

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук



Е.С. Голубева

**Модель аннигиляции антинейтронов
для экспериментов по поиску
нейтрон-антинейтронных осцилляций**

препринт
preprint

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН
1436/2017
ДЕКАБРЬ 2017

МОСКВА 2017 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

Модель аннигиляции антинейтронов для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН

1436/2017

ДЕКАБРЬ 2017

МОСКВА

2017

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

Модель аннигиляции антинейтронов
для экспериментов по поиску
нейтрон-антинейтронных осцилляций

Недавно предложены новые эксперименты по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций на пучке свободных нейтронов на European Spallation Source (ESS) и внутри ядра на большом подземном жидкоаргоновом детекторе DUNE. В работе описан разработанный на базе оптико-каскадной модели генератор событий аннигиляции медленных антинейтронов на ядре углерода для эксперимента по поиску осцилляций в потоке свободных нейтронов. Данный генератор планируется использовать при проектировании детектирующей системы эксперимента N-Nbar на ESS. Так же представлены первые результаты моделирования аннигиляции антинейтрона при $n \rightarrow \bar{n}$ переходе в ядре $^{40}_{18}\text{Ar}$ для эксперимента DUNE.

E.S.Golubeva

The antineutron annihilation model
for neutron-antineutron oscillation
experiments

Recently, new experiments have been proposed to search for neutron-antineutron oscillations on a beam of free neutrons at the European Spallation Source (ESS) and inside the nucleus at a large underground liquid argon detector DUNE. In this paper the generator for slow antineutron annihilation events on a carbon nucleus, developed on the base of the optico-cascade model, for an experiment on the search for oscillations in a free-neutron flux is described. This generator is planned to be used in the design of the N-Nbar detection system on the ESS. The first results of the antineutron annihilation simulations for $n \rightarrow \bar{n}$ transition in the nucleus $^{40}_{18}\text{Ar}$ for the DUNE experiment are presented.

Е.С.Голубева

Модель аннигиляции антинейтронов
для экспериментов по поиску нейтрон-
антинейтронных осцилляций

Препринт 1436/2017

Сентябрь 2017

Подписано в печать 01.11.2017

Ф-т 60x84/8. Уч.-издл. 2,0. Зак. 22423 Тираж 45 экз.
Бесплатно

Печать цифровая
Издательский отдел

Федеральное государственное бюджетное учреждение
науки Институт ядерных исследований Российской
академии наук

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

ISBN 978-5-94274-324-6

© Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук, 2017
Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences, 2017

Введение

На важность экспериментов по поиску любых процессов с не сохранением барионного числа и, в особенности, процессов нейтрон-антинейтронных осцилляций в связи с возможностью объяснения наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной впервые обратил внимание В.А.Кузьмин [1] (ИЯИ РАН, Москва). Еще в 1967 году А.Д.Сахаров указал [2], что для объяснения наблюдаемой барионной асимметрии должно существовать взаимодействие, в котором нарушается закон сохранения барионного заряда и нарушается CP-инвариантность. В рамках Стандартной модели нарушение CP недостаточно и наблюдаемая барионная асимметрия Вселенной не может быть объяснена. В моделях Великого Объединения и некоторых расширениях Стандартной модели возможно не сохранение барионного числа на 1 единицу ($\Delta B = \pm 1$), что делает возможным распад протона: $p \rightarrow e^+ \pi^0$. Однако в некоторых моделях могут существовать процессы с изменением барионного числа на 2 единицы ($\Delta B = \pm 2$). Тогда становится возможным переход нейтрона в антинейтрон и обратно, т.е. нейтрон-антинейтронные осцилляции. Пока не существует экспериментального подтверждения каких-либо процессов с нарушением барионного заряда. Поиск нейтрон-антинейтронных осцилляций, наряду с поиском распада протона, является одним из важнейших направлений современной физики, ведущих к пониманию явлений, лежащих за рамками Стандартной модели.

