

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук



Е.С. Голубева

Моделирование элементарного акта
антинуклон-нуклонного взаимодействия
при $T \leq 3$ ГэВ

препринт
preprint

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН
1412/2015
СЕНТЯБРЬ 2015

МОСКВА 2015 MOSCOW

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук



Е.С. Голубева

Моделирование элементарного акта
антинуклон-нуклонного взаимодействия
при $T \leq 3$ ГэВ

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН

1412/2015

СЕНТЯБРЬ 2015

МОСКВА

2015

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences
60-th October Anniversary prospect 7a,
Moscow 117312, Russia

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук
проспект 60-летия Октября, 7а
Москва, 117312

Е.С. Голубева

Моделирование элементарного акта
антинуклон-нуклонного взаимодействия
при $T \leq 3$ ГэВ

Представлен подход для моделирования элементарного акта антинуклон-нуклонного взаимодействия с рождением «странности» в области энергий до 3 ГэВ. Приводятся параметризации сечений основных каналов (анигиляции, упругого взаимодействия, перезарядки, неупругого пинообразования) и неупругих каналов с рождением странности. Учитывается асимптотическое поведение сечений в области энергий меньше 20 МэВ. Данный подход реализован в виде вычислительной программы, которая позволит изучать рождение «странности» и образование гиперядер во взаимодействии антипротонов с ядрами.

An approach is presented for modeling the elementary act of antinucleon-nucleon interaction with the production of «strangeness» in the energy up to 3 GeV. Parameterizations of the cross sections for basic channels (annihilation, elastic interaction, charge exchange, inelastic pion production) and inelastic channels with the strangeness production are given. The asymptotic behavior of the cross sections in the energy region below 20 MeV is taken into account. This approach is implemented in the computer code, which will study the production of the «strangeness» and the formation of hypernuclei in the interaction of antiprotons with nuclei.

E.S. Golubeva

Modeling elementary NN interaction
at $T \leq 3$ GeV

ISBN 978-5-94274-297-3

© Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук, 2015
Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences, 2015

Е.С. Голубева
Моделирование элементарного акта
антинуклон-нуклонного взаимодействия
при $T \leq 3$ ГэВ

Препринт 14012/2015

Сентябрь 2015

Подписано в печать 26.08.2015

Ф-т 60x84/8. Уч.-изд.л. 1,3. Зак. 22367

Тираж 50 экз. Бесплатно

Печать цифровая
Издательский отдел

Федеральное государственное бюджетное учреждение
науки Институт ядерных исследований Российской
академии наук

117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а

Введение

Интерес к рождению «странности» в аннигиляции антипротонов на ядрах сохраняется уже более 25 лет с того момента, когда были измерены выходы Λ и K_S^0 для различных ядер [1,2]. Неожиданным экспериментальным фактом оказалось большое (>2) отношение выходов Λ/K_S^0 , причем не только для тяжелого ядра ($\bar{p} + {}^{184}\text{Ta}$ при 4 ГэВ/с [2]), но и для легкого ($\bar{p} + {}^{20}\text{Ne}$ при 608 МэВ/с [1]). При этом прямой механизм образования Λ в канале $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ дает только около 20% в сечении образования Λ [3]. Расчеты в рамках стандартной каскадной модели [4] не смогли описать экспериментальные данные и выдвигались гипотезы об увеличении сечения реакций с обменом странностью ($\bar{K}N \rightarrow \Lambda\pi$ и $\bar{K}N \rightarrow \Sigma\pi$) в ядерной среде, об аннигиляции на нуклонном кластере, и даже об образовании холодной кварк-глюонной плазмы при аннигиляции в ядерной среде [5].

В настоящее время на установке FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) готовятся эксперименты, нацеленные на поиск новых форм материи во взаимодействии антивещества с веществом. В частности планируется исследование гиперядер (в том числе двойных), когда вместо обычных нуклонов в ядре связаны один или два гиперона [6]. В связи с этим возникла необходимость эксклюзивного описания взаимодействия антинуклонов с ядрами в широком диапазоне энергий. Для этой цели планируется использовать вычислительную программу QGSM (Quark-Gluon String Model) [7,8], основанную на статистическом подходе и методе Монте-Карло. В ней реализована струнная модель для описания адронного элементарного акта при высоких энергиях (в том числе и для антинуклонов) и аппроксимации сечений и угловых распределений нуклон-нуклонных и пион-нуклонных взаимодействий в области энергий до нескольких ГэВ. Однако с точки зрения образования гиперядер наиболее интересны как раз антипротоны низких энергий и «в покое», так как чем ниже энергия вторичных частиц (в частности — гиперонов), тем больше вероятность, что они будут захвачены ядерным потенциалом и образуется гиперядро. Поэтому возникла необходимость в разработке вычислительной программы для моделирования элементарного акта антинуклон-нуклонного взаимодействия в области энергий до нескольких ГэВ. В результате этот элементарный акт должен быть

вставлен в QGSM и «шит» с элементарным актом, описываемым струнной моделью.

Задача по моделированию образования гиперядер условно может быть разделена на 2 стадии: 1) взаимодействие антипротона с ядром, в результате чего из ядра вылетают каскадные частицы и образуется возбужденное ядро; 2) девозбуждение ядра-остатка, в котором присутствует один или два гиперона, захваченные ядерным потенциалом. Процесс девозбуждения ядер-остатков, содержащих гиперон планируется описывать в рамках статистической модели, включающей в себя процессы испарения, мультифрагментации и развала Ферми [9,10].

В данной работе рассматриваются основные каналы антинуклон-нуклонного взаимодействия, приводятся параметризации их сечений и описывается процедура моделирования элементарного акта антинуклон-нуклонного взаимодействия в области энергий антипротона до нескольких ГэВ.

2. Сечения антинуклон-нуклонного взаимодействия

Рассмотрим основные каналы антинуклон-нуклонного взаимодействия при низких энергиях. Полное сечение $\bar{p}p$ и $\bar{p}n$ -взаимодействия является суммой парциальных сечений отдельных каналов: аннигиляции, упругого и перезарядки:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ann}} + \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{ex}} \quad (1)$$

Для $\bar{p}n$ и $\bar{p}p$ -взаимодействий канал перезарядки отсутствует и

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ann}} + \sigma_{\text{el}} \quad (2)$$

При энергиях выше порога ($T_{\text{lab}}(\bar{p}) \sim 335$ МэВ или $P_{\text{lab}}(\bar{p}) \sim 861$ МэВ/с) открываются сначала каналы с рождением одного мезона, а затем 2 и т.д. пионов — неаннигиляционные неупругие каналы. Эти каналы будут рассмотрены позже.

