримана всіма розглянутими моделями, апроксимована логарифмічним законом (*).

том (Додаток 6) T_1 для більшості моделей у діапазоні $[0.04-0.17]$ GeV, що добре узгоджується з результатами [20], окрім того, такий результат є очікуваним, оскільки температура у випадку важчої частинки повинна бути більшою [20][36] ($T_{\Lambda} > T_{K_S^0}$), а оскільки коефіцієнт зростання температури T_1 для K_S^0 становить $[0.01-0.05]$ GeV, то коефіцієнт зростання температури T_1 для Λ має бути не меншим, що ми і отримали.

Зважаючи на результати оцінки коефіцієнтів зростання температури T_0 для K_S^0 та Λ можна зробити висновок, що попередні оцінки температури були більшою частиною правдоподібні та що моделі F_{T5} та F_{T1} не можуть бути використані для отримання температури при народженні високоенергетичних частинок.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

Після попереднього відбору, перевірки близькості результатів Λ та $\bar{\Lambda}$, перевірки збереження нерівності для температур у випадку K_S^0 та Λ ($T_\Lambda > T_{K_S^0}$), відбору за критерієм χ^2 та темперою, що має бути фізично обґрунтованою, тобто має знаходитись у діапазоні (0-180] MeV, з усіх моделей F_{T6} було відібрано, як модель, що описує спектри поперечного імпульсу та температуру з найбільшою точністю, при цьому даючи фізично обґрунтовану температуру. Використовуючи F_{T6} було отримано остаточну оцінку температури для випадків K_S^0 , Λ , та $\bar{\Lambda}$ у p-p та p-Pb зіткненнях при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV у експерименті LHCb (Таблиця 5.1.).

Отримані результати повністю виконують необхідні умови описані вище. Крім того, аналізуючи зміну температури з переходом від p-p до p-Pb, можна зробити висновок про збільшення температури у більш складних взаємодіях (від нуклон-нуклонної взаємодії до нуклон-ядерної), що було продемонстровано рядом робіт [20][36]. Точність отриманих результатів може бути покращена. Для покращення результатів наразі планується провести аналіз для визначення поперечних перерізів народження K_S^0 , Λ , та $\bar{\Lambda}$ у p-p, p-Pb та Pb-Pb зіткненнях при $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV у експерименті LHCb.

Таблиця 5.1.

Температура K_S^0 , Λ , та $\bar{\Lambda}$ у p-p та p-Pb зіткненнях при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV

зіткнення	частинка	T [GeV]	ΔT [GeV]	$\chi^2/NDF(T)$	T_1 [GeV]	ΔT_1 [GeV]	$\chi^2/NDF(T_1)$
pp	K_S^0	0.121	0.008	10.51/12	0.043	0.027	1.80/1
	Λ	0.150	0.015	2.97/12	0.057	0.027	1.85/1
	$\bar{\Lambda}$	0.148	0.016	5.76/12	–	–	–
pPb	K_S^0	0.147	0.022	6.72/13	–	–	–
	Λ	0.179	0.017	5.39/13	–	–	–
	$\bar{\Lambda}$	0.181	0.027	9.02/13	–	–	–

ПОДЯКА

Я висловлюю подяку співробітникам відділу фізики високих енергій ІЯД НАН України за тісну співпрацю, допомогу та поради, завдяки яким і стало можливим виконати цей аналіз.

Я висловлюю свою вдячність моєму науковому керівнику Валерію Пугачу за його мудре керівництво та можливість долучитись до роботи колаборації LHCb в київській ІЯД під його керівництвом.