Возможны два направления поиска нейтрон-антинейтронных осцилляций. Одним из таких направлений является поиск осцилляций в высокоинтенсивных нейтронных пучках от ядерных реакторов или нейтронных пучках сильноточных ускорителей. Лучший результат в измерении периода осцилляций был получен в Гренобле (ILL) на интенсивном пучке реакторных холодных нейтронов. Нейтроны со средней скоростью 600 м/с в откачанной и экранированной от магнитных полей трубе проходили расстояние около 60 м (в течение $t \approx 0,1$ с), затем про-

ходили через мишень (углеродную фольгу толщиной 130 мкм), прозрачную для нейтронов и поглощающую антинейтроны за счет аннигиляции. Мишень была окружена детекторами для регистрации событий аннигиляции. Через мишень было пропущено около $3 \cdot 10^{18}$ нейтронов и событий аннигиляции зарегистрировано не было. В результате получена следующая оценка на период осцилляций [3]: $\tau_{n-\bar{n}} \geq 0,86 \cdot 10^8$ с.

В последние 2 десятилетия, прошедшие с момента получения этого результата, произошло значительное развитие технологии в области нейтронного эксперимента. Недавно предложен новый эксперимент по поиску осцилляций на нейтронном пучке ESS [4]. По предварительным оценкам в этом эксперименте можно улучшить результат, полученный в ILL на 2–3 порядка.

Другим направлением является поиск $n \rightarrow \bar{n}$ переходов внутри ядра. Косвенные ограничения на период $n \rightarrow \bar{n}$ осцилляций можно получить из экспериментов по поиску нестабильности материи на больших подземных детекторах. Превращение нейтрона в антинейтрон в ядре привело бы к его аннигиляции на внутриядерном нуклоне и выделению ~ 2 ГэВ энергии. Однако такие переходы значительно подавлены по сравнению с $n \rightarrow \bar{n}$ переходами в вакууме. В больших подземных детекторах это подавление в смешивании компенсируется огромным количеством нейтронов, доступных для исследования. Поиском такого рода событий, связанных с аннигиляцией антинейтронов на ядрах, занимается ряд крупных международных коллабораций, например Супер-Камиоканде (ядро ^{16}O), Судан-2 (ядро ^{56}Fe). Ограничение, полученное на время жизни ядра τ_m связано с периодом осцилляции свободного нейтрона через размерный фактор R : $\tau_m = R\tau_{n-\bar{n}}^2$. Так в эксперименте Судан-2 получено ограничение на время жизни ядра железа $\tau_{\text{Fe}} \geq 7,2 \cdot 10^{31}$ лет, что соответствует ограничению на период осцилляций $\tau_{n-\bar{n}} \geq 1,3 \cdot 10^8$ с [5].

Будущие эксперименты на крупных подземных детекторах могут улучшить ограничения на процессы с $\Delta B = \pm 2$ до $\sim 10^{33} - 10^{35}$ лет [4]. В настоящее время идет подготовка эксперимента по поиску $n \rightarrow \bar{n}$ переходов в ядре $^{40}_{18}\text{Ar}$ на большом жидкоаргоновом детекторе DUNE [6].

Эксперименты следующего поколения способны достичь нижней границы $\tau_{n-\bar{n}} \sim 10^9 - 10^{10}$ с. Будут или нет обнаружены $n \rightarrow \bar{n}$ осцилляции в этих экспериментах зависит от масштаба, где начинается новая физика, выходящая за рамки Стандартной модели. В любом случае эти результаты будут иметь огромное значение для понимания фундаментальных свойств материи и создания теоретической модели, описывающей эти свойства.