На рис.1 представлены сечения $\bar{p}p$ -взаимодействия в зависимости от импульса антипротона, но без учета каналов неупругого пионообразования. Рисунок взят из обзорной работы [11] и является одной из самых полных компиляций экспериментальных данных на настоящий момент. В него включены как ранние экспериментальные данные,

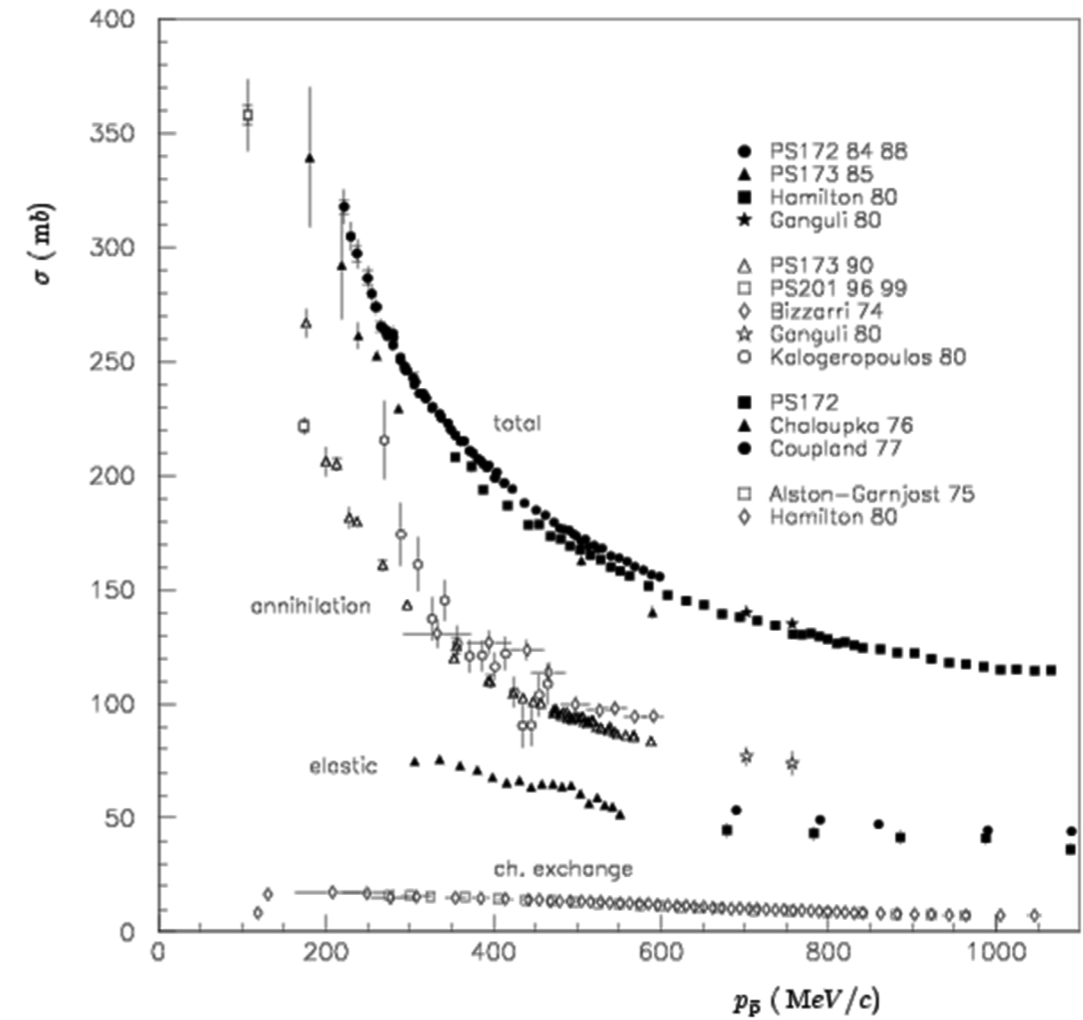


Рис.1. $\bar{p}p$ -сечения (полное, аннигиляционное, упругое, перезарядки) в зависимости от импульса антипротона

полученные до LEAR в KEK, BNL, FNAL, CERN и опубликованные в 1984 году High-Energy Reactions Analysis Group [12], так и более поздние данные, полученные в экспериментах на LEAR. Видно, что старые и новые данные в основном хорошо согласуются друг с другом. Полная библиография экспериментальных данных приведена в [11].

Целью настоящей работы является получение простых параметризаций энергетической зависимости сечений $\bar{p}p$ -взаимодействия для использования при численном моделировании элементарного акта антинуклон-нуклонного взаимодействия. Из представленного рисунка следует, что основным каналом в области низких энергий является аннигиляция.

2.1. Сечение аннигиляции

Для описания сечения аннигиляции в области энергий $3 \text{ ГэВ} > T > T_0 = 20 \text{ МэВ}$ получена параметризация (область энергий $T < T_0 = 20 \text{ МэВ}$ будет рассмотрена особо).

Здесь и везде далее T -энергия антипротона в ГэВ в лаб. системе $\bar{p}p$, σ_{ann} — сечение в mb.

$$\sigma_{\text{ann}} = 46.2906 * T^{-0.41459}. \quad (3)$$

На рисунке 2 представлено сечение $\bar{p}p$ -аннигиляции как функция энергии антипротона в лаб. системе.

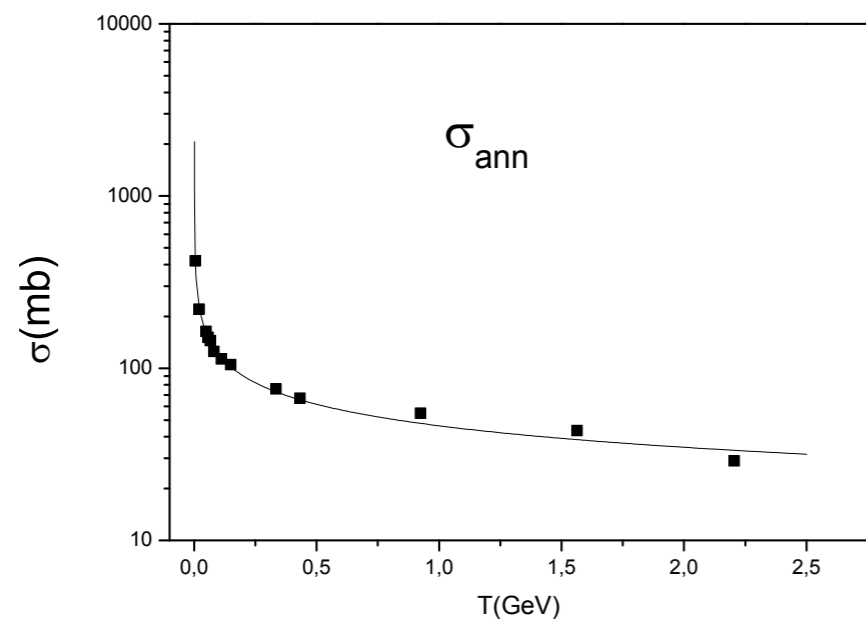


Рис.2. Сечение $\bar{p}p$ -аннигиляции как функция энергии антипротона

Здесь и далее: сплошная линия — параметризация. Точки — экспериментальные данные [12].

