

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
образования

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Физический факультет

Кафедра физики элементарных частиц

Образовательная программа "Физики элементарных частиц"

специалитет

03.05.02 "Фундаментальная и прикладная физика"

**РЕКОНСТРУКЦИЯ Ξ - и Ω -ГИПЕРОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ Au+Au
ПРИ ЭНЕРГИИ 27 ГЭВ/А В ЭКСПЕРИМЕНТЕ STAR**

Выполнил студент 409 группы:
Тимофеев Артем Александрович

Научный руководитель:
кандидат физ.-мат. наук
Апарин Алексей Андреевич

Москва
2024

Содержание

1	Введение	2
2	Экспериментальная установка	3
3	Детали анализа	4
3.1	Первичный отбор	4
3.2	Восстановление странных частиц	5
3.2.1	Общая методика	5
3.2.2	Поиск точки распада	8
3.2.3	Диаграмма Арментероса-Подольянского	8
4	Результаты	10
4.1	Распределения инвариантных масс	10
4.2	Спектры	11
5	Выводы	13

1. Введение

Квантовая хромодинамика (КХД) - теория сильного взаимодействия в терминах кварков и глюонов. Основными свойствами сильного взаимодействия являются:

- конфайнмент - запрещает кваркам и глюонам находится в свободном состоянии,
- асимптотическая свобода - ослабевание константы сильного взаимодействия при уменьшении расстояния между взаимодействующими объектами.

При достижении высоких плотностей адронной материи или температур кварки перестают быть связанными и могут свободно двигаться в объеме, превышающем объем адрона. Такое состояние называется деконфайнментом, а состояние материи - кварк-глюонной плазмой (КГП). Такое может наблюдаться на современных коллайдерах высоких энергий, таких как *RHIC* и *LHC* с максимальными энергиями пучка в системе центра масс 200 ГэВ/А и 6.8 ТэВ, соответственно.

Одной из важнейших целей экспериментов в физике высоких энергий - это исследование фазовой диаграммы КХД (см. *рис. 1*), которую удобно рассматривать в координатах температуры T и бариохимического потенциала μ_B . Данная диаграмма включает область КГП, которая представляет особый интерес для эксперимента *STAR* на ускорителе *RHIC*. Для изучения горячей материи была запущена программа *Beam Energy Scan (BES)*, основные цели которой: 1) поиск фазового перехода первого рода КХД, а также определения его параметров; 2) определение энергии начала деконфайнмента[1].

Повышенный выход странных частиц в столкновениях тяжелых ядер по сравнению с протонными долгое время считался сигналом образования КГП. Выход странных адронов в ядерных столкновениях близок к теоретическим предсказаниям, поэтому их точное измерение позволит прийти к лучшему пониманию механизма образования странности в горячей материи, а также к сужению области поиска параметров фриз-аута. Странные частицы являются хорошим маркером для идентификации фазовых границ и начала деконфайнмента. Поэтому целью данной работы является восстановление странных частиц в эксперименте *STAR*, а также получение их спектров.

В работе рассматриваются мульти-странные частицы, такие как Ξ^- ($\bar{\Xi}^+$) и Ω^- ($\bar{\Omega}^+$). Так как длина пробега этих частиц $ct \sim 2-7$ см, то детектор не может напрямую зарегистрировать их. В таком случае частицы восстанавливаются из их мод распада, в данной работе

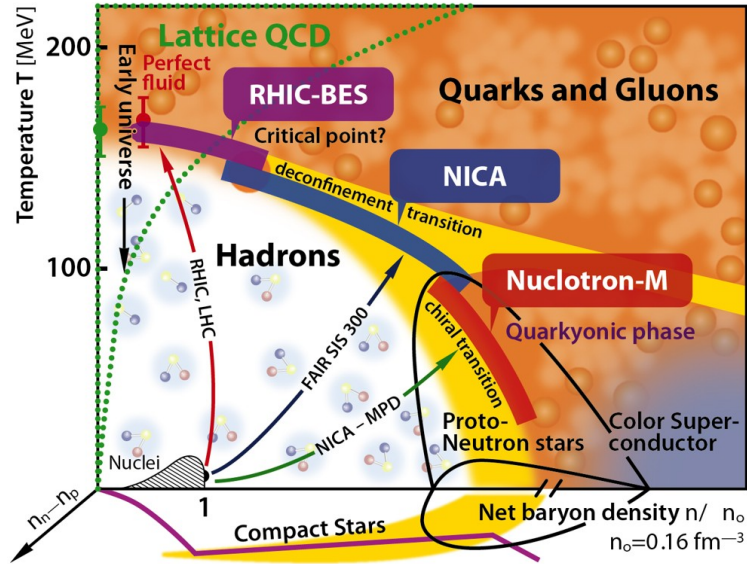


Рис. 1: Фазовая диаграмма КХД материи.

