



**НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»**
Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

Препринт 2020–04

А.А. Киряков, В.М. Роньжин

**Реконструкция распадов
 $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов на установке СВД-2**

Протвино 2020

Аннотация

Кириakov А.А., Роньжин В.М. Реконструкция распадов $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов на установке СВД-2: Препринт НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 2020–04. – Протвино, 2020– 19 с., 12 рис., 2 табл., библиогр.: 15.

В работе описывается методика реконструкции траекторий заряженных частиц и детектирования $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов, используемая при изучении pC-, pSi- и pPb-взаимодействий при импульсе пучка 70 ГэВ/с на установке СВД-2. Приведены минимизирующие фон критерии отбора $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов, анализируются характеристики сигналов в спектрах эффективных масс. Получены сечения инклюзивного образования $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов на трёх мишенях и сделано сравнение с рр данными.

Abstract

A.A.Kiriakov, V.M.Ronjin. Reconstruction of $\Lambda/\bar{\Lambda}$ decay with spectrometer SVD-2: «Kurchatov Institute» IHEP Preprint 2020–04. – Protvino, 2020. – p. 19, fig. 12, tables 2, refs.: 15

In this paper we described methodics of track reconstruction and $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -hyperon detection in pC, pSi and pPb collisions at 70 GeV/c with spectrometer SVD-2. The selection criteria was described, the properties of signal from $\Lambda/\bar{\Lambda}$ decay is studied. We present results on total cross sections Λ and $\bar{\Lambda}$ hyperons at three targets and compare our results to proton-proton data.

Введение

Спектрометр СВД-2 позволяет измерять выходы странных и мультистранных гиперонов, распадающихся по модам: $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\tau = 7.89$ см), $\bar{\Lambda} \rightarrow p\pi^+$, $\Sigma(1192) \rightarrow \Lambda\gamma$, $\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda\pi$, $\Xi(1320) \rightarrow \Lambda\pi$, $\Omega(1672) \rightarrow \Lambda K$ в pp- и в pA-взаимодействиях при энергии первичного пучка в несколько десятков ГэВ. Для выделения распадов этих частиц важное значение имеет прецизионное измерение координат вершин распада $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов и параметров их треков. В данной методической работе описаны алгоритмы реконструкции траекторий частиц от распада $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов и определения координат вершин распада $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов на установке СВД-2 в pA-взаимодействиях при импульсе пучка протонов 70 ГэВ/с на трех мишенях: кремний (Si); углерод (C) и свинец (Pb). Кратко описаны кремниевый вершинный детектор (ВД) и система пропорциональных камер (ПК) спектрометра СВД-2, информация с которых используется для реконструкции треков от распада V^0 -частиц. Приведены результаты геометрической реконструкции треков заряженных частиц и определения координат вершин распада V^0 . Приведены критерии отбора $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов, используемые для минимизации комбинаторного фона. В Заключении приведена статистика реконструированных событий и оценки полных инклюзивных сечений образования $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов на ядрах кремния, углерода и свинца.

Описание установки

Спектрометр СВД-2 подробно представлен в работе [1]. Здесь кратко описаны только кремниевый вершинный детектор (ВД) и система пропорциональных камер (ПК), используемые для реконструкции треков от распада V^0 -частиц. Статистика, на которой проведен анализ, составила ~ 37 миллионов первичных «minimum bias» событий pC-, pSi- и pPb-взаимодействий при импульсе пучка протонов 70 ГэВ/с, из них в ~ 3650000 событиях найдены кандидаты в распады V^0 -частиц. Пучок протонов был направлен вдоль оси Z, начало координатной системы спектрометра XYZ находится в центре первой вдоль пучка кремниевой пластины мишени, ось Y направлена вверх и ось X находится в горизонтальной плоскости. Распады V^0 -частиц в установке СВД-2 можно условно разделить на две группы. Часть V^0 -частиц распадается в ВД, и оба заряженных трека от их распада регистрируются в эффективном объеме вершинного детектора («близкие» V^0). Это позволяет реконструировать кинематические параметры V^0 -частиц с хорошей точностью, тогда как треки V^0 -частиц, распавшихся за пределами вершинного детектора могут детектироваться только в трековых камерах спектрометра («дальние» V^0), где точность реконструкции кинематических параметров V^0 -частиц хуже. Однако, «дальние» V^0 позволяют расширить угловой аксептанс регистрации $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов, что важно для регистрации медленных V^0 -частиц, и увеличивают эффективный объем регистрации $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов для быстрых V^0 -частиц.

В качестве входной информации для реконструкции распадов «близких» V^0 -частиц использовались данные с кремниевого вершинного детектора. В состав вершинного детектора (Рис.1а) [2] входит активная мишень [3], состоящая из пяти кремниевых (Si) стриповых детекторов толщиной 300 ± 5 мкм и питчем 1мм, и двух пассивных пластин из свинца (Pb - толщиной 240 ± 10 мкм) и углерода (C - толщиной 520 ± 10 мкм), а также 10 плоскостей микростриповых кремниевых детекторов. Все семь пластин мишени собраны в виде сэндвича в форме цилиндра, расстояние между плоскостями микростриповых кремниевых детекторов 4мм. Первая XY пара ВД имеет 640 стрипов в каждой плоскости с питчем 25 мкм; а вторая XY пара - 640 стрипов с питчем 50 мкм; а третья XY пара - 1024 стрипов с питчем 50 мкм. Квадруплет плоскостей XYUW имеет 1024 стрипов в каждой плоскости с питчем 50 мкм. U и W плоскости на-

клонены по отношению к вертикали под углом $\pm 10.5^\circ$. Вершинный детектор обеспечивает измерение координат вторичных вершин на расстоянии вдоль оси Z до 58 мм от первой пластины мишени и до 34 мм от последней пластины мишени. Точность измерения координат вершины распада V^0 в ВД составляет ~ 250 мкм для Z координаты и ~ 30 мкм для X и Y координат. Угловой акцептанс ВД ± 250 мрад.