Считается, что при $T > T_0 = 20 \text{ МэВ}$ сечение одинаково для $\bar{p}p$ -, $\bar{p}n$ -, $\bar{n}p$ - и $\bar{n}n$ -аннигиляции, поскольку экспериментальных данных для $\bar{n}p$ и $\bar{n}n$ -аннигиляции нет, а сечения $\bar{p}n$ и $\bar{p}p$ -аннигиляции очень близки.

2.2. Упругое сечение

Для упругого сечения $\bar{p}p$ -рассеяния при $T > T_0 = 20 \text{ МэВ}$ получена параметризация:

$$\sigma_{\text{el}} = 1/(0.00726 + 0.2318 * T^{0.4694}). \quad (4)$$

Как и для аннигиляции считается, что при $T > T_0 = 20 \text{ МэВ}$ упругое сечение одинаково для $\bar{p}p$ -, $\bar{p}n$ -, $\bar{n}p$ -, $\bar{n}n$ -взаимодействия.

На рисунке 3 представлено упругое сечение $\bar{p}p$ -рассеяния.

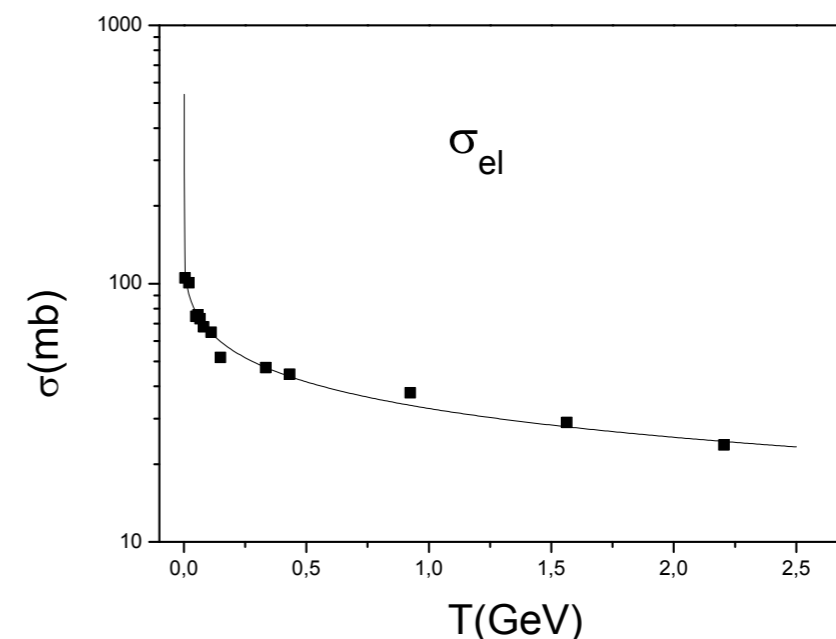


Рис.3. Упругое $\bar{p}p$ -сечение как функция энергии антипротона

2.3 Сечение перезарядки

Для определения сечения перезарядки для $\bar{p}p$ - и $\bar{n}p$ -рассеяния при $T > T_0 = 20 \text{ МэВ}$ получена параметризация:

$$\sigma_{\text{ch ex}} = 1/(0.03566 + 0.20345 * T^{0.75373}). \quad (5)$$

• Необходимо заметить, что $\sigma_{\text{ch ex}} = 0$ для $\bar{p}n$ -, $\bar{n}p$ -взаимодействия.

На рисунке 4 представлено сечение перезарядки $\bar{p}p$.

2.4. Асимптотическая энергетическая зависимость интегральных сечений при $T < T_0$

На рисунке 5, взятом из работы [11] представлены полное и аннигиляционное сечения для $\bar{p}p$ - и $\bar{n}p$ -взаимодействия. Из сравнения данных по $\bar{n}p$ -сечениям от двух независимых экспериментальных групп (левая и правая панель) следует, что сечения $\bar{p}p$ -превышают $\bar{n}p$ -сечения в области импульсов $\lesssim 200 \text{ МэВ}/c$.