используются следующие:

$$\begin{aligned} \Lambda (\bar{\Lambda}) &\rightarrow p (\bar{p}) + \pi^- (\pi^+), \quad BR = 64.1\% \\ \Xi^- (\bar{\Xi}^+) &\rightarrow \Lambda (\bar{\Lambda}) + \pi^- (\pi^+), \quad BR = 99.887\% \\ \Omega^- (\bar{\Omega}^+) &\rightarrow \Lambda (\bar{\Lambda}) + K^- (K^+), \quad BR = 67.8\% \end{aligned}$$

Распад $\Lambda (\bar{\Lambda})$ называют распадом V^0 , или же «вилкой» распада, $\Xi^- (\bar{\Xi}^+)$ и $\Omega^- (\bar{\Omega}^+)$ - «каскадами».

2. Экспериментальная установка

Solenoidal Tracker At RHIC (STAR) - это многофункциональный детектор частиц на ускорителе *RHIC*, расположенного в Брукгейвенской национальной лаборатории. Детальное описание детектора можно найти в [2].

Time Projection Chamber (TPC) (см. рис. 2) - основной детектор на установке *STAR*, позволяющий регистрировать заряженные частицы в области $[0, 2\pi]$ азимутального угла, а также в области $|\eta| < 1$, где η - псевдобыстрота. Внутри детектора *STAR* поддерживается однородное магнитное поле, направленное вдоль оси пучка, с индуктивностью 0.5 Тесла. *TPC* представляет собой 2 коаксиальных цилиндра, внутренний радиус 0.5 м, внешний - 2 м. Пространство между ними заполнено газом P10 (10% метан, 90% аргон), находящимся в однородном электрическом поле ≈ 135 В/м. Каждый трек может оставить до 45 хитов в

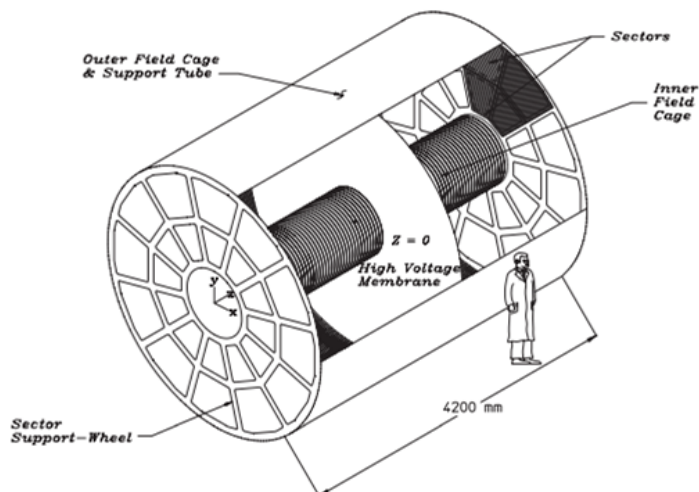


Рис. 2: Схема ТРС.

ТРС, минимальный поперечный импульс которого равен 100 МэВ/с. Идентификация частиц проходит с помощью ионизационных потерь dE/dx вводя параметр

$$n\sigma_{particle} = \frac{1}{\sigma_{particle}} \cdot \log \frac{\langle dE/dx \rangle_{measured}}{\langle dE/dx \rangle_{theoretical}},$$

где $\langle dE/dx \rangle_{measured}$ - измеренное, а $\langle dE/dx \rangle_{theoretical}$ - теоретическое значение для конкретной частицы при данном импульсе; $\sigma_{particle}$ - разрешение детектора для измерения ионизационных потерь.

Данные, используемые для восстановления частиц - столкновения $Au+Au$ при $\sqrt{s_{NN}} = 27$ ГэВ, программа BES-II. Количество событий, обработанных в данной работе, $\approx 23 \cdot 10^6$.

3. Детали анализа

3.1. Первичный отбор

По оси Z , направленной по оси пучка, событие должно находиться в промежутке от -30 см до 30 см, в плоскости XY , перпендикулярной оси Z - не далее 2 см от центра детектора. На *рис. 3* представлено распределение событий, также графически нанесены критерии отбора. Выбранная область обеспечивает одновременно наиболее равномерную регистрацию частиц детектором, статистическую значимость полученных данных, а также покрытие области $|\eta| < 0.5$. После данных критериев отбора остается $\approx 6.6 \cdot 10^6$ событий.