Из оценки величины периода осцилляции $\tau_{n\bar{n}} \geq 10^8$ с следует очень малая величина ожидаемого эффекта [7]: для тепловых нейтронов примесь антинейтронов составляет $\bar{n}/n \lesssim 10^{-18}$. Поэтому эксперимент должен обладать максимальной эффективностью регистрации очень редких антинейтронов, а для этого необходима подробная информация о процессе аннигиляции медленных антинейтронов на ядрах. Целью настоящей работы является создание модели для описания аннигиляции медленных антинейтронов на ядре углерода для эксперимента по поиску осцилляций в потоке свободных нейтронов на пучке ESS [4]. Так же сделаны первые шаги для моделирования аннигиляции антинейтрона при $n \rightarrow \bar{n}$ переходе в ядре ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ для эксперимента DUNE [6].

В рамках предложенной модели процесс аннигиляции антинейтрона на ядре рассматривается как состоящий из нескольких последовательных и независимых стадий. В рамках этого подхода на начальной стадии определяется точка поглощения антинейтрона ядром. Для ядра углерода начальная стадия процесса аннигиляции медленного антинейтрона, образовавшегося в нейтронном пучке, рассматривается в рамках оптической модели. Для ядра аргона, когда рассматривается $n \rightarrow \bar{n}$ переход внутри ядра, ситуация неопределенная и требует дальнейшей работы. Все последующие стадии процесса для углерода и аргона не отличаются друг от друга и рассматриваются в рамках единого подхода. На второй стадии происходит аннигиляция антинейтрона на одном из внутриядерных нуклонов ядра. На третьей стадии развивается каскад, инициированный образовавшимися в процессе аннигиляции мезонами. На последней стадии происходит девозбуждение термализо-

ванного ядра-остатка. В разделе 2 приведено подробное описание всех последовательных стадий рассматриваемого процесса. В разделе 3 для проверки модели проведено сравнение с экспериментом для $\bar{p}C$ аннигиляции в покое и представлены некоторые результаты моделирования аннигиляции \bar{n} на ядрах $^{12}_6C$ и $^{40}_{18}Ar$.

2. Модель аннигиляции антинейтрона на ядре

2.1. Поглощение медленного антинейтрона ядром ^{12}C

Подход, который используется для описания взаимодействия с ядром медленного антинейтрона, образовавшегося в результате осцилляции, основан на объединении оптической и каскадной моделей. В оптико-каскадной модели начальные условия для внутриядерного каскада формулируются в рамках оптической модели. Впервые этот подход успешно применялся [8] для описания аннигиляции остановившихся антипротонов на ядрах, когда антипротон поглощается из связанного состояния антипротонного атома. Решение для антинейтрона было выполнено Л.А. Кондратюком [9,10] при подготовке эксперимента по поиску $n \leftrightarrow \bar{n}$ осцилляций на высокоинтенсивном пучке холодных нейтронов (~ 40 К) HFIR (Oak Ridge) [11]. В отличие от антипротона, медленный антинейтрон поглощается ядром из состояния S -волны. Волновая функция антинейтрона находится из решения волнового уравнения для антинейтрона

$$(\vec{\nabla}^2 + k^2)\Psi(\vec{r}) = V_{opt}(\vec{r})\Psi(\vec{r}), \quad (1)$$

где k — импульс антинейтрона. Комплексный оптический потенциал определяется выражением

$$V_{opt}(\vec{r}) = -4\pi \left[f_{\bar{n}p}(0)\rho_p(\vec{r}) + f_{\bar{n}n}(0)\rho_n(\vec{r}) \right], \quad (2)$$

где $f_{\bar{n}p}(0)$ и $f_{\bar{n}n}(0)$ — $\bar{n}p$ и $\bar{n}n$ амплитуды рассеяния вперед в лабораторной системе координат, $\rho_p(\vec{r})$ и $\rho_n(\vec{r})$ — плотности протонов и нейтронов. Считается, что $\rho_p(\vec{r}) = \rho_n(\vec{r}) = \rho(\vec{r})$.