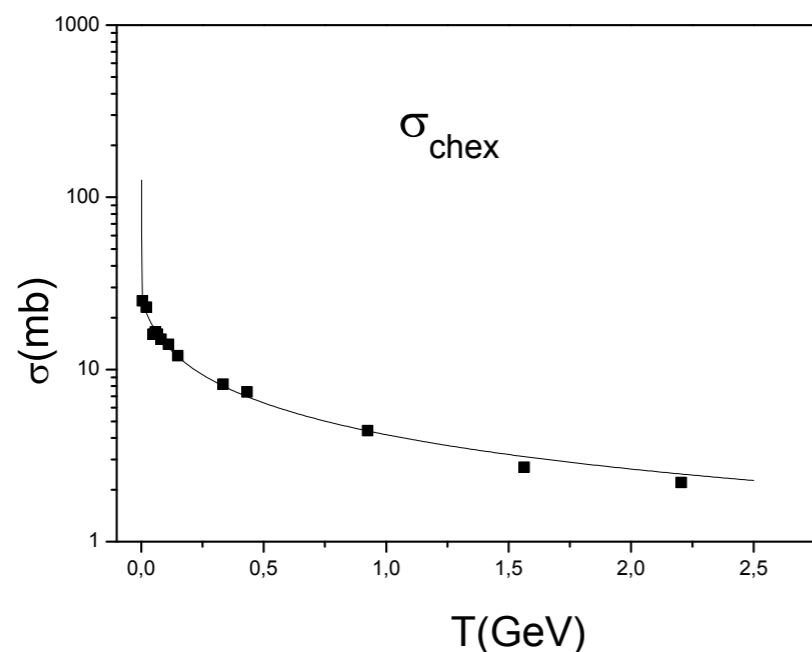


Рис.4. Сечение $\bar{p}p$ -перезарядки как функция энергии антипротона

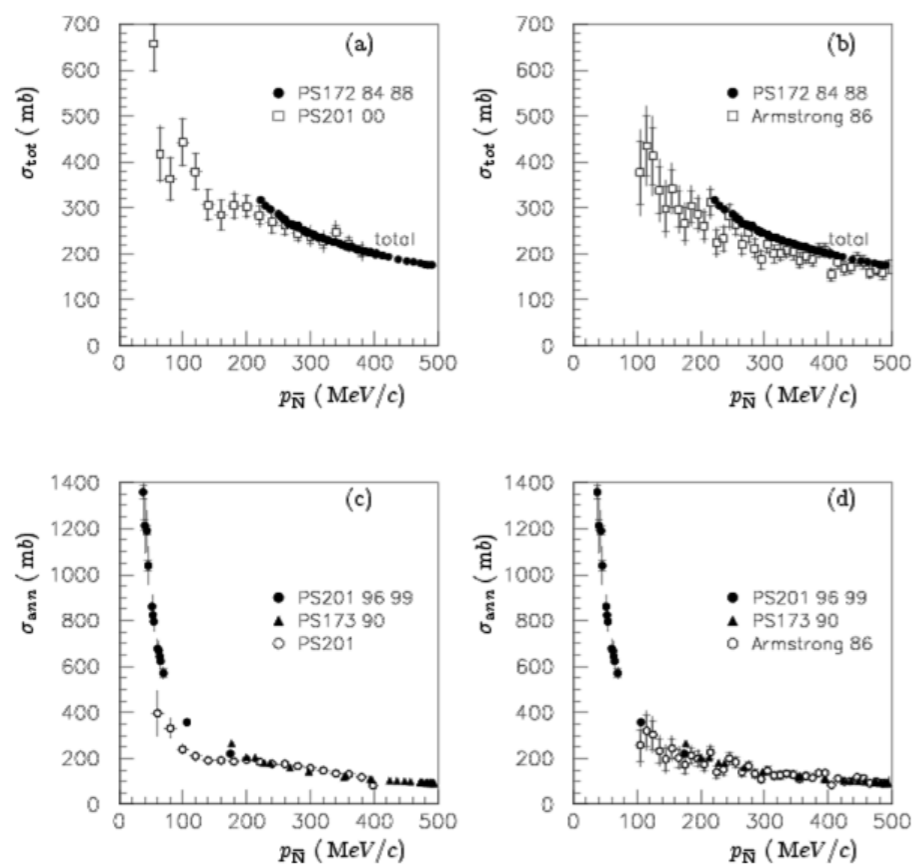


Рис.5. Сравнение $\bar{p}p$ (черные точки) и $\bar{n}p$ (открытые точки) полного (а и б) и аннигиляционного (с и d) сечений

В работе [13] были проанализированы экспериментальные данные по упругому $\bar{p}p$ - и $\bar{n}p$ -взаимодействию и аннигиляции в области от 30 до 180 МэВ/с и было показано, что при малых импульсах антинуклона $\lesssim 200$ МэВ/с становится заметной роль кулоновского взаимодействия. Согласно [13], энергетическая зависимость сечения аннигиляции при малых энергиях $T < T_0$ для $\bar{p}p$ -аннигиляции определяется как

$$\sigma_{\text{ann}}(T < T_0) = 1/\beta^2 * \sigma_{\text{ann}}(T = T_0) \quad (6)$$

и

$$\sigma_{\text{ann}}(T < T_0) = 1/\beta * \sigma_{\text{ann}}(T = T_0) \quad (7)$$

для $\bar{p}n$ - и $\bar{n}p$ - аннигиляции (из-за отсутствия каких-либо данных, предполагаем, что $\sigma_{\bar{n}p} = \sigma_{\bar{n}n} = \sigma_{\bar{p}n}$).

В данной работе принято $T_0 = 20$ МэВ, что соответствует импульсу ~ 195 МэВ/с.

На рисунке 6 представлена энергетическая зависимость сечения $\bar{p}p$ -аннигиляции (верхняя кривая) и сечения $\bar{p}n$ -, $\bar{n}p$ -, $\bar{n}n$ -аннигиляции (нижняя кривая).

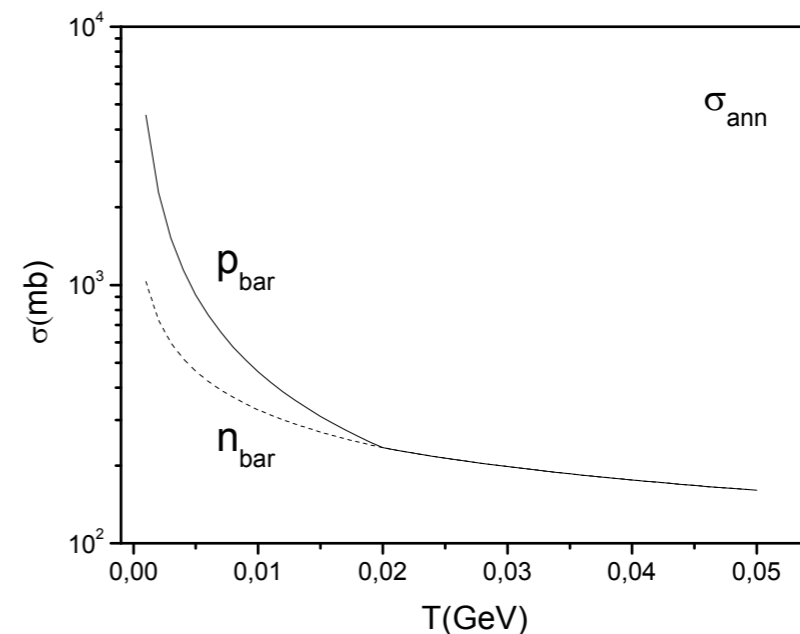


Рис. 6. Энергетическая зависимость сечения аннигиляции в области низких энергий $T < T_0$

Согласно [13], энергетическая зависимость упругого сечения при малых энергиях ($T < T_0$) определяется как

$$\sigma_{el}(T < T_0) = 1/\beta^2 * \sigma_{el}(T = T_0) \quad (8)$$

для упругого $\bar{p}p$ -взаимодействия, и

$$\sigma_{el}(T < T_0) = \sigma_{el}(T = T_0) \quad (9)$$

для упругого $\bar{p}n$ -, $\bar{n}p$ -, $\bar{n}n$ -взаимодействия.

На рисунке 7 представлена энергетическая зависимость упругого сечения $\bar{p}p$ -взаимодействия (верхняя кривая) и упругого сечения $\bar{p}n$ -, $\bar{n}p$ -, $\bar{n}n$ -взаимодействия (нижняя кривая).

Сечение перезарядки при низких энергиях $T < T_0 = 20$ МэВ имеет зависимость, аналогичную зависимости для упругого сечения (8), (9).

На рисунке 8 представлена энергетическая зависимость сечения перезарядки $\bar{p}p$ -взаимодействия (верхняя кривая) и сечения перезарядки $\bar{n}n$ -взаимодействия (нижняя кривая).