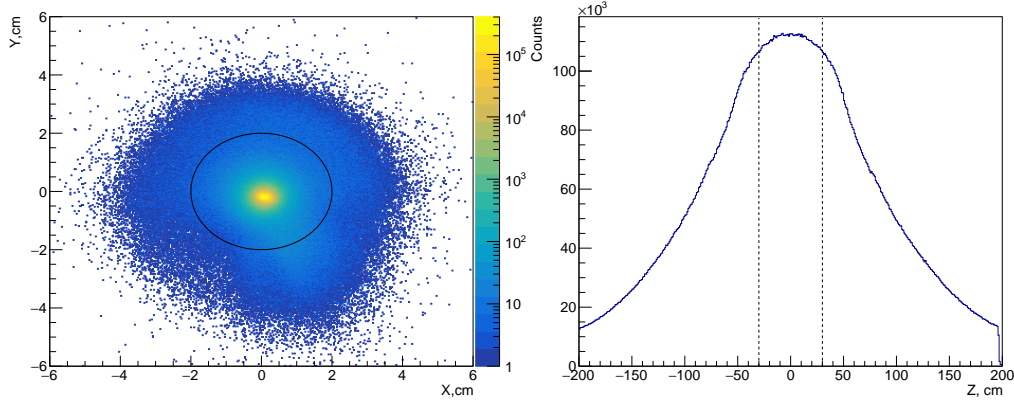


Рис. 3: Распределения по координате события - в плоскости XY (слева), по оси Z (справа). Черными линиями нанесены критерии отбора.

Распределение ионизационных потерь заряженных частиц в TPC близко к Гауссовому, поэтому на все отбираемые в этой работе дочерние частицы был наложен критерий отбора $|n\sigma_{particle}| < 4.0$, а на протоны для восстановления Ω - $|n\sigma_{particle}| < 3.0$. Также было выбрано минимальное количество хитов, которое должна оставить частица - 16, минимальный поперечный импульс - $0.2 \text{ ГэВ}/c$, $|\eta| < 0.5$. На *рис. 4* представлены энергетические потери для частиц, зарегистрированных с помощью TPC , после применения описанных выше критериев отбора, а также теоретические зависимости. Видно, что раздельная идентификация пионов и каонов невозможна в области $p_T \gtrsim 0.6 \text{ ГэВ}/c$, а протонов при $p_T \gtrsim 1.2 \text{ ГэВ}/c$

3.2. Восстановление странных частиц

3.2.1. Общая методика

Для восстановления странных частиц использовался комбинаторный метод (проверяется каждая пара, состоящая из p^\pm и π^\mp в случае для Λ , и состоящая из Λ и π^\mp (K^\mp) в случае для Ξ (Ω)) с использованием библиотеки `StPicoDst`, позволяющей работать с данными эксперимента $STAR$. Траектории заряженных частиц представляют собой винтовые линии, направленные вдоль оси пучка, незаряженным частицам соответствуют прямые линии. Исходя из этого, основной идеей реконструкции был поиск точки наименьшего расстояния между траекториями с последующим определением геометрии распада, а также кинематических параметров частиц в данной области. На *рис. 5* схематически показан распад Ξ и Ω

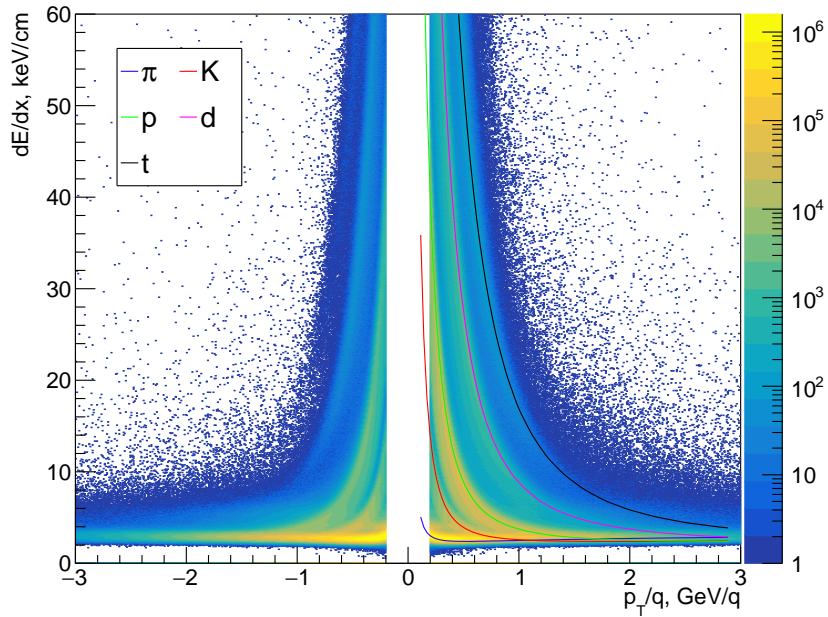


Рис. 4: Энергетические потери $\langle dE/dx \rangle$ для заряженных частиц как функция жесткости (p/q). Цветными линиями показанные теоретические значения для соответствующих частиц.