Для численного решения этого уравнения использовалось деление потенциала на N радиальных зон с постоянной плотностью. В каждой

j -ой зоне радиальная волновая функция бралась в виде:

$$\tilde{\Phi}_j(r) = r\Psi_j(r) = A_j e^{ik_j r} - B_j e^{-ik_j r}, \quad (3)$$

где $k_j^2 = k^2 - V_{\text{opt}}(r_j)$. Комплексные константы A_j и B_j находились из условий непрерывности для $\tilde{\Phi}(r)$ и $\tilde{\Phi}'(r)$. Были приняты начальные условия $B=A=1$ при $r=0$, и тогда при $r \gg R$ решение принимает вид:

$$\tilde{\Phi}(r) = A_\infty \frac{\sin(kr + \delta)}{k} \quad (4)$$

где $\delta = -ka_{\bar{n}A}$, $a_{\bar{n}A}$ — комплексная длина рассеяния. Для маленьких k асимптотическое решение (4) записывается в виде:

$$\tilde{\Phi}(r) = A_\infty (r - a_{\bar{n}A}) \quad (5)$$

После того, как были найдены A_∞ и δ , решение было перенормировано путем деления на A_∞ .

$$\Phi(r) = \frac{1}{A_\infty} \tilde{\Phi}(r) \quad (6)$$

Мнимая часть $\bar{n}A$ амплитуды рассеяния так же может быть найдена из выражения

$$Im F_{\bar{n}A}(0) = -Im a_{\bar{n}A} = \int Im V_{\text{opt}}(r) |\Phi(r)|^2 4\pi dr \quad (7)$$

Следовательно, правильность решения может быть проверена путем сравнения $Im a_{\bar{n}A}$, полученных из выражений (5) и (7).

Действительная и мнимая части $\bar{p}r$ длины рассеяния известны из ширины и сдвига $\bar{p}r$ атомных уровней. Различные эксперименты дают значения $Re a_{\bar{p}r}$ и в $Im a_{\bar{p}r}$ следующих пределах [12]: $Re a_{\bar{p}r} = (0.7 \div 1.2) fm$ и $Im a_{\bar{p}r} = -(0.6 \div 1.3) fm$. Мнимая часть $\bar{n}r$ длины рассеяния была взята из данных коллаборации OBELIX [13]: $Im a_{\bar{n}r} \approx (0.3 \div 0.5) fm$. Величину действительной части $\bar{n}r$ длины рассеяния невозможно было определить из-за большой экспериментальной неопределенности. Были выполнены расчеты действительной и мнимой частей $\bar{n}A$ длины рассеяния для разных значений амплитуды

$$f_{\bar{n}N}(0) = -2 \left(\frac{Z}{A} a_{\bar{n}p} + \frac{N}{A} a_{\bar{n}n} \right), \quad (8)$$

при этом предполагалось, что $a_{\bar{n}n} = a_{\bar{p}p}$.

Волновое уравнение решалось численно для различных значений амплитуды $f_{\bar{n}N}(0)$ [10]. В результате было выбрано значение $f_{\bar{n}N}(0) = (-1 + 1,7i) fm$.

Радиальное распределение плотности вероятности поглощения антинейтрона ядром углерода записывается:

$$P_{abs}(r) \sim \rho(r) |\Phi(r)|^2 \quad (9)$$

Полученная из решения волнового уравнения радиальная зависимость $P_{abs}(r)$ для ядра ^{12}C показана на рисунке 3 в работе [10]. Однако для дальнейшего использования $P_{abs}(r)$ для определения точки аннигиляции в оптико-каскадной модели, желательно иметь простую аналитическую функцию. Поэтому $P_{abs}(r)$ аппроксимируется гауссианом с максимумом при $r = c + 1.2 fm$, где c — радиус половинной плотности (для ядра ^{12}C $c = 2,0403 fm$) и дисперсией $\sigma = 1 fm$. Таким образом, для моделирования мы имеем радиальное распределение вероятности поглощения медленного антинейтрона ядром углерода $P_{abs}(r)$ (см. рис. 1), в соответствии с которым разыгрывается радиус аннигиляции медленного антинейтрона в ядре углерода. Для сравнения на этом же рисунке показана P_{abs} для поглощения остановившегося антипротона из работы [8].