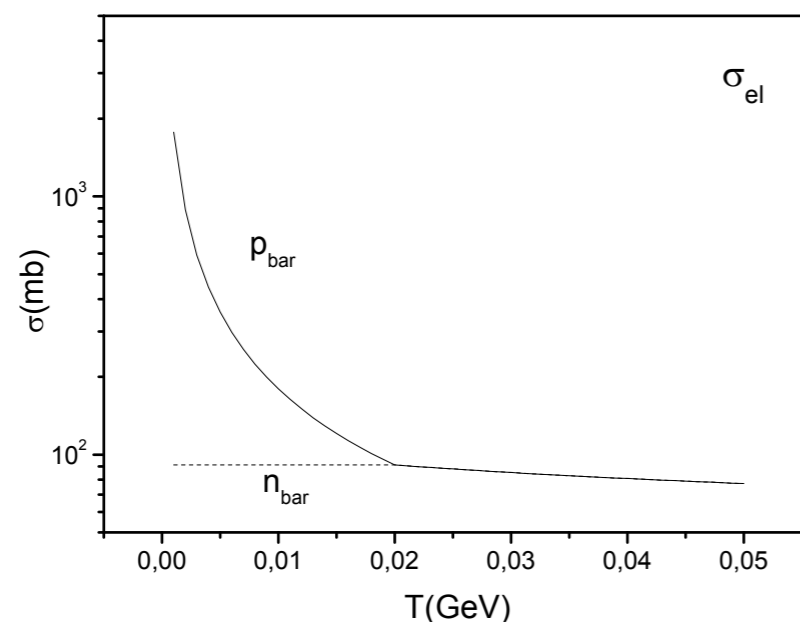


Рис.7. Энергетическая зависимость антинуклон-нуклонного упругого сечения в области низких энергий $T < T_0$

2.5. Неаннигиляционное неупругое сечение антинуклон-нуклонного взаимодействия

С увеличением энергии антинуклона открываются каналы неупругого неаннигиляционного взаимодействия. В компиляции антипротон-про-

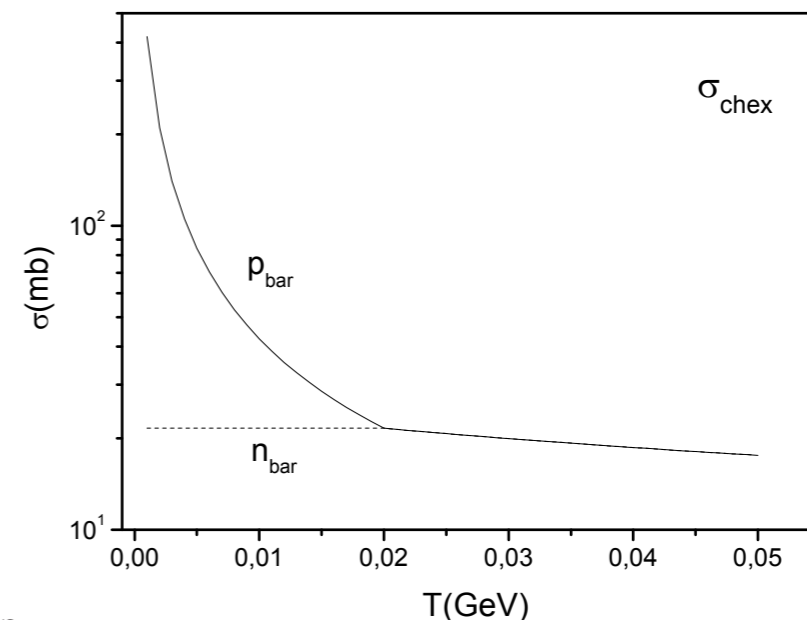


Рис.8. Энергетическая зависимость антинуклон-нуклонного сечения перезарядки в области низких энергий $T < T_0$

тонных сечений [12] отдельно приведены полное неупругое сечение и сечение аннигиляции. Однако для моделирования элементарного акта антинуклон-нуклонного взаимодействия удобно использовать неупругое неаннигиляционное сечение, которое определяется как разность неупругого сечения и сечения аннигиляции $\sigma_{in} = \sigma_{tot in} - \sigma_{ann}$. Порог σ_{in} находится около $T_p \sim 300$ МэВ, где открывается канал неаннигиляционного рождения одного пиона:



Для него получена параметризация:

$$\sigma_{\pi \bar{N}N} = -0.16081 + 3.41343 * (T - T_{th}) - 1.06309 * (T - T_{th})^2 \quad (11)$$

где $T_{th} = 0.300$ ГэВ.

В области энергий от порога до $T_p \sim 610$ МэВ (порог рождения двух пионов) этот канал является единственным возможным и $\sigma_{in} = \sigma_{\pi \bar{N}N}$. При увеличении энергии выше порога открывается канал множественного рождения пионов:



и другие каналы, в частности каналы с рождением странности.

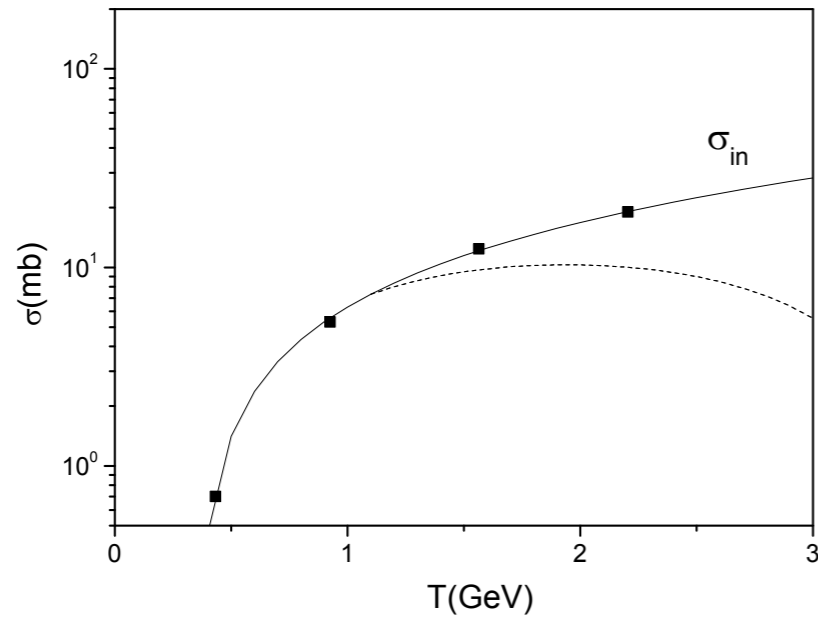


Рис.9. Сплошная линия — неупругое неаннигиляционное сечение (параметризация по (13)), пунктир — неаннигиляционное рождение 1 пиона (параметризация по (11)). Точки — экспериментальные данные [12]

Для определения неупругого сечения антинуклон-нуклонного взаимодействия получена параметризация:

$$\sigma_{in} = -0.1571 + 9.42856 * (T - T_{th}) + 0.46217 * (T - T_{th})^2. \quad (13)$$