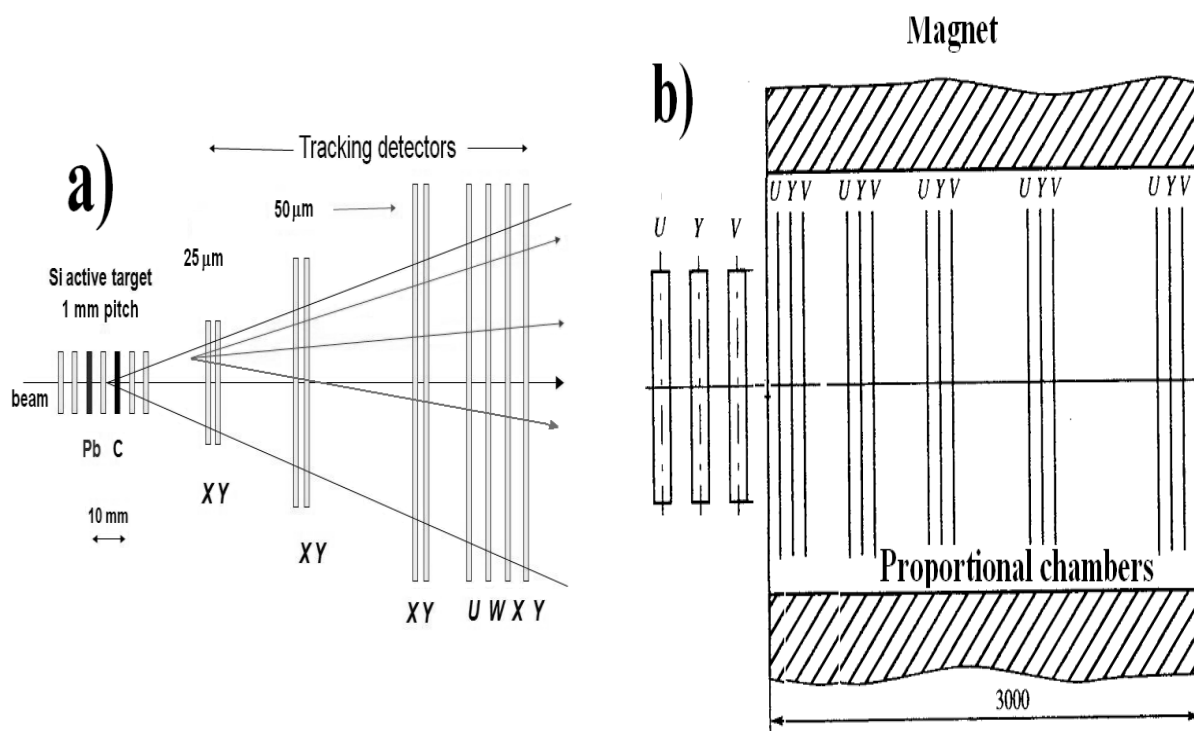


Рис.1. а) Схема вершинного детектора. б) Магнитный спектрометр.

В состав спектрометра (Рис.1б) входят: магнит апертурой $1,8 \times 1,2 \text{ м}^2$ с однородным магнитным полем $1,18 \text{ Т}$ на длине 3 м , два набора многопроволочных пропорциональных камер [4] размещённых перед и внутри апертюры магнита. Перед апертурой магнита находится UYV триплет камер, а внутри магнита 5 UYV триплетов камер ($1,0 \times 1,5 \text{ м}^2$). Рабочая область первого триплета ПК $1,0 \times 1,0 \text{ м}^2$, всех других $1,5 \text{ м}^2$, что позволяет измерять импульсы заряженных частиц в данном эксперименте с точностью $\Delta p/p \approx 2\%$ при $p \leq 10 \text{ ГэВ/с}$ и $\Delta p/p \sim 3-4\%$ при $p > 10 \text{ ГэВ/с}$. Расстояние между сигнальными проволочками во всех камерах 2 мм . Полное число плоскостей камер 18, с ~ 18000 сиг-

нальных проволочек. Угловой аксептанс спектрометра ± 200 мрад для горизонтальной плоскости и ± 150 мрад для вертикальной. Эффективный объем регистрации «дальних» V^0 частиц определен как $L_{\min}(\text{ПК}) \leq Z \leq 1500$ мм, где $L_{\min}(\text{ПК}) = L_{\max}(\text{ВД})$. $L_{\max}(\text{ВД})$ варьируется от 34 до 58 мм в зависимости от положения мишени.

Реконструкция треков и вершин распада V^0

Геометрическая реконструкция треков заряженных частиц в спектрометре СВД-2 состоит из нескольких этапов. Вначале реконструируются сегменты треков, имеющие отсчеты в ВД. Для этого производится поиск и выделение кластеров, возникающих из-за размытия зарядов по стрипам в ВД, и по выделенным кластерам вычисляются координаты траектории заряженных частиц [5]. В области ВД, из-за отсутствия влияния магнитного поля, проекции трека в плоскостях XZ и YZ описываются прямыми линиями $x = A_x z + B_x$ и $y = A_y z + B_y$, где x, y, z - координаты трека, $A_x = \partial x / \partial z$, $A_y = \partial y / \partial z$ - угловые параметры, а B_x и B_y - прицельные параметры трека. Определение параметров A_x, B_x, A_y, B_y производится как минимум по трем хитам ВД в плоскостях XZ и YZ методом наименьших квадратов, а координаты хитов с камер U и V используются для объединения XZ и YZ проекций в пространственный трек. Затем восстановленные в ВД треки сшиваются с сегментами треков, имеющих отсчеты в ПК, и по кривизне этих сегментов определяется заряд и импульс заряженных частиц.

Для уточнения параметров восстановленных треков и вычисления ковариационной матрицы ошибок выполняется глобальный фит фильтром Кальмана. На этом этапе фильтр Кальмана не выполняет операцию распознавания треков, а выполняет только операции предсказания, фильтрации и сглаживания. Алгоритм фильтра Кальмана и используемый математический формализм подробно представлены в работах [6,7]. Здесь кратко опишем адаптированный к нашим условиям вариант.

В точках пересечения трека и k-ой плоскости камер задается вектор состояния $q_k = (A_x, B_x, A_y, B_y, Q/p)$, где Q - заряд (+1 или -1) и p - импульс частицы. Для вектора q_k также определяется ковариационная матрица ошибок (размер 5×5) $\text{Cov}_k = \text{cov}(q_k)$. Трек как дискретная динамическая система, описывается уравнениями $q_{k+1} = F_k q_k + w_k$, $\text{Cov}_{k+1} = F_k \text{Cov}_k F_k^T + W_k$, где w_k - шум от многократного рассеяния, W_k - ковариационная матрица шума и F_k - транспортная матрица экстраполяции трека от k-ой плоско-

сти к плоскости $k+1$. Матрица F_k для k -го шага определена как $F_k = \partial q_k / \partial q_0$, где q_0 - начальный вектор состояния. На этапе предсказания по критерию χ^2 удаляются шумящие плоскости, и проводится экстраполяция вектора состояния и его матрицы ошибок от k -ой детектирующей плоскости к плоскости $k+1$, фильтрация выполняет обновление вектора состояния q_{k+1} и матрицы Cov_{k+1} на основе информации от предыдущих итераций. Проекция треков заряженных частиц считаются восстановленными, если количество хитов, ассоциированных с треком было ≥ 3 как для XZ- так и для YZ-проекции. Накладывалось также условие на точность измерения импульса треков $\Delta p/p \leq 10\%$.

Реконструированные в ВД треки использовались для измерения вершины первичного взаимодействия. Первичная вершина определялась фитом всех треков, реконструированных в ВД к общей точке. Точность определения координат первичной вершины составляет ± 100 мкм вдоль оси Z, в азимутальном направлении ± 30 мкм. Координаты точки распада V^0 -кандидатов находились фитом двух треков частиц противоположных зарядов, успешно восстановленных в пространстве, к общей вершине [8].