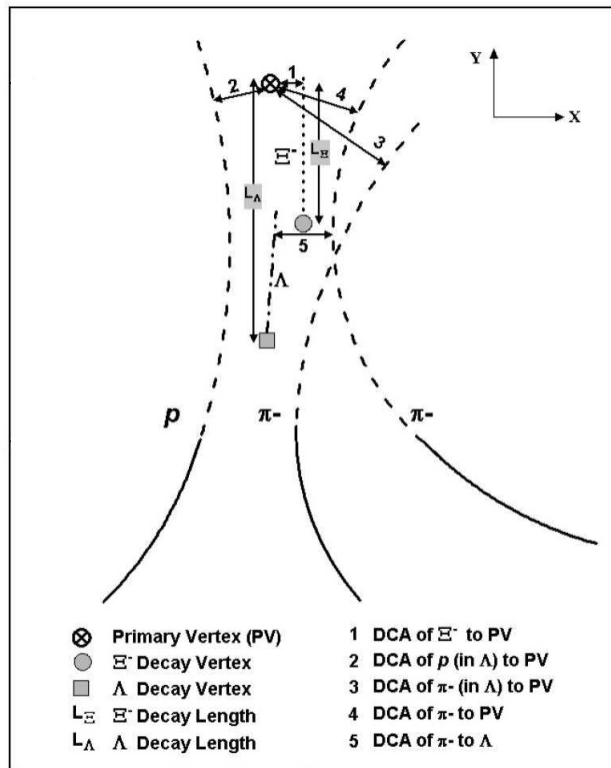


Рис. 5: Геометрия распада Ξ/Ω . Сплошные линии - это треки, зарегистрированные в ТРС, пунктирные - экстраполяция сплошных линий. DCA - наименьшее расстояние между точками, PV - вершина события

Так как в столкновениях ядер золота образуется большое количество частиц, то при использовании комбинаторного метода в распределениях по инвариантной массе для всех странных частиц появляется большое количество фоновых событий, которые надо максимально подавить. Для этого были применены определенные критерии отбора на топологию распада для Ξ и Ω (рассматривается в *Секции 3.2.2* данной работы), представленные в *табл. 1* и в *табл. 2*. Данные каты обеспечивают баланс между чистотой сигнала и статистической значимостью. Также был применен критерий отбора по инвариантной массе Λ - она должна лежать в интервале $[M_\Lambda \pm 0.012 \text{ ГэВ}/c^2]$ для Ξ и $[M_\Lambda \pm 0.006 \text{ ГэВ}/c^2]$ для Ω .

Таблица 1: Критерии отбора Ξ

Кат	$\Xi^- (\Xi^+)$
ДСА Ξ к вершине события	$< 0.8 \text{ см}$
ДСА π к вершине события	$> 0.8 \text{ см}$
ДСА Λ к вершине события	$[0.2, 5.0] \text{ см}$
ДСА p от Λ к вершине события	$> 0.5 \text{ см}$
ДСА π от Λ к вершине события	$> 1.0 \text{ см}$
ДСА между дочерними частицами Λ	$< 0.8 \text{ см}$
ДСА между Λ и π	$< 0.8 \text{ см}$
длина распада Λ	$> 5 \text{ см}$
длина распада Ξ	$> 3.4 \text{ см}$
$(\vec{r}_\Xi - \vec{r}_{PV}) \cdot \vec{r}_\Xi$	> 0
$(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_{PV}) \cdot \vec{r}_\Lambda$	> 0
$(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_\Xi) \cdot \vec{r}_\Lambda$	> 0
$(\vec{r}_\Xi - \vec{r}_{PV}) \times \vec{p}_\Xi / \vec{r}_\Xi - \vec{r}_{PV} / \vec{p}_\Xi $	< 0.2

Таблица 2: Критерии отбора Ω

Кат	$\Omega^- (\Omega^+)$
ДСА Ω к вершине события	$< 0.4 (< 0.5) \text{ см}$
ДСА K к вершине события	$> 1.0 \text{ см}$
ДСА Λ к вершине события	$> 0.4 \text{ см}$
ДСА p от Λ к вершине события	$> 0.6 \text{ см}$
ДСА π от Λ к вершине события	$> 2.0 \text{ см}$
ДСА между дочерними частицами Λ	$< 0.7 \text{ см}$
ДСА между Λ и π	$< 0.7 \text{ см}$
длина распада Λ	$> 3.0 \text{ см}$
длина распада Ω	$> 3.4 \text{ см}$
$(\vec{r}_\Omega - \vec{r}_{PV}) \cdot \vec{r}_\Omega$	> 0
$(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_{PV}) \cdot \vec{r}_\Lambda$	> 0
$(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_\Omega) \cdot \vec{r}_\Lambda$	> 0
$(\vec{r}_\Omega - \vec{r}_{PV}) \times \vec{p}_\Omega / \vec{r}_\Omega - \vec{r}_{PV} / \vec{p}_\Omega $	< 0.12