Неаннигиляционное пинообразование изучено намного хуже, чем $\bar{N}N$ -аннигиляция. Однако имеющиеся отрывочные экспериментальные данные позволяют сделать предположение, что различные подканалы реакций (10) и (12) имеют близкие сечения [12]. Поэтому считается, что сечения для различных зарядово-сопряженных каналов одинаковы, а полное антинуклон-нуклонное неупругое сечение зависит от числа реализуемых конечных состояний, как показано ниже:

$$\begin{aligned} \sigma_{\bar{p}p} &= \sigma_{\bar{n}n} = \sigma_{\pi^+\bar{p}n} + \sigma_{\pi^0\bar{p}p} + \sigma_{\pi^0\bar{n}n} + \sigma_{\pi^-\bar{n}p} = 4\sigma_{\pi NN} \\ \sigma_{\bar{p}n} &= \sigma_{\pi^0\bar{p}n} + \sigma_{\pi^-\bar{n}n} + \sigma_{\pi^-\bar{p}p} = 3\sigma_{\pi NN} \\ \sigma_{\bar{n}p} &= \sigma_{\pi^0\bar{n}p} + \sigma_{\pi^+\bar{n}n} + \sigma_{\pi^+\bar{p}p} = 3\sigma_{\pi NN}. \end{aligned} \quad (14)$$

На рисунке 9 представлены неупругое неаннигиляционное сечение и сечение рождения одного пиона для $\bar{p}p$ -взаимодействия. Значительно большее число каналов возможно для множественного пинообразования (12).

Кроме пинообразования в неупругом неаннигиляционном канале отдельно выделены каналы с прямым рождением Λ ($\sigma_{\bar{N}N \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda}$) и Σ ($\sigma_{\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + c.c.}$) гиперонов. Параметризации сечений взяты из работы [14]. На рис.10 показано сечение канала с прямым рождением Λ -гиперонов $\sigma_{\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda}$. При этом $\sigma_{\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda} = \sigma_{\bar{n}n \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda}$, $\sigma_{\bar{p}n \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda} = \sigma_{\bar{n}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda} = 0$.

$$\sigma_{\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda} = \begin{cases} 0, & \sqrt{s} < 2.232 \\ 0.0357(\sqrt{s} - 2.232)^{0.5} + 9.005(\sqrt{s} - 2.232)^{1.5}, & 2.252 < \sqrt{s} < 2.252 \\ \max\left(0.01, 0.726\left(\frac{s}{4.982} - 1\right)^{0.774} \left(\frac{4.982}{s}\right)^{3.350}\right), & 2.252 < \sqrt{s} \end{cases} \quad (15)$$

Параметризация для канала $\sigma_{\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + c.c.}$ также берется из работы [14]:

$$\sigma_{\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + c.c.} = \begin{cases} 0, & \sqrt{s} < 2.308, \\ 0.184\left(\frac{s}{5.327} - 1\right)^{0.437} \left(\frac{5.327}{s}\right)^{1.850}, & 2.308 < \sqrt{s}. \end{cases} \quad (16)$$

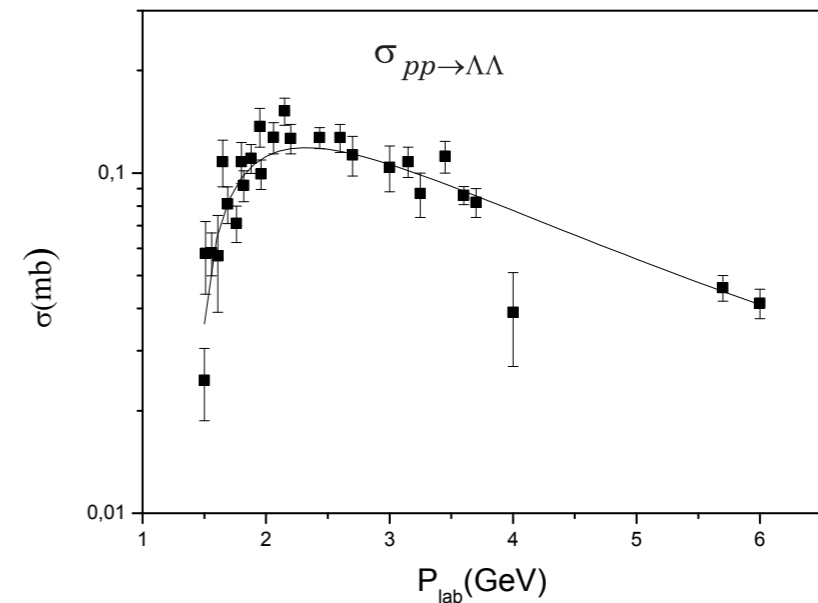


Рис.10. Линия - параметризация (15) из работы [14]. Точки — экспериментальные данные [12]

Для каналов с рождением двойной странности $\sigma_{\bar{p}p \rightarrow \Xi^+ \Xi^-} = \sigma_{\bar{p}p \rightarrow \bar{\Xi}^0 \Xi^0}$ выше порога $\sqrt{s} = 2.630$ ГэВ берется сечение $2 \mu b$ (известно экспериментально).

Сечения других неупругих каналов (с множественным рождением пионов, мезонных резонансов и т.д.) определяются в соответствии с кварк-глюонной струнной моделью (QGSM) [7].

2.6. Полное сечение антинуклон-нуклонного взаимодействия

Полное сечение антинуклон-нуклонного взаимодействия определяется как сумма парциальных сечений отдельных каналов

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ann}} + \sigma_{\text{in non}} + \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{ch ex}}. \quad (17)$$

При этом учитывается асимптотическая энергетическая зависимость парциальных сечений, описанная в разделе 2.4. На рис.11 представлено полное сечение антипротон-протонного взаимодействия (как сумма парциальных по аппроксимациям). Полные сечения $\bar{p}n$ -, $\bar{p}p$ -, $\bar{p}n$ -взаимодействия будут отличаться от полного сечения антипротон-протонного взаимодействия из-за разного поведения в асимптотической области низких энергий $T < T_0$ и отсутствия канала перезарядки для $\bar{p}n$ - и $\bar{p}p$ -взаимодействия. На рисунке пунктиром показано полное $\bar{p}p$ -сечение.