На втором этапе геометрической реконструкции восстанавливаются треки от распада «дальних» V^0 -частиц. Хиты, ассоциированные с восстановленными на первом этапе треками, удаляются из массивов хитов, а оставшиеся хиты используются для распознавания треков, имеющих отсчеты только в ПК. На этом этапе фильтр Кальмана выполняет операции распознавания треков и глобального фита. В плоскости YZ влияние магнитного поля пренебрежимо мало, поэтому в качестве модели трека для YZ-проекции выбрана прямая линия. Для XZ-плоскости проекция трека определялась решением уравнения движения заряженной частицы в неоднородном магнитном поле методом Рунге-Кутты четвертого порядка [9,10]. В результате геометрической реконструкции треков всей статистики средние значения относительной ошибки измеренного импульса равны 2.2% и 5.1% для треков от распада «близких» и «дальних» V^0 , соответственно. В качестве значений координат вершины кандидата в распады «дальних» V^0 берутся координаты точки максимального сближения двух треков противоположно заряженных частиц.

Критерии отбора $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов

Большинство реконструируемых треков образовано рА-взаимодействиями в пластинах мишени, вторичные треки образуются от распадов V^0 -частиц и от вторичных взаимодействий. Это приводит к большому комбинаторному фону в спектрах эффективных масс $M(p\pi^-)$ и $M(p^-\pi^+)$, показанных на рис. 2 для всех комбинаций положительно и отрицательно заряженных частиц, зарегистрированных только в ПК. Спектры хорошо аппроксимируются суммой функции Брейта-Вигнера и степенной функцией: $BW(M)=A\times\Gamma/2/[(M-M_0)^2+(\Gamma/2)^2]+B\times(M-M_{TH})^{1/2}+C\times(M-M_{TH})^{3/2}$, где M - эффективная масса, M_0 -масса $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов, Γ -ширина на полувысоте и M_{TH} -пороговое значение эффективной массы. Значения масс, полученные из фита, равны $M(\Lambda)=1.1155\pm 0.00002$ ГэВ и $M(\bar{\Lambda})=1.1157\pm 0.00004$ ГэВ, что согласуется с табличными значениями [10]. Ширины функции Брейта-Вигнера равны $\Gamma(\Lambda)=5.833\pm 0.006$ МэВ и $\Gamma(\bar{\Lambda})=4.786\pm 0.005$ МэВ. Здесь и далее величины сигналов определены как превышение событий над фоном в полосе эффективных масс $1.100\leq M(p\pi^-)\leq 1.125$ ГэВ и $1.100\leq M(p^-\pi^+)\leq 1.125$ ГэВ, соответственно. Фон под пиками $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов (рис. 2) в выбранной полосе эффективных масс составляет 44% и 86% для $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов, соответственно.

Для улучшения отношения сигнал/фон необходимо применить дополнительные критерии отбора, выбор которых зависит от решаемой физической задачи. Общими критериями отбора в данном анализе для всех V^0 -кандидатов были следующие:

- относительная ошибка измерения импульсов заряженных частиц $\Delta p/p\leq 10\%$, этот критерий $\Delta p/p\leq 10\%$ обеспечивает качество измерений отобранных треков;
- импульс заряженных частиц от распада V^0 $p\geq 0.3$ ГэВ/с, т.к. на границах акцептанса эффективность восстановления треков с импульсом ≤ 0.3 ГэВ/с заметно падает;
- импульс нейтральной V^0 -частицы $p(V^0)\leq 60$ ГэВ/с;
- отбрасывались V^0 -частицы, удовлетворяющие гипотезе $K_S^0\rightarrow\pi^+\pi^-$, т.е. V^0 -кандидаты из полосы эффективных масс ($0.497\leq M(\pi^+\pi^-)\leq 0.452$ МэВ).
- с целью уточнения координат вершин распада V^0 -частиц для всех V^0 -частиц выполнен кинематический 1С-фит к гипотезам $\Lambda\rightarrow p\pi^-$, $\bar{\Lambda}\rightarrow p^-\pi^+$, $K_S^0\rightarrow\pi^+\pi^-$. Из

всех кандидатов в распады Λ 88% частиц прошли 1С-фит с лучшим χ^2 для гипотезы $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Для кандидатов в распады $\bar{\Lambda}$ лучший χ^2 к гипотезе $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ был у 86% V^0 -частиц. Для оценки полных инклюзивных сечений образования $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов на ядрах кремния, углерода и свинца отбирались V^0 -частицы с лучшим χ^2 к соответствующим гипотезам.

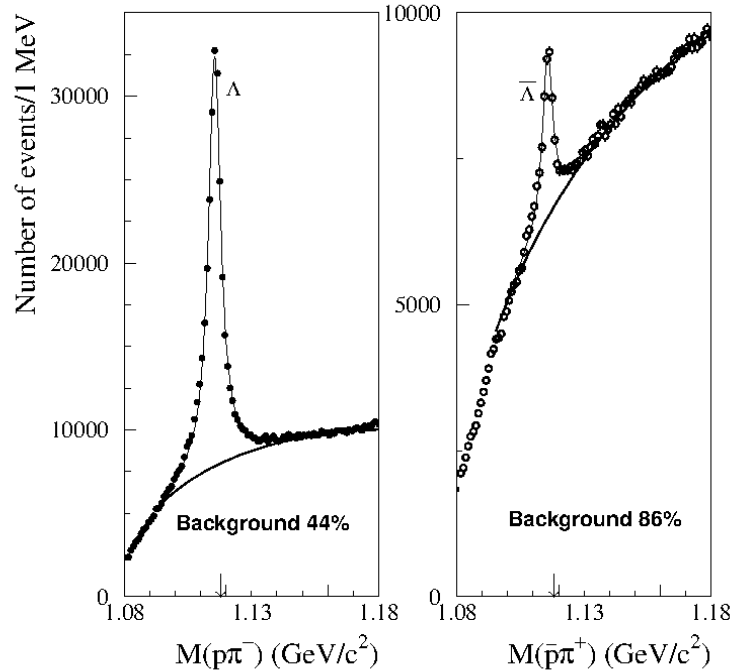


Рис. 2. Спектры эффективных масс p и π^- -мезона (левая гистограмма) и антипротона и π^+ -мезона (правая гистограмма) для «дальних» V^0 до применения критериев отбора. Линии - результат фита распределений суммой функции Брейта-Вигнера и фоном, стрелками обозначены табличные значения масс.