3.2.2. Поиск точки распада

Как упоминалось ранее, траектории движения заряженных частиц представляют винтовые линии, направленные вдоль внешнего магнитного поля. В связи с этим нахождение вершины распада V^0 заключается в нахождении точек пересечения двух спиралей, что реализуется следующим образом:

- проецируя траектории заряженных частиц на плоскость XU получаем окружности;
- находим точки пересечения этих окружностей (обычно одна из точек пересечения отбрасывается, так как радиус кривизны траектории заметно превосходит размеры детектора);
- высчитываем 3D - координаты этих точек.

Тогда середина отрезка, соединяющего полученные точки, и будет являться координатой распада V^0 . В случае, если полученная геометрия распада удовлетворяет всем критериям отбора на Λ , перечисленным в *табл. 1* и *табл. 2*, данный кандидат сохраняется для дальнейшего анализа.

В случае Ξ и Ω , распадающихся на V^0 и заряженную частицу, требуется рассмотреть пересечение прямой Δ и винтовой линии C (см. *рис. б*). Алгоритм похож, за небольшим исключением, на поиск точки распада V^0 . В точке M пересечения траекторий движения распадных частиц в плоскости XU происходит линейзация траектории C движения π/K , а именно находится касательная \mathcal{D} . Далее находятся точки H_1 и H_2 наибольшего сближения данных прямых. Середина отрезка H_1H_2 и является вершиной распада Ξ/Ω . Если геометрия распада удовлетворяет критериям отбора, представленным в *табл. 1* и *табл. 2*, то кандидат записывается как Ξ/Ω . При этом инвариантная масса подсчитывается как

$$m_{\Xi,\Omega}^2 = \left(\sqrt{\vec{p}_\Lambda^2 + m_\Lambda^2} + \sqrt{\vec{p}_{\pi,K}^2 + m_{\pi,K}^2} \right)^2 - \vec{p}_{\Xi,\Omega}^2,$$

где $\vec{p}_{\pi,K}$ - импульс π/K в точке M .

3.2.3. Диаграмма Арменгероса-Подольянского

Реконструкция частиц происходит с использованием информации только об их кинематических характеристиках. В таком случае становится удобна диаграмма Арменгероса - Подольянского, которая рассматривает корреляцию между модулем поперечного импульса

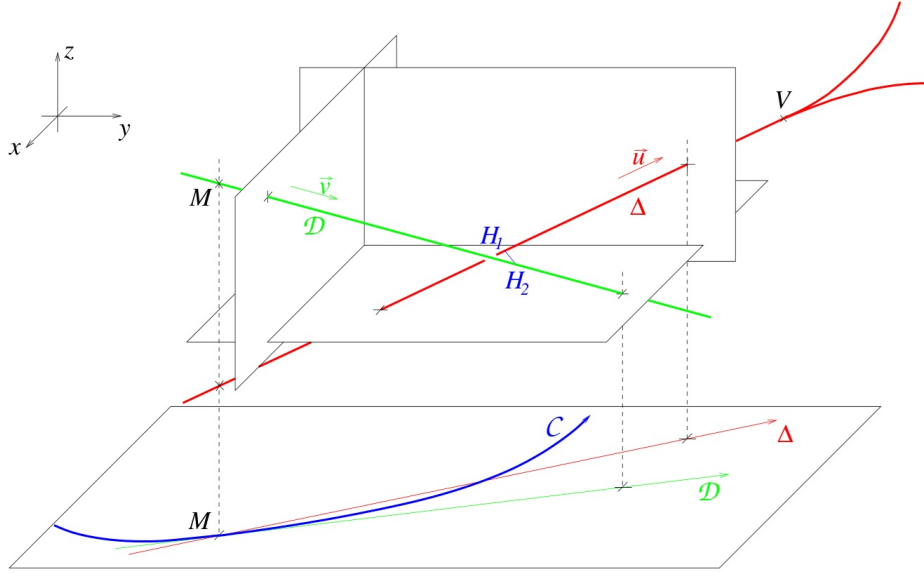


Рис. 6: Геометрия распада Ξ/Ω . Точка M - точка пересечения C и Δ , синяя кривая - часть проекции траектории π/K на плоскость XY , красная прямая - траектория V^0 , зеленая - касательная \mathcal{D} к траектории C в точке M . Точка V - вершина распада V^0 , H_1 и H_2 - точки наибольшего сближения прямых \mathcal{D} и Δ .

p_{\perp} и некоторой безразмерной величиной

$$\alpha_{arm} = \frac{p_L^+ - p_L^-}{p_L^+ + p_L^-}, \quad (1)$$

где p_L - продольный импульс на направление импульса V^0 , верхний индекс (+ или -) указывает на дочерние частицы.