Також я хочу висловити подяку викладачам кафедри ядерної фізики КНУ за їх наполегливість, бажання навчати та мотивувати студентів.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. K. K. Hill “Investigations of p+Pb Collisions at Perturbative and Non-Perturbative QCD Scales” (2011), arXiv:2004.07920 [nucl-ex].
2. C. Blume, C. Markert “Strange hadron production in heavy ion collisions from SPS to RHIC” (2018), arXiv:1105.2798v2 [nucl-ex].
3. ALICE Collaboration “Non-linear flow modes of identified particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV”, (2019) arXiv:1912.00740v1 [nucl-ex].
4. “Physics Briefing Book”, (2019) editors: H. Abramowicz, R. Forty.
5. R. Oerter “The Theory of Almost Everything: The Standard Model, the Unsung Triumph of Modern Physics”, Penguin Group (2006).
6. Altarelli, Guido "The Higgs and the Excessive Success of the Standard Model", (2014) arXiv:1407.2122 [hep-ph].
7. S. Schuchmann “Modification of K_S^0 and Λ ($\bar{\Lambda}$) transverse momentum spectra in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE”, (2015).
8. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В., “Введение в теорию квантованных полей” М.: Наука, 1976.
9. P. Braun-Munzinger, J. Wambach “The Phase Diagram of Strongly Interacting Matter”, (2009) arXiv:0801.4256v2 [hep-ph].
10. Mrowczynski S., M. H. Thoma “Annual Review of Nuclear and Particle Science”, (2007).
11. Hagedorn, R., 1965, Nuovo Cim. Suppl. 3
12. Frautschi, S. C., 1971, Phys. Rev. D3, 2821
13. Huang, K., and S. Weinberg, 1970, Phys. Rev. Lett. 25, 895
14. URL: <https://home.cern/about/what-we-do/our-research>
15. LHCb Collaboration “LHCb detector performance”, (2015).
16. R. Aaij “Performance of the LHCb Vertex Locator”, (2014).
17. LHCb Collaboration “Performance of the LHCb RICH detector at the LHC”, (2013).
18. A. A. Alves “Performance of the LHCb muon system”, (2013).
19. LHCb Collaboration “The LHCb trigger and its performance in 2011”, (2013).
20. K. Shen, G. G. Barnaföldi, T. S. Biró “Hadron Spectra Parameters within the Non-Extensive Approach”, (2019) arXiv:1905.08402v1 [hep-ph].

21. ALICE Collaboration “Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton-proton collisions”, (2017).
22. ALICE Collaboration “ALICE measures pA collisions: Collectivity in small systems?”, (2017).
23. V. Pareto “Cours d’Economie Politique” (1896).
24. R. Hagedorn “Multiplicities, T , p_T distributions and the expected hadron \rightarrow quark-gluon phase transition”, (1983).
25. C. Tsallis “Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics”, (1988).
26. C. Tsallis “Generalizing What We Learnt: Nonextensive Statistical Mechanics”, (2009).
27. CMS Collaboration “Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 0.9$ and 2.36 TeV”, (2010).
28. STAR Collaboration “Identified hadron spectra at large transverse momentum in p + p and d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV”, (2006).
29. T. Osada, G. Wilk “Nonextensive hydrodynamics for relativistic heavy-ion collisions”, (2008).
30. W. C. Zhang “Scaling behaviours of the p_T spectra for identified hadrons in pp collisions”, (2015) arXiv:1505.08066v2 [hep-ph].
31. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, M. K. Köhler, K. Redlich, J. Stachel “Transverse momentum distributions of charmonium states with the statistical hadronization model”, (2019) arXiv:1901.09200v2 [nucl-th].
32. M. Waqas, Fu-Hu Liu, Li-Li Li, H. Mas’ud Alfanda “Analysis of effective temperature and kinetic freeze-out volume in high energy nucleus-nucleus and proton-proton collisions”, (2020) arXiv:2001.06796v1 [hep-ph].
33. J. Cleymans, D. Worku “Relativistic Thermodynamics: Transverse Momentum Distributions in High-Energy Physics.”, (2012) arXiv:1203.4343v2 [hep-ph].
34. ALICE Collaboration “Strange particle production in proton-proton collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 0.9$ TeV with ALICE at the LHC”, (2017) arXiv:1012.3257v3 [hep-ex].
35. K. Shen, G. Gábor Barnaföldi, T. Sándor Biró “Hadronization within the Non-Extensive Approach and the Evolution of the Parameters”, (2019) arXiv:1905.05736v3 [hep-ph].
36. ALICE Collaboration “Multiplicity dependence of light-flavor hadron production in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV”, (2019) arXiv:1807.11321v2 [nucl-ex].

ДОДАТКИ

Додаток 1

Параметри моделей, відібраних після апроксимації K_S^0 у р-р та р-Pb, 5.02 ТеВ.

collision	Модель	T [Гев]	ΔT [Гев]	χ^2/NDF
p-p	F _{C1}	0.132	0.028	322.17/13
	F _{T1}	0.283	0.148	10.15/12
	F _{T2}	0.063	0.096	12.85/12
	F _{T3}	0.207	0.024	2.76/12
	F _{T4}	0.110	0.033	16.53/12
	F _{T6}	0.121	0.008	10.51/12
	F _{L1}	0.183	0.023	16.53/12
p-Pb	F _{C1}	0.203	0.011	5.53/14
	F _{T3}	0.183	0.035	8.49/13
	F _{T4}	0.175	0.030	6.69/13
	F _{T6}	0.147	0.022	6.72/13
	F _{T7}	0.139	0.002	0.64/13
	F _{L1}	0.247	0.022	6.69/13

Додаток 2

Параметри моделей, відібраних після апроксимації Λ у р-р та р-Pb, 5.02 ТеВ.