Наличие примеси в полученной выборке $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов от распадов K_S^0 -мезонов хорошо видно на плоте Подольский-Арментерос (рис. 3), где показана зависимость переменной $\alpha = (q_{L1} - q_{L2}) / (q_{L1} + q_{L2})$ от q_T^{ARM} , где q_{L1} , q_{L2} , q_T^{ARM} - продольные и поперечные компоненты импульса частиц от распада V^0 в системе покоя $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов относительно направления полета V^0 в лабораторной системе. На рис.3 видно, что распады Λ -гиперонов расположены в области $\alpha \geq 0$, а распады $\bar{\Lambda}$ -гиперонов заселяют область $\alpha \leq 0$. На рис.3 также видно, что кроме комбинаторного фона присутствует заметный вклад от распадов K_S^0 .

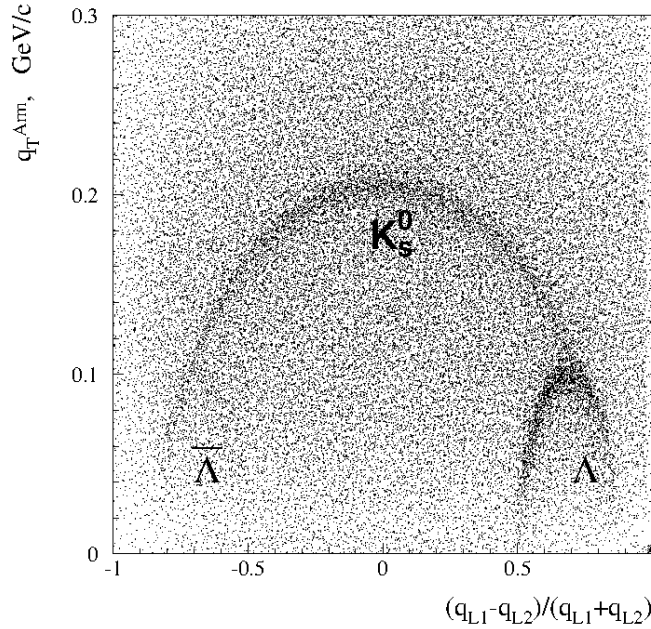


Рис. 3. Подольянский-Арментерос плот для V^0 -кандидатов по переменным α и p_{Γ}^{ARM} .

В дальнейшем анализе отбрасывались все V^0 -частицы, удовлетворяющие в спектре эффективных масс гипотезе $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ($0.497 \leq M(\pi^+ \pi^-) \leq 0.452$ МэВ). Кандидатами в распады Λ -гиперонов отбирались V^0 -частицы, если $\alpha \geq 0$, а в распады $\bar{\Lambda}$ -гиперонов, если $\alpha \leq 0$. Из-за разницы в координатном разрешении необходимо применять дополнительные критерии отбора отдельно для «близких» и «дальних» V^0 -частиц. Ниже описаны эти критерии.

Критерии отбора «близких» V^0 -частиц

Распады «близких» V^0 -частиц принимались для дальнейшего анализа, если:

- угол разлета продуктов распада V^0 - частиц ≥ 7 мрад (удаляет конверсию γ -квантов);

- промах направления импульса V^0 -частицы в XY -плоскости относительно первичной вершины $\epsilon_{XY} \leq 0.5$ см;
- длина пробега L_Z вдоль оси пучка удовлетворяет условию $L_{\min}(\text{ВД}) \leq L_Z \leq L_{\max}(\text{ВД})$, где $L_{\min}(\text{ВД})$ и $L_{\max}(\text{ВД})$ границы эффективного объема ВД. Значения $L_{\min}(\text{ВД})=0.3 - 0.5$ см в зависимости от номера пластины в активной мишени, $L_{\max}(\text{ВД})$ также зависит от номера мишени и варьируется от 3.4 до 5.8 см.

Критерии отбора V^0 -кандидатов по ϵ_{XY} и L_Z выбраны из условия выполнения максимума величины значимости пиков в спектрах $M(p\pi^-)$ и $M(p^-\pi^+)$. В качестве иллюстрации выбора этих критериев на рис. 4 показана зависимость статистической значимости $S/\sqrt{(S+B)}$, где S – число событий в сигнале, B – число фоновых событий в полосе сигнала, от значения величины промаха ϵ_{XY} и длины пробега L_Z . Спектры эффективных масс для «близких» $\Lambda/\bar{\Lambda}$ гиперонов, регистрируемых в эффективном объеме ВД и удовлетворяющие перечисленным выше критериям, показаны на рис. 5.

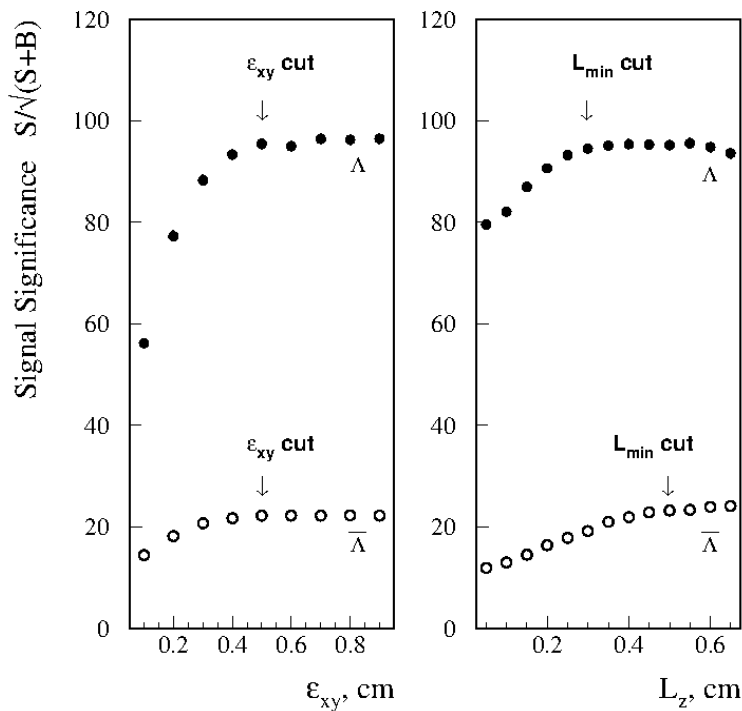


Рис. 4. Распределения «близких» V^0 -кандидатов по переменным ϵ_{XY} и L_Z . Стрелками обозначены выбранные критерии отбора.