Пусть Ψ - система отсчета, в которой V^0 с массой M покоится (см рис. 7), движется со скоростью β . Переходя в эту систему отсчета, получаем:

$$M = \sqrt{p_{cm}^2 + m_1^2} + \sqrt{p_{cm}^2 + m_2^2}, \quad (2)$$

а также учитывая преобразования Лоренца

$$\begin{cases} p_L = \gamma p_{cm} \cdot \cos \theta + \gamma \beta E^{cm} \\ p_T = p_T^m = p_{cm} \cdot \sin(\theta) \end{cases} \quad (3)$$

где p_{cm} - импульс дочерней частицы в Ψ , m_1 и m_2 - массы дочерних частиц, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$.

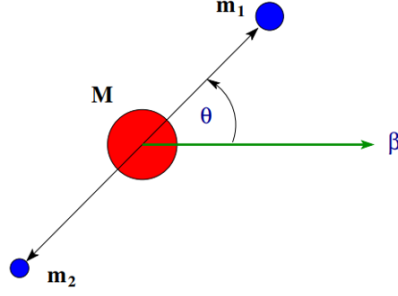


Рис. 7: Система отсчета, в которой V^0 с массой M покоится. θ —угол между направлением движения системы отсчета и направлением импульса одной из дочерних частиц.

Из (2) следует, что

$$p_{cm}^2 = \frac{1}{4M^2}(M^4 + m_1^4 + m_2^4 - 2M^2(m_1^2 + m_2^2) - 2m_1^2m_2^2)$$

Подставляя (3) в (1), получаем:

$$\alpha_{arm} = \frac{r_\alpha}{\beta} \cos(\theta) + \alpha_0,$$

где $r_\alpha = \frac{2p_{cm}}{M}$, $\alpha_0 = \frac{m_1^2 - m_2^2}{M^2}$. Отсюда в приближении $\beta \rightarrow 1$ получаем уравнение эллипса:

$$\frac{(\alpha - \alpha_0)^2}{r_\alpha^2} + \frac{p_T^2}{p_{cm}^2} = 1$$

Для примера, на рис. 8 изображена диаграмма Арментероса-Подольянского для Ξ^- , полученная в ходе работы. На ней видно часть эллипса, параметры которого совпадают с теоретическими в области бóльших p_T , однако при меньших импульсах экспериментальный эллипс оказывается шире теоретического. Связано это с приближением $\beta \rightarrow 1$, так как данная область поперечных импульсов соответствует меньшим скоростям движения частицы. По полученным данным можно определить область на диаграмме, в которой мы ожидаем наблюдать Ξ^- , что позволит при необходимости получить более чистый сигнал.

4. Результаты

4.1. Распределения инвариантных масс

Фитирование распределений инвариантных масс проводилось функцией f :

$$f = N(\mu_1, \sigma_1^2) + N(\mu_2, \sigma_2^2) + P,$$

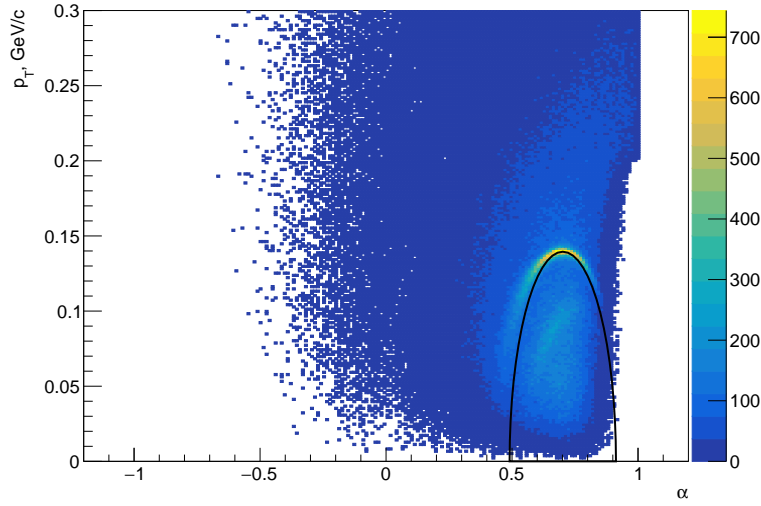


Рис. 8: Диаграмма Арментаероса - Подолянского для Ξ . Черной линией нанесена теоретическая зависимость.