В модели предполагается, что распределение протонов $\rho(r)$ в ядре описывается теми же функциями, что и распределение электрического заряда Вудса-Саксона, полученное в экспериментах с рассеянием быстрых электронов:

$$\rho(r)/\rho(0) = \left\{ 1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right) \right\}^{-1}, \quad (10)$$

где $a = 0,5227 fm$ — параметр диффузности ядра, c — радиус половинной плотности [14]. На практике при моделировании ядро разбивается концентрическими сферами на 7 зон, в каждой из которых плотность нукло-

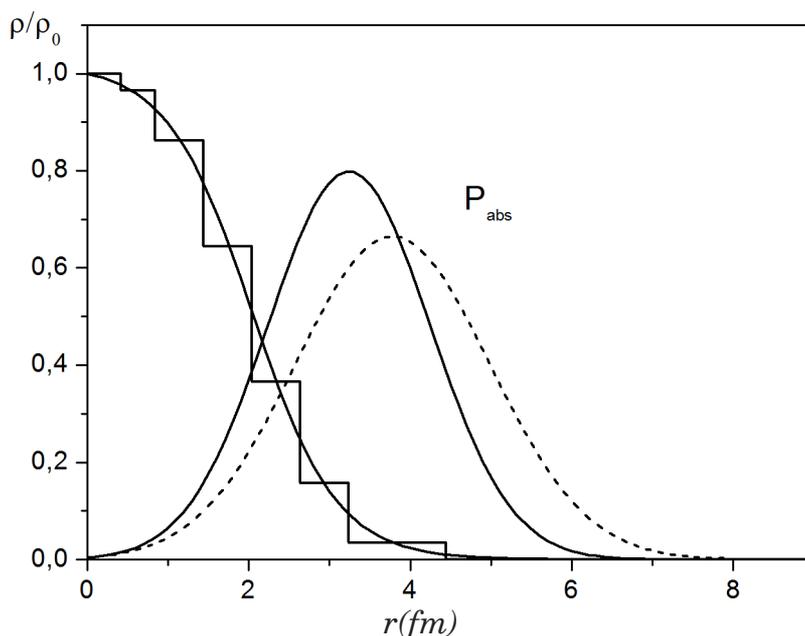


Рис.1. Слева: радиальное распределение относительной плотности протонов и нейтронов (они совпадают для ядра ^{12}C). Сплошная линия — распределение Вудса-Саксона, ступенчатая линия — аппроксимация путем разбиения на 7 зон с постоянной плотностью. Справа: Радиальная зависимость плотности вероятности поглощения P_{abs} в ядре ^{12}C антинейтрона (сплошная линия) и антипротона (пунктир)

нов считается постоянной. Таким образом можно достаточно хорошо аппроксимировать исходное распределение $\rho(r)$. На рисунке 1 представлено распределение плотности нуклонов для ядра ^{12}C , рассчитанное по формуле (10) и аппроксимация путем разбиения на 7 зон с постоянной плотностью. Поскольку антинейтрон сильно поглощается даже в разреженном ядерном веществе, то вводится еще одна зона, которая простирается далеко за пределы ядра и имеет плотность $\rho_{out} = 0,001 * \rho(7)$. Считается, что нейтроны распределены в ядре так же, как и протоны (10). Поэтому для ядра ^{12}C распределение плотности протонов и нейтронов совпадает.