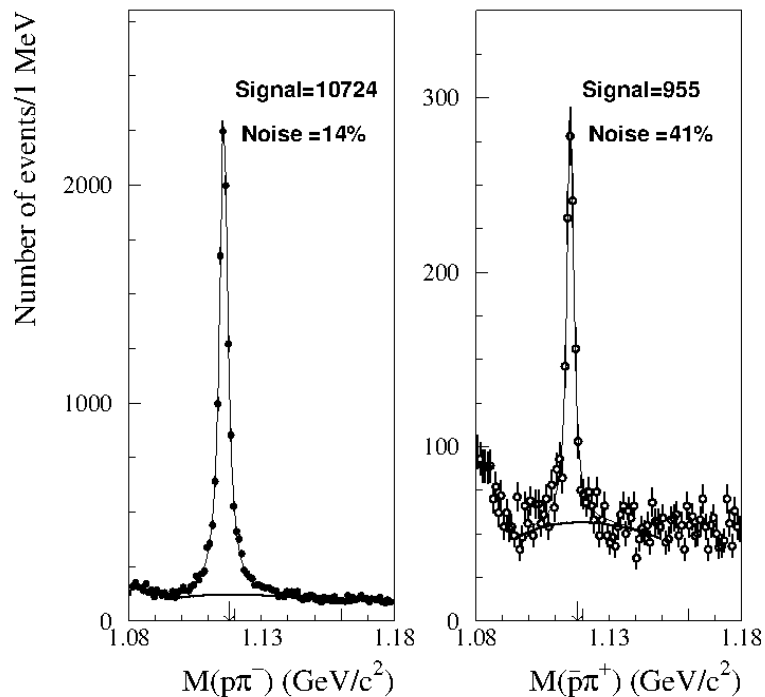


Рис. 5. Спектры эффективных масс $M(p\pi^-)$ и $M(\bar{p}\pi^+)$ для «близких» V^0 после применения всех критериев отбора.

Критерии отбора «дальних» V^0 -частиц

Критериями отбора для «дальних» V^0 -частиц выбраны следующие требования:

- промах направления V^0 -частицы относительно первичной вершины ϵ_{XY} и $\epsilon_{XY}/\Delta\epsilon_{XY} \leq 2(\Delta\epsilon_{XY})$, где $\Delta\epsilon_{XY}$ – ошибка измерения ϵ_{XY} ;
- требуется, чтобы расстояние ϵ_{CDA} максимального сближения треков от распада V^0 в пространстве удовлетворяло условию $\epsilon_{CDA}/\Delta\epsilon_{CDA} \leq 2(\Delta\epsilon_{CDA})$, где $\Delta\epsilon_{CDA}$ – ошибка параметра ϵ_{CDA} ;

- требовалось, чтобы разница между z-координатой V^0 - частицы и z- координатой первичной вершины была $\geq L_{\min}(\text{ПК})=L_{\max}(\text{ВД})$;

- требовалось, чтобы длина пробега L_Z удовлетворяла условию $L_{\max}(\text{ВД}) \leq L_Z \leq 150\text{см}$. Этот критерий определяет эффективный объем регистрации «дальних» V^0 -частиц и обеспечивает наличие на вторичном треке от распада V^0 -частиц как минимум 3-х хитов.

Критерии отбора V^0 -кандидатов по промахам ϵ_{CDA} и ϵ_{XY} выбраны из условия выполнения максимума статистической значимости пиков в распределениях по $M(\text{p}\pi^-)$ и $M(\text{p}\pi^+)$. Выбор этих критериев иллюстрирует рис. 6, где показана зависимость значимости сигналов параметров $\epsilon_{\text{CDA}}/\Delta\epsilon_{\text{CDA}}$ и $\epsilon_{\text{XY}}/\Delta\epsilon_{\text{XY}}$.

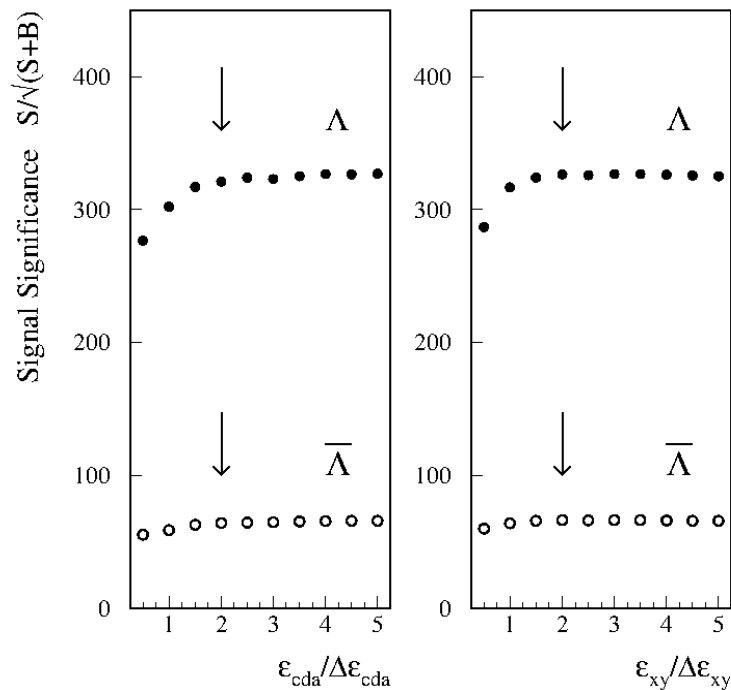


Рис. 6. Распределения «дальних» V^0 -кандидатов по переменным $\epsilon_{\text{CDA}}/\Delta\epsilon_{\text{CDA}}$ и $\epsilon_{\text{XY}}/\Delta\epsilon_{\text{XY}}$. Стрелками обозначены выбранные критерии.

После применения этих критериев отбираются как «однозначно» выделенные V^0 -кандидаты, у которых пары заряженных частиц формируют только одну вилку, так и «неоднозначные» V^0 -кандидаты, у которых один из треков (или оба) формирует несколько вилок. Окончательный отбор V^0 -частиц из выборки «неоднозначных» V^0 -кандидатов сделан с использованием трех величин $\epsilon_{XY}/\Delta\epsilon_{XY}$, $\epsilon_{CDA}/\Delta\epsilon_{CDA}$ и $\delta M(V^0)$, где $\delta M(V^0)$ – отклонение значения эффективной массы V^0 -кандидата от табличного значения массы. Для отбора наиболее вероятного V^0 -кандидата из такой выборки требовалось, чтобы, по крайней мере, две переменных из трех имели меньшее значение. Спектры эффективных масс для отобранных и отбракованных кандидатов в распад V^0 -частиц из выборки «неоднозначных» V^0 -кандидатов показаны на рис. 7.