где $N(\mu_i, \sigma_i^2)$ – нормальное распределение с параметрами μ_i - среднее значение и σ_i^2 - дисперсия; $i = 1, 2$; P – полином. На *рис. 9* показаны спектры инвариантных масс, отрисованные с ошибками значений - статистические. Фон обозначен фиолетовой пунктирной линией, область отрисовки функций и области фита выбрана как $(\mu \pm 3 \cdot \sigma)$. Данная область была выбрана в связи с тем, что мы ожидаем увидеть сигнал от восстановленных частиц только в области $3 \cdot \sigma$.

Для оценки качества отбора частиц вводится параметр отношения сигнала к фону $S = \int_{\mu-3\cdot\sigma}^{\mu+3\cdot\sigma} f(x)dx$. Численные значения данного параметра для данных распределений Ξ и Ω представлены в *табл. 3*.

	Ξ^-	Ξ^+	Ω^-	Ω^+
S	0.76	1.05	0.52	0.96

Таблица 3: Отношение сигнала к фону для Ξ и Ω

4.2. Спектры

На *рис. 10* и *рис. 11* представлены сырые спектры поперечного импульса для Ξ и Ω . Была проведена корректировка спектров на вероятность распада на рассматриваемую моду. При больших поперечных импульсах заметна нехватка статистики как для Ξ , так и для Ω . Исходя из этого было принято решение не учитывать центральности в данной работе.

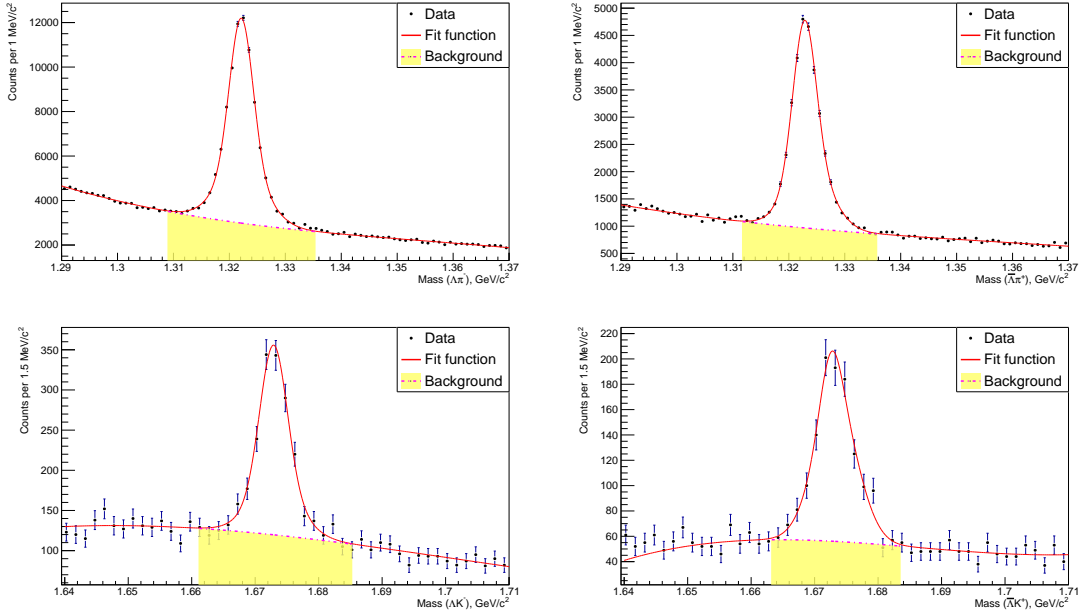


Рис. 9: Распределения инвариантных масс для Ξ^- (слева-сверху), Ξ^+ (справа-сверху), Ω^- (слева-снизу), Ω^+ (справа-снизу). Красной сплошной линией показана фитурующая функция, фиолетовой пунктирной - фон.

При малых значениях поперечного импульса видно подавление выхода частиц. Связано это в первую очередь с неучтенными эффективностью и акцептансом детектора.