collision	Модель	T [Гев]	ΔT [Гев]	χ^2/NDF
pp	F _{C1}	0.148	0.024	39.93/13
	F _{C2}	0.209	0.021	12.27/13
	F _{C3}	0.209	0.021	12.27/13
	F _{C4}	0.182	0.016	12.98/13
	F _{T4}	0.043	0.009	3.079/12
	F _{T6}	0.150	0.015	2.97/12
	F _{T7}	0.035	0.008	8.85/12
pPb	F _{C1}	0.270	0.029	1.06/13
	F _{T4}	0.091	0.078	5.43/13
	F _{T5}	0.078	0.046	9.24/13
	F _{T6}	0.179	0.017	5.39/13
	F _{T7}	0.240	0.164	5.16/13

Додаток 3

Параметри моделей, відібраних після апроксимації $\bar{\Lambda}$ у p-p та p-Pb, 5.02 TeV.

collision	Модель	T [GeV]	ΔT [GeV]	χ^2/NDF
pp	FC1	0.156	0.026	48.65/13
	FC2	0.220	0.024	16.40/13
	FC3	0.220	0.024	16.40/13
	FC4	0.190	0.019	17.26/13
	FT1	0.111	0.154	16.95/12
	FT4	0.021	0.004	11.87/12
	FT6	0.148	0.016	5.76/12
	FT7	0.030	0.008	12.18/12
	FL1	0.184	0.026	4.66/12
pPb	FC1	0.241	0.033	2.09/13
	FT4	0.097	0.069	9.16/13
	FT5	0.037	0.016	9.14/13
	FT6	0.181	0.027	9.02/13
	FT7	0.036	0.017	9.08/13

Додаток 4

Параметри моделей, відібраних після апроксимації K_S^0 та Λ у p-p, 7 TeV.

Частинка	Модель	T [GeV]	ΔT [GeV]	χ^2/NDF
K_S^0	FC1	0.196	0.011	0.42/31
	FT3	0.160	0.002	42.98/30
	FT4	0.183	0.005	1.59/30
	FT7	0.119	0.003	1.99/30
Λ	FC1	0.275	0.015	0.02/12
	FT1	0.062	0.013	22.64/12
	FT2	0.065	0.028	21.68/12
	FT3	0.072	0.044	5.37/12
	FT4	0.129	0.012	13.93/12

Додаток 5

Результати оцінки залежності $T(\sqrt{s_{NN}})$ для K_S^0 при $\sqrt{s_{NN}} = 0.9, 5, 7$ TeV.

Модель	T_0 [GeV]	ΔT_0 [GeV]	T_1 [GeV]	ΔT_1 [GeV]	χ^2/NDF
F _{C1}	0.207	0.042	0.003	0.020	1.04/1
F _{C2}	0.170	0.012	0.057	0.006	1.03/1
F _{C3}	0.169	0.012	0.057	0.006	1.07/1
F _{C4}	0.196	0.003	0.016	0.002	0.16/1
F _{C5}	0.386	0.114	0.105	0.055	7.41/1
F _{T1}	0.011	0.264	0.052	0.128	4.00/1
F _{T2}	0.527	0.300	0.042	0.146	5.16/1
F _{T3}	0.062	0.136	0.011	0.001	66.35/1
F _{T4}	0.012	0.052	0.055	0.025	1.56/1
F _{T5}	0.081	0.057	-0.021	0.028	1.92/1
F _{T6}	0.116	0.056	0.043	0.027	1.86/1
F _{L1}	0.116	0.056	0.043	0.027	1.82/1

Додаток 6

Результати оцінки залежності $T(\sqrt{s_{NN}})$ для Λ при $\sqrt{s_{NN}} = 0.9, 5, 7$ TeV.

модель	T_0 [GeV]	ΔT_0 [GeV]	T_1 [GeV]	ΔT_1 [GeV]	χ^2/NDF
F _{C1}	0.196	0.049	0.024	0.036	0.31/1
F _{C2}	0.274	0.096	0.052	0.069	1.17/1
F _{C3}	0.272	0.095	0.053	0.069	1.16/1
F _{C4}	0.227	0.063	0.041	0.045	0.50/1
F _{C5}	0.457	0.107	0.173	0.078	1.46/1
F _{T1}	2.026	32.921	22.535	23.924	1387.49/1
F _{T2}	0.818	0.266	0.385	0.193	0.901/1
F _{T3}	0.214	0.156	0.176	0.113	0.31/1
F _{T4}	0.024	0.016	0.022	0.012	0.34/1
F _{T5}	0.301	0.611	0.149	0.444	0.48/1
F _{T6}	0.207	0.120	0.057	0.027	1.85/1
F _{L1}	0.293	0.136	0.091	0.099	0.24/1