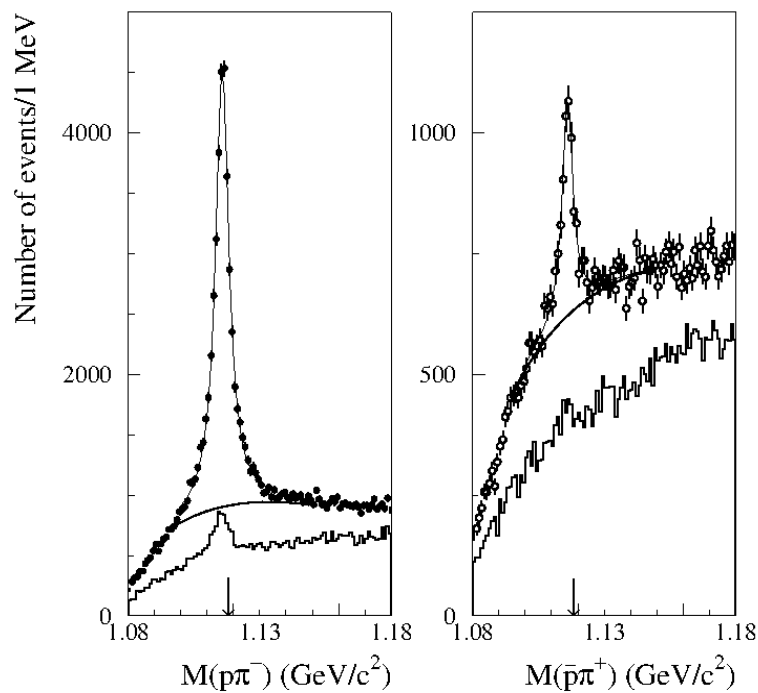


Рис. 7. Спектры эффективных масс p и π^- -мезона (левая гистограмма) и антипротона и π^+ -мезона (правая гистограмма) для отобранных кандидатов в распад V^0 -частиц и отбракованных кандидатов (гистограммы) для выборки «неоднозначных» V^0 -кандидатов.

Величины сигналов в интервалах $1.100 \leq M(p\pi^-) \leq 1.125$ ГэВ и $1.100 \leq M(\bar{p}\pi^+) \leq 1.125$ ГэВ (рис. 7) составляют 27220 ± 165 для Λ -гиперонов и 1538 ± 40 событий для $\bar{\Lambda}$ -гиперонов, что дает вклад в конечную выборку «дальних» V^0 -частиц на уровне 19% и 12% для Λ и $\bar{\Lambda}$, соответственно.

И наконец, на рис. 8 показаны спектры эффективных масс для «дальних» $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов после применения всех критериев отбора. Если до применения этих критериев (рис.3) величина фона составляла 45% и 85% для Λ и $\bar{\Lambda}$, соответственно, то применение критериев отбора улучшает уровень фона до значений 22% и 65%, соответственно. В таблице 1 показана статистика отобранных распадов отдельно для «близких» и «дальних» $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов, а на рис.9 пики в спектрах эффективных масс от распадов $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов для всех для всех отобранных V^0 -частиц.

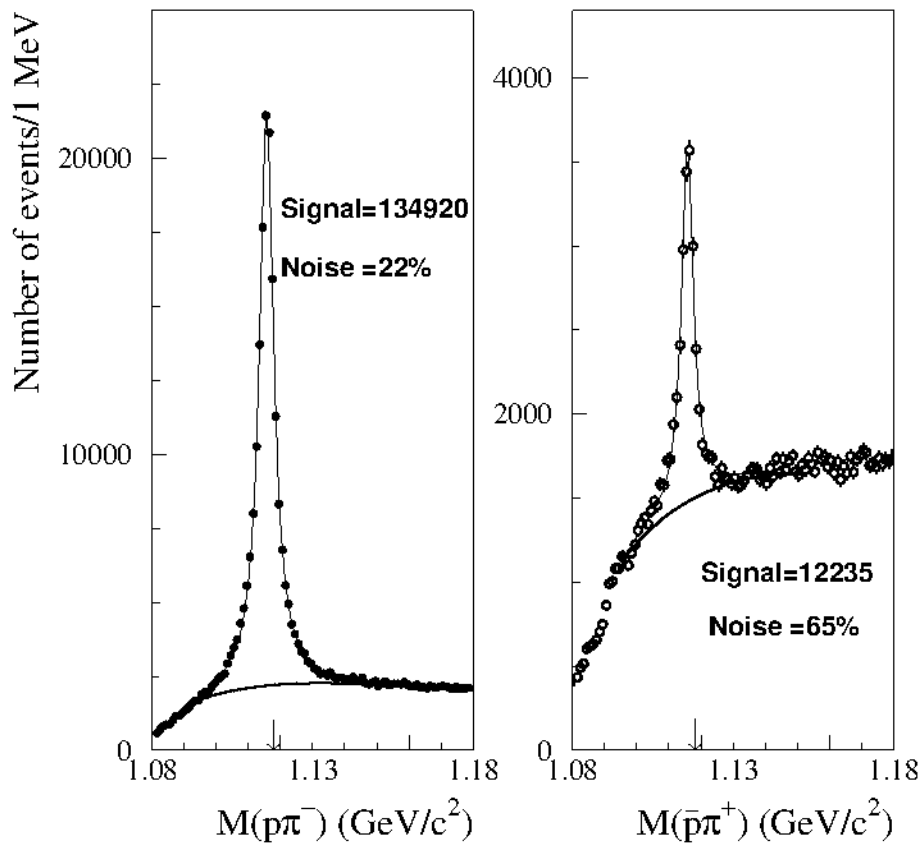


Рис. 8. Спектры эффективных масс p и π^- -мезона (левая гистограмма) и антипротона и π^+ -мезона (правая гистограмма) для «дальних» V^0 после применения критериев отбора.

Таблица 1. Результаты отбора распадов $\Lambda/\bar{\Lambda}$ после выполнения всех критериев.

Числа событий	Масса, ГэВ	Ширина, МэВ	Фон, %	χ^2 / ndf
«Близкие» $\Lambda/\bar{\Lambda}$				
(Λ) 10724±104	1.1158±0.0004	3.374±0.004	14	1.16
($\bar{\Lambda}$) 955±30	1.1156±0.0012	3.025±0.001	41	1.49
«Дальние» $\Lambda/\bar{\Lambda}$				
(Λ) 134921±367	1.1157±0.0001	5.500±0.004	22	6.32
($\bar{\Lambda}$) 12235±110	1.1158±0.0004	4.460±0.014	65	1.85

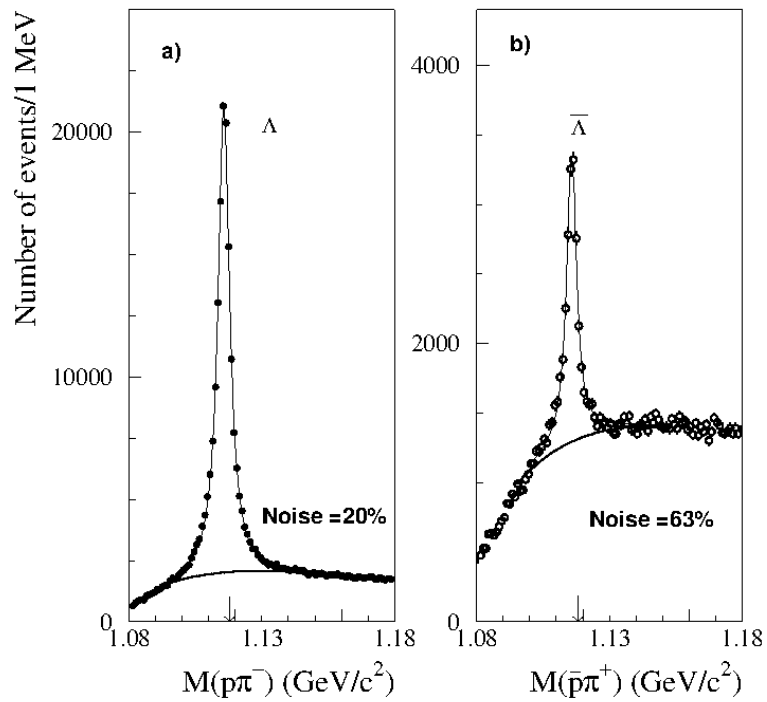


Рис. 9. Спектры эффективных масс p и π^- -мезона (а) и антипротона и π^+ -мезона (б) для всех отобранных V^0 .