3.1 Аннигиляция

В $\bar{N}N$ -аннигиляции, даже в области низких энергий, может реализовываться большое число возможных конечных состояний. Экспериментальные данные существуют для небольшой части возможных каналов. Поэтому невозможно прямое создание эмпирических таблиц, содержащих вероятности для всех возможных парциальных каналов. В качестве основы для описания $\bar{N}N$ -аннигиляции выбрана статистическая модель с $SU(3)$ симметрией [15]. Работа по обобщению унитарно-симметричной статистической модели на случай $\bar{N}N$ -аннигиляции была выполнена И.А.Пшеничным [16]. В $\bar{N}N$ -аннигиляции допускается рождение от двух до шести промежуточных частиц (по оценкам фазового объема рождение большего числа промежуточных частиц при энергиях до 3 ГэВ маловероятно). Промежуточными частицами могут быть

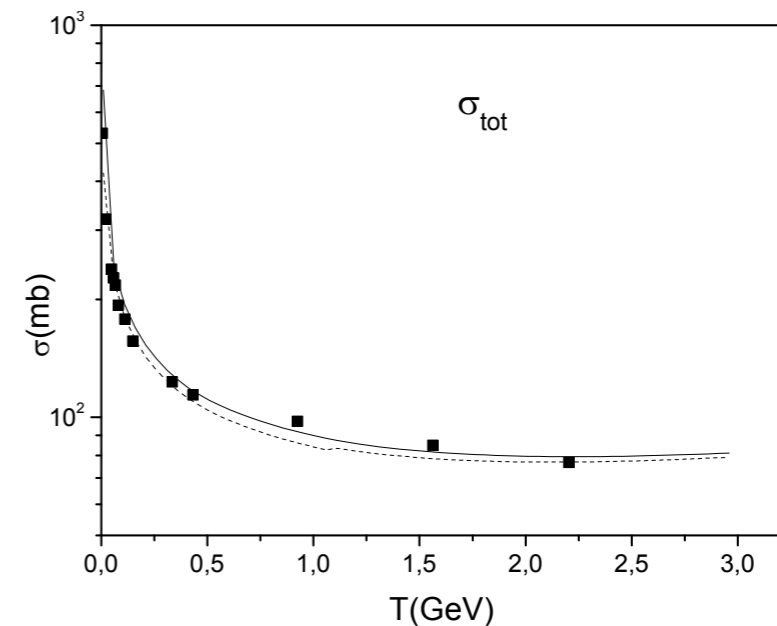


Рис.11. Сплошная линия — полное $\bar{p}p$ -сечение, пунктир — $\bar{p}p$ -сечение. Точки — $\bar{p}p$ экспериментальные данные [12]

π , η , ω , ρ , ϕ , K , \bar{K} и K^* , \bar{K}^* -мезоны. На основе унитарно-симметричной статистической модели были получены таблицы вероятностей аннигиляционных каналов. Для поглощения в покое модель предсказывает существование 91 канала для $\bar{p}p$ - и 74 каналов для $\bar{p}n$ -аннигиляции. В эксперименте измерены вероятности лишь примерно 40 каналов в $\bar{p}p$ -аннигиляции и около 10 каналов в $\bar{p}n$ -аннигиляции. Полученные в рамках унитарно-симметричной статистической модели таблицы корректировались в соответствии с имеющимися экспериментальными данными и в рамках статистической неопределенности таким образом, чтобы наилучшим образом описать данные по топологическим сечениям и спектры промежуточных мезонов. Полученные таким образом полуэмпирические таблицы использовались для процедуры розыгрыша канала аннигиляции. Импульсы продуктов аннигиляции разыгрываются в соответствии с фазовым объемом. При этом учитывается «размазка» по массе для ρ , ω и η -мезонов. Впервые такой подход использовался в работе [17] для исследования ρ , ω и η -мезонов в аннигиляции антипротонов в покое. Рождение «странности» в этой работе не учитывалось.

Для исследования рождения «странности» в $\bar{N}N$ -аннигиляции в покое и на лету этот подход впервые был использован в работе [14]. В этой работе из анализа экспериментальных данных по сечениям $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 X$ и

$\bar{p}n \rightarrow K^- K_S^0 \pi^+ \pi^-$ была получена энергетическая зависимость параметров, описывающих образование странных мезонов в унитарно-симметричной статистической модели на лету и добавлены каналы со странными мезонами $K, \bar{K}, K^*, \bar{K}^*$ в полуэмпирические таблицы для аннигиляции в покое. Для того, чтобы иметь плавный переход от полуэмпирических сечений для аннигиляции в покое к сечениям, рассчитанным по модели для аннигиляции на лету при инвариантной энергии \sqrt{S} , при моделировании используются обе таблицы. Энергетическая зависимость вероятности выбора сечений по полуэмпирической таблице

$$P_{\text{atrest}} = \max\left(0, 1 - \frac{\sqrt{S} - 2m_N}{\sqrt{S_{\text{max}}} - 2m_N}\right)$$

где $\sqrt{S_{\text{max}}} = 2.6$ ГэВ — максимальная энергия, когда сечения еще могут выбираться из таблицы для аннигиляции в покое. При инвариантных энергиях выше $\sqrt{S_{\text{max}}}$ используется непосредственно статистическая модель.

В данной работе для розыгрыша парциальных каналов аннигиляции используется программа, предоставленная Ларионовым и подробно описанная в работе [14].

3.2 Неаннигиляционное пинообразование

Имеющиеся экспериментальные исследования [18] указывают на то, что характеристики продуктов реакции в $\bar{p}p$ - (неаннигиляционный канал) и pp -взаимодействиях при одной начальной энергии близки друг к другу. Поэтому для определения кинематических характеристик продуктов реакции $\bar{N}N \rightarrow \pi \bar{N}N$ используются аппроксимации экспериментальных данных для реакции $N \rightarrow \pi NN$. Метод розыгрыша элементарного акта, который учитывает выполнение закона сохранения энергии-импульса и электрического заряда участвующих в реакции частиц, подробно описан в работе [19]. Для антипротонов этот метод был применен в работе [17], где показано хорошее согласие с экспериментальными данными.

3.3 Каналы с прямым рождением гиперонов

Для полного описания каналов с рождением двух гиперонов $\bar{N}N \rightarrow \bar{Y}Y$ достаточно определить только угол рассеяния, так как импульсы вто-

ричных частиц легко находятся из двухчастичной кинематики. Для реакций $\bar{N}N \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$, $\bar{N}N \rightarrow \Sigma \bar{\Lambda}$ и $\bar{N}N \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}$ вблизи порога при $\sqrt{S} < 2.37$ ГэВ ($P_{\text{lab}} < 1.830$ ГэВ/с) используются параметризации угловых дифференциальных сечений в СЦМ, приведенные в работе [14] (выражения B16-B19). Розыгрыш осуществляется методом обратных функций. На рис.12 представлен результат моделирования углового распределения для канала $\bar{p}p \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ в СЦМ. В области энергий $\sqrt{S} > 2.37$ ГэВ угловые распределения определяются в соответствии с QGSM.