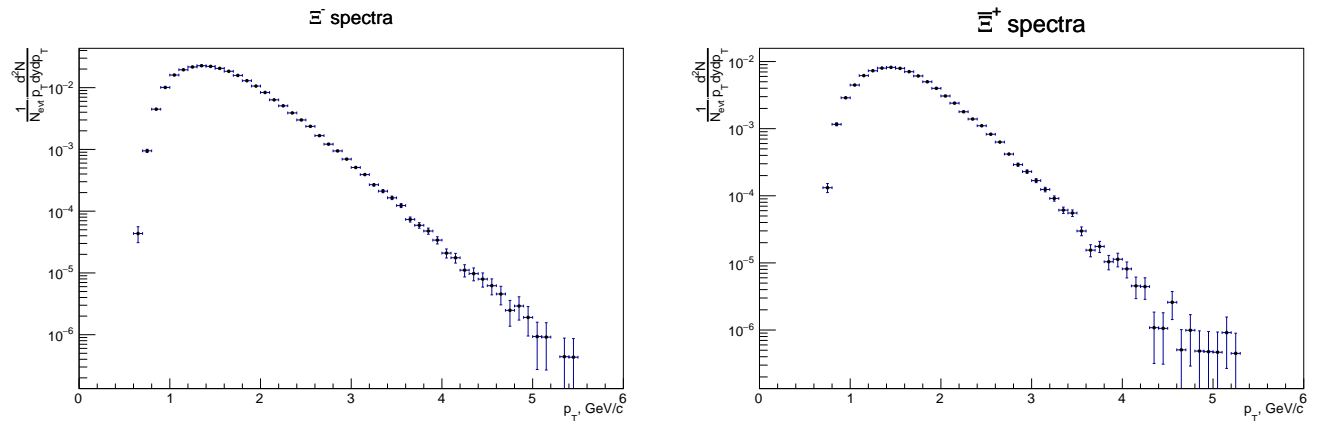


Рис. 10: Спектры поперечного импульса Ξ^- и Ξ^+ в диапазоне средних быстрот ($|y| < 0.5$) без учета центральных. Вертикальные синие линии отображают статистические погрешности.

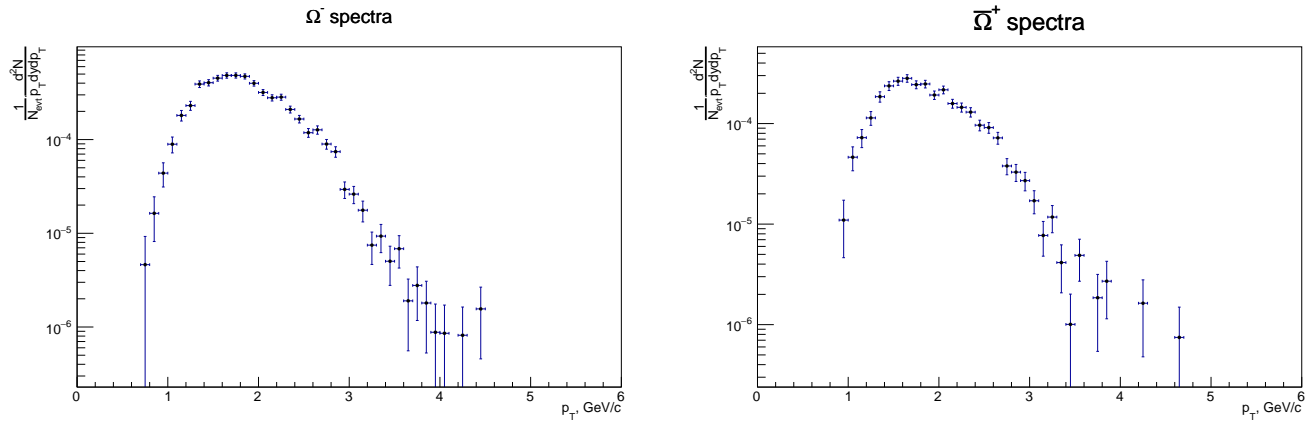


Рис. 11: Спектры поперечного импульса Ω^- и $\bar{\Omega}^+$ в диапазоне средних быстрот ($|y| < 0.5$) без учета центральных событий. Вертикальные синие линии отображают статистические погрешности.

5. Выводы

В ходе работы был получен ряд результатов, основные из которых:

- Полученные распределения инвариантных масс совпадают с табличными значениями, что показывает корректность данного метода реконструкции частиц;
- Полученные значения отношения сигнала к фону показывают необходимость дальнейшей проработки методов уменьшения фонового сигнала;
- Спектры поперечного импульса в области $p_T > 1.5$ ГэВ/с показывают экспоненциальную зависимость, что сходится с теорией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение спектров странных частиц является важной частью изучения горячей материи КХД. Их дальнейшее исследование позволит проверить теоретические предсказания, а следовательно, к более глубокому пониманию процессов в области физики высоких энергий и элементарных частиц.

Список литературы

- [1] L. Adamczyk et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 121, 032301 (2018).
- [2] K. H. Ackermann et al. (STAR Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. A 499, 624 (2003)