Полные сечения

Акцептанс спектрометра СВД-2 позволяет измерить инклюзивные сечения $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов в кинематическом интервале $-1.2 \leq y^* \leq 2.2$ и $p_T \leq 2.5$ ГэВ/с. Оценка сечений для данной кинематической области получена на выборке событий из полосы $M_0 \pm 4\Gamma$ по формуле:

$$\sigma(\Lambda/\bar{\Lambda}) = \sigma_{inel} \times \epsilon_{TR} \times N(\Lambda/\bar{\Lambda}) / (N_{inel} \times \epsilon(\Lambda/\bar{\Lambda}) \times Br),$$

где $\sigma(\Lambda/\bar{\Lambda})$ - сечение $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов, σ_{inel} - полное неупругое сечение рА-реакций [12], ϵ_{TR} - эффективность триггера, $\epsilon(\Lambda/\bar{\Lambda})$ - эффективность геометрической реконструкции $\Lambda/\bar{\Lambda}$, Br - вероятность распада $\Lambda/\bar{\Lambda}$ на регистрируемую моду, $N(\Lambda/\bar{\Lambda})$ - количество событий $\Lambda/\bar{\Lambda}$ в полосе сигнала $\pm 4\Gamma$ и N_{inel} - число первичных неупругих событий. На рис.10-11 показана зависимость сечений в интервале $p_T \leq 2.5$ ГэВ/с и $-1.2 < y^* < 2.2$ от эффективной массы продуктов распада для всех изучаемых реакций.

Эффективности реконструкции $\epsilon(\Lambda/\bar{\Lambda})$ вычислялись с помощью генератора FRITIOF7.02 [13] и программы GEANT3.21 [14]. Сгенерировано 0.78 млн. событий с рождением $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов для всех трех реакций. Для моделированных данных в программе GEANT3.21 при прохождении частиц через ВД учитывались: размытие заряда по стрипам; шум в каждом канале; обрезание амплитуд, аналогичное дискриминации амплитуд, использованной при наборе данных в эксперименте. При моделировании хитов в ПК учитывались эффективности их срабатывания. Результаты фитирования спектров на рис.10-11 и статистика реконструированных распадов $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов для каждой мишени приведены в таблице 2. В таблице 2 приведены также значения полных неупругих сечений, используемые для нормировки инклюзивных сечений.

Оценка полных сечений $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов сделана экстраполяцией измеренного сечения в интервале $p_T \leq 2.5$ ГэВ/с и $-1.2 < y^* < 2.2$ на полную кинематическую область с помощью модели FRITIOF. Полученные значения полных сечений вместе с данными pp-эксперимента при 69 ГэВ/с, где $\sigma(pp \rightarrow \Lambda + X) = 3.40 \pm 0.20$ мб и $\sigma(pp \rightarrow \bar{\Lambda} + X) = 0.16 \pm 0.03$ мб [15], позволяют изучить А-зависимость реакций. Результаты фита полных сечений формулой $\sigma(pA) = \sigma(pp) \times A^\alpha$ показаны на рис.12, для параметра наклона получены значения: $\alpha(\Lambda) = 0.936 \pm 0.009$ ($\chi^2/ndf = 2.8$), $\alpha(\bar{\Lambda}) = 0.956 \pm 0.012$ ($\chi^2/ndf = 3.9$).

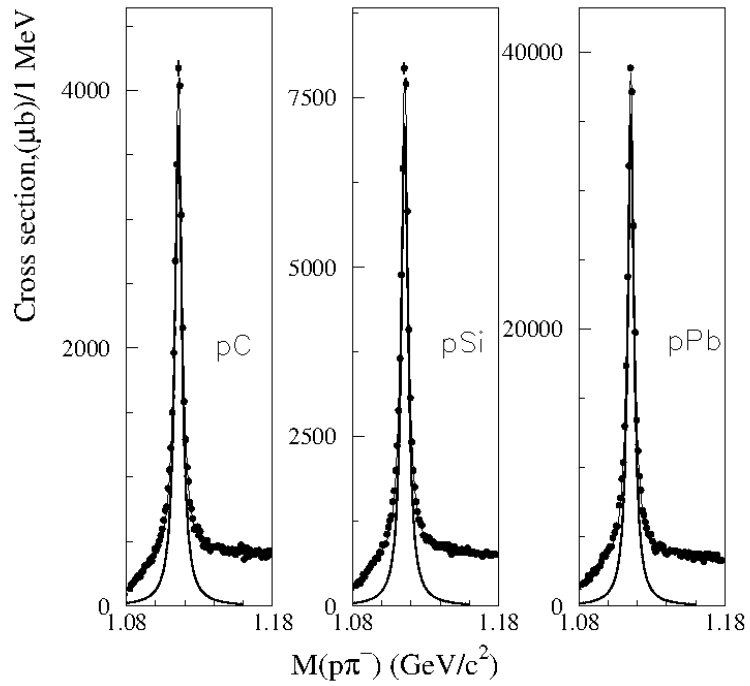


Рис.10. Зависимость сечения от эффективной массы p и π^- -мезона для трех реакций. На рисунках показаны Λ -сигналы, полученные в результате фита.

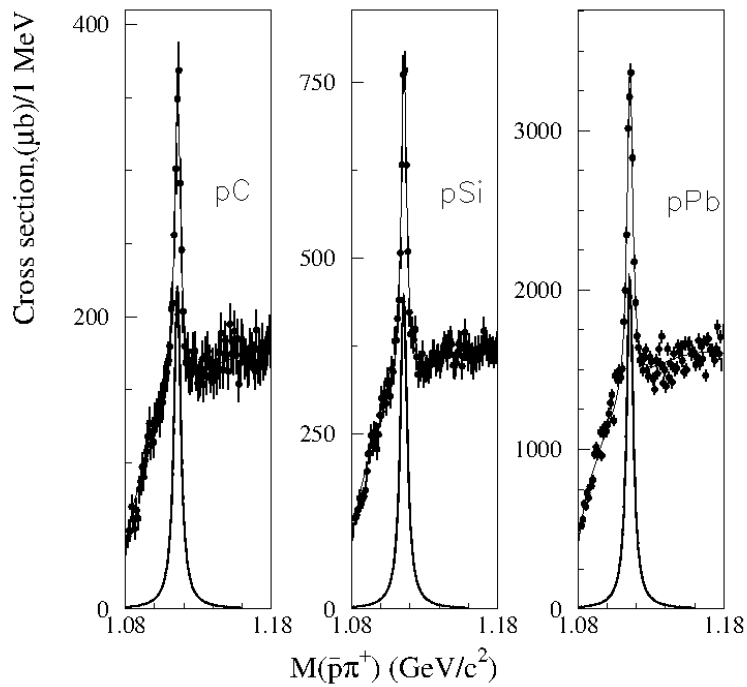


Рис.11. Зависимость сечения от эффективной массы антипротона и π^+ -мезона для трех реакций. На рисунках показаны $\bar{\Lambda}$ -сигналы, полученные в результате фита.