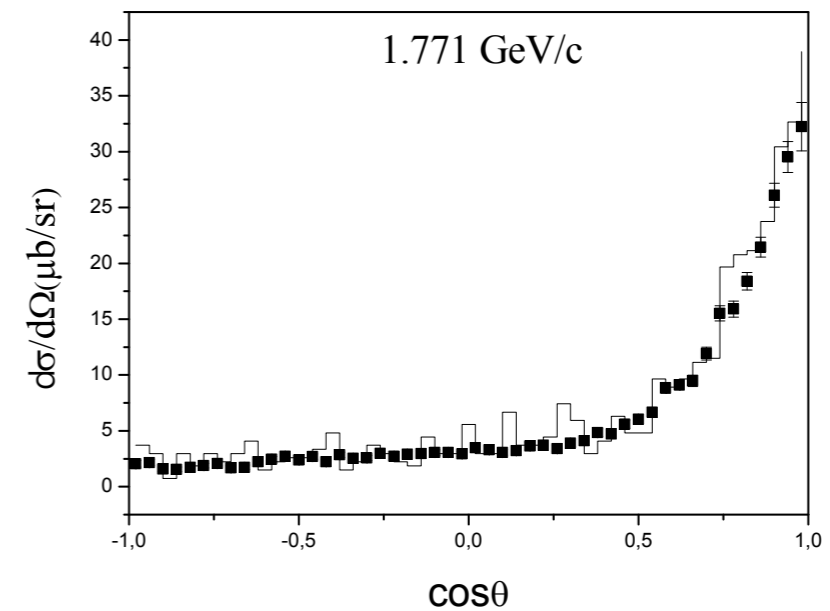


Рис.12. Гистограмма — монте-карловская процедура розыгрыша углов в СЦМ.
Точки — экспериментальные данные [20]

Ввиду отсутствия экспериментальных данных, для каналов с рождением двойной странности $\bar{\Xi}\Xi$ подразумевается изотропное угловое распределение в СЦМ.

3.4 Упругое $\bar{N}N$ -рассеяние и перезарядка

Как и для двухчастичных каналов с гиперонами, для моделирования каналов $\bar{N}N$ -рассеяния и перезарядки необходимо иметь параметризации экспериментальных угловых распределений в СЦМ. Особенностью каналов $\bar{N}N$ -рассеяния и перезарядки является наличие в угловом распределении очень резкого пика под малыми углами. Ниже приведены

выражения для параметризации углового распределения для упругого рассеяния в СЦМ в различных диапазонах энергий. При низких энергиях антинуклона $T_{\bar{p}} \leq 0.084$ ГэВ угловое распределение упругого $\bar{p}p$ -рассеяния хорошо описывается простым выражением:

$$f(\cos \theta) = C_1 \exp B_1 \cos(\theta). \quad (18)$$

При энергиях антипротона $0.084 \text{ ГэВ} \leq T_{\bar{p}} \leq 0.226 \text{ ГэВ}$:

$$f(\cos \theta) = \begin{cases} C_2 & \cos \theta < \cos \theta_0 \\ C_1 \exp B_1 \cos \theta, & \cos \theta \geq \cos \theta_0 \end{cases} \quad (19)$$

При более высоких энергиях $T_{\bar{p}} > 0.226$ ГэВ:

$$f(\cos \theta) = \begin{cases} C_2 \exp B_2 \cos \theta, & \cos \theta < \cos \theta_0 \\ C_1 \exp B_1 \cos \theta, & \cos \theta \geq \cos \theta_0 \end{cases} \quad (20)$$

Эмпирические значения параметров C_1 , C_2 , B_1 , B_2 , θ_0 получены методом наименьших квадратов из экспериментальных дифференциальных сечений [12]. Монотонность энергетической зависимости параметров позволяет интерполировать их по энергии. Розыгрыш $\cos \theta$ осуществляется методом обратных функций. Этот подход, описанный в работе [21], был реализован в модели внутриядерных каскадов для антинуклон-нуклонных взаимодействий, многократно использовался при анализе экспериментальных данных и хорошо проверен [21,22].

4. Заключение

Рассмотрен элементарный акт антинуклон-нуклонного взаимодействия с рождением «странности» в области энергий до нескольких ГэВ. Предложенный подход реализован в виде вычислительной программы, которая в дальнейшем будет вставлена в QGSM что позволит изучать рождение «странности» и образование гиперядер в аннигиляции антипротонов на ядрах в области энергий до 3 ГэВ.

Автор выражает благодарность А.С. Ботвине, К.К. Гудиме и Н.М. Соболевскому за интерес к работе и полезные обсуждения.

Список литературы

1. F. Balestra et al., Phys. Lett. B 194 (1987), p.192.
2. K. Miyano et al., Phys. Rev. C 38(1988), p.2788.
3. C.M. Ko, R. Yuan, Phys. Lett. B 192(1987) p.31.
4. J. Cugnon, P. Deney, J. Vandermeulen, Phys. Rev. C 41(1990), p.1701.
5. J. Rafelski, Phys. Lett. B 207(1988), p.371.
6. The PANDA Collaboration, M.F.Lutz, B.Pire, O.Scholten and R.Timmermans, arXiv:0903.3905.
7. Н.С.Амелин, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев. ЯФ 51(1990), с.1730.
8. Н.С.Амелин, К.К.Гудима, С.Ю.Сивоклоков, В.Д.Тонеев. ЯФ 52(1990), с.272.
9. A.S.Botvina and J.Pochodzalla. Phys. Rev. C, v.76(2007), p.024909.
10. A.S.Botvina, K.K.Gudima, J.Pochodzalla. Phys. Rev. C, v. 88(2013), p. 054605.
11. E.Klempt, F.Bradamante, A.Martin and J.M.Richard The antinucleon-nucleon interaction at low energy: scattering and protonium. Phys. Rep. 368(2002), p.119-316.
12. V. Flaminio et al. (High-Energy Reactions Analysis Group), Compilation of cross-sections. III. Proton and antiproton induced reactions, CERN-HERA 84-01, CERN, Geneva (1984).
13. A. Bianconi et al. A phenomenological analysis of antiproton interaction at low energies. arXiv:nucl-th/0002015v1 4 Feb2000.
14. A.V.Larionov, T Gaitanos and U.Mosel. Phys. Rev. C 85(2012), p.024614.
15. Бештоев Х.Н. Препринт ОИЯИ Р2-5480 Дубна(1972).
16. Пшеничнов И.А. Диссертация на соискание звания к.ф.-м. наук. Статистическое описание множественного мезообразования на ядрах. ИЯИ РАН, Москва, 1997г.
17. E.S. Golubeva et al. Nucl. Phys. A 537(1992) p.393.
18. V. Bhowmik, S. Singh Phys. Rev. D 9(1974) p.63.
19. В.С. Баршенков, А.С. Ильинов, Н.М. Соболевский, В.Д. Тонеев. УФН 109(1973) с.91.
20. P.D. Barnes et al. Phys. Rev. C 54, (1996) p.2831.
21. Е.С. Голубева, А.С. Ильинов, Г.К. Матушко, Н.М. Соболевский. Препринт ИЯИ РАН П-0444, М., 1985.
22. Ye. S. Golubeva et al. Nucl. Phys. A 483(1988) p.539.