Таблица 2. Сечения реакций. Первая ошибка сечений – систематическая, вторая - статистическая.

Мишень	Неупругое сечение, (мбн)	Реакция	Число событий	Сечение для $-1.2 < y^* < 2.2$ (мбн)	Полное инклюзивное сечение, (мбн)
Углерод	252± 4	$pC \rightarrow \Lambda X$	39000	33.8±3.6 ±0.2	48.8±5.0±0.3
		$pC \rightarrow \bar{\Lambda} X$	4080	1.78±0.14±0.04	2.12±0.25±0.04
Кремний	466± 9	$pSi \rightarrow \Lambda X$	95980	65.6±4.2±0.3	93.2±13.9±0.4
		$pSi \rightarrow \bar{\Lambda} X$	10050	3.65±0.15±0.06	4.21±0.25±0.06
Свинец	1930±50	$pPb \rightarrow \Lambda X$	46088	300±17±0.6	492±25.1±2.3
		$pPb \rightarrow \bar{\Lambda} X$	4644	16.3±1.3±0.13	21.0±2.4±0.15

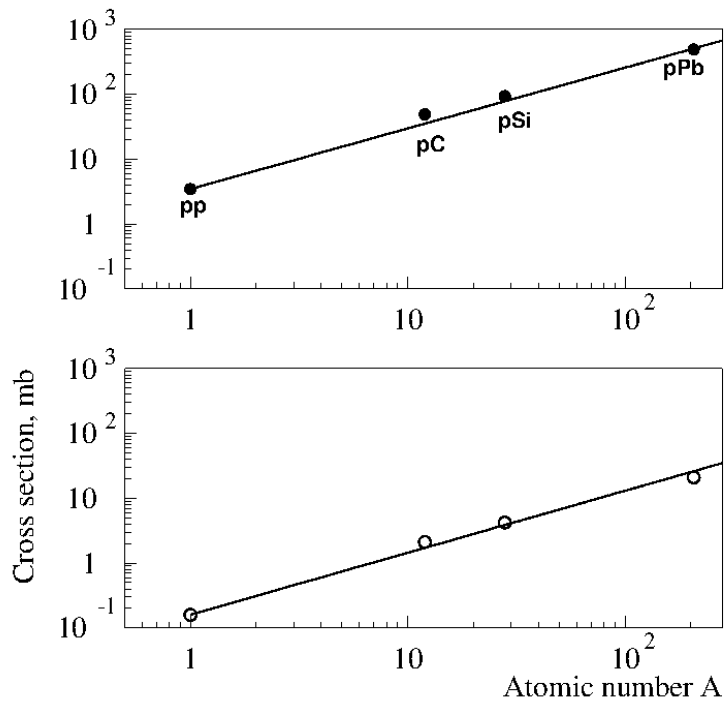


Рис.12. A-зависимость полных инклюзивных сечений Λ (верхний рисунок) и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов (нижний). Линии - фит полных сечений формулой $\sigma(pA) = \sigma(pp) \times A^\alpha$.

Заключение

На основе выполненных измерений в вершинном детекторе и в трековых камерах спектрометра СВД-2 в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ/с реконструированы распады $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов для трёх мишеней (Si, C, Pb). Для пространственной реконструкции треков от распада гиперонов использован алгоритм Калмана. Определены критерии отбора кандидатов в $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гипероны для «близких» и «дальних» V^0 -частиц и получена объединенная выборка $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов для физического анализа. Суммарная статистика образования $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов для трёх мишеней (Si, C, Pb), после использования критериев отбора, составляет 130287 ± 360 Λ -гиперонов и 12120 ± 110 $\bar{\Lambda}$ -гиперонов при уровне статистической значимости 320 и 67 для Λ и $\bar{\Lambda}$, соответственно, что позволяет провести физический анализ результатов эксперимента по образованию $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов в области быстрот $-1.2 \leq \beta^* \leq 2.2$ и поперечных импульсов $p_T \leq 2.5$ ГэВ/с. Получены оценки полных инклюзивных сечений рождения $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов для трёх мишеней (Si, C, Pb) (таблица 2) и параметры наклона зависимости сечений от атомного номера мишени.

Список литературы

- [1] В.В. Авдейчиков и др., ПТЭ, 2013, №1, с 14-37.
- [2] Е.Н. Ардашев и др., ПТЭ № 4, с.1, 2007.
- [3] Е.Н. Ардашев и др., Препринт ИФВЭ, 2009-9, ОНФ, Протвино, 2009
- [4] Е.Н. Ардашев и др., Препринт ИФВЭ 2001-31 ОНФ, Протвино, 2001
- [5] Г.А. Богданова и др., Препринт НИИЯФ МГУ.97-8/459.
Москва, 1997
- [6] R. Fruhwirth, Nucl. Inst. And Meth., A262, p.444, 1987.
- [7] А.А. Лебедев, Г.А. Ососков, Препринт ОИЯИ,
P10-2010-3, Дубна, 2010.
- [8] А.А. Киряков и др., ПТЭ, №5, с. 48-55, 2014.
- [9] W. Press et al., Numerical Recipes in C,
Cambridge Univ. Press, 1995.
- [10] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D86, 010001 (2012)
- [11] Y. Gorin et al., Soviet J. Nucl. Phys. 18(1974)173.
- [12] J.R. Letaw, R. Silberberg and C.H. Tsao, The Astrophysical J. Suppl.
Series 51(1983)271.
- [13] H. Pi, Comp. Phys. Comm. 71, (1992)173.
- [14] GEANT3.21, CERN Program Library Long Writeup W5013.
- [15] V.V. Ammosov et al., Nucl. Phys., B115 (1976), p.269.

Рукопись поступила 24 марта 2020 г.

А.А. Киряков, В.М. Роньжин.

Реконструкция распадов $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов на установке СВД-2.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

Подписано к печати	26.03.2020	Формат 60 × 84/16.	Цифровая печать.	
Печ.л. 1,5.	Уч.– изд.л. 2,016.	Тираж 80.	Заказ 9.	Индекс 3649.

НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ
142281, Московская область, г. Протвино, пл. Науки, 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

ПРЕПРИНТ 2020-4,
НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, 2020