2.2. Аннигиляция антинейтрона в ядре $^{40}_{18}\text{Ar}$

Переход связанного нейтрона в антинейтрон значительно подавлен в ядерной среде. Причиной этого является большая разница в величине ядерного потенциала для нейтрона и антинейтрона и наличие канала аннигиляции для антинейтрона [4]. Вопрос о величине пода-

вления осцилляций внутри ядра на протяжении многих лет обсуждается теоретиками [15, 16, 17]. Если процесс перехода $n \rightarrow \bar{n}$ в ядре и возможен, то для нейтронов с минимальной энергией связи. Кроме того, максимум волновой функции антинейтрона находится за пределами ядерной плотности [18]. Что касается моделирования перехода связанного нейтрона в ядре ${}^{40}_{18}\text{Ar}$, то различие с поглощением медленного антинейтрона ядром ${}^{12}\text{C}$ сводится к различию только на первой стадии. Для достоверного описания процесса поглощения антипротона, образовавшегося в ядре ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ в результате $n \rightarrow \bar{n}$ перехода, необходимо определить радиальную зависимость плотности вероятности этого перехода внутри ядра. Для первых оценок моделирование выполнено для случая, когда переход происходит с одинаковой вероятностью для всех нейтронов только в периферической зоне ядра. Так же как и для ядра ${}^{12}\text{C}$, распределение плотности нуклонов ядре ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ описывается выражением (10). Распределение плотности нуклонов, рассчитанное по формуле Вудса-Саксона (10) аппроксимируется путем разбиения на 7 зон с постоянной плотностью. В первом приближении предполагается, что нейтроны распределены в ядре так же, как и протоны.

2.3. Модель ядра и импульсное распределение нуклонов

В рамках каскадной модели ядро рассматривается как вырожденный ферми-газ свободных нуклонов, заключенный в сферическую потенциальную яму с радиусом, равным ядерному. Внутриядерные нуклоны заполняют все уровни потенциальной ямы, от самого низкого, когда нуклон имеет наибольшую по величине отрицательную потенциальную энергию и импульс $p=0$, до самого высокого граничного уровня Ферми p_{FN} , когда нуклон удерживается в ядре только благодаря энергии связи ε ($\varepsilon \simeq 7$ МэВ). В интервале между $p=0$ и $p=p_{FN}$ трехмерный импульс нуклона может равновероятно принимать все значения. Распределения нуклонов по абсолютной величине импульса и кинетической энергии имеют вид [14]:

$$W(p) = 3p^2/p_{FN}^3, \quad p \leq p_{FN} \quad (11)$$

$$W(T) = 3T^{1/2}/2T_{FN}^{3/2}, \quad T \leq T_{FN}, \quad (12)$$

где T — кинетическая энергия нуклона в ядре, $T_{FN} = p_{FN}^2/2m_N$ — граничная энергия Ферми (m_N — масса нуклона). В случае равномерного распределения нуклонов внутри сферы с радиусом $R = r_0 A^{1/3}$ ($r_0 = 1,2-1,4$ fm) импульс и энергия Ферми легко выражаются через радиус. Поскольку в каждой ячейке фазового пространства $d^3x d^3p$ содержится $(2s+1)d^3x d^3p/(2\pi\hbar)^3$ состояний (s — спин нуклона), а полное число протонов и нейтронов в ядре равно n_N , то из условия нормировки $\frac{2s+1}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3x d^3p = \frac{V p_{FN}^3}{3\pi^2 \hbar^3} = n_N$, получим

$$p_{FN} = \hbar \left(3\pi^2 \frac{n_N}{V} \right)^{1/3}, \quad (13)$$

$$T_{FN} = \frac{p_{FN}^2}{2m_N} = \frac{\hbar^2}{2m_N} \left(3\pi^2 \frac{n_N}{V} \right)^{2/3}, \quad (14)$$

где $V = 4\pi R^3/3$ — объем ядра, m_N — масса нуклона.

В случае разбиения ядра на концентрические сферические зоны с постоянной плотностью, значения p_{FN} и T_{FN} для каждой зоны вычисляются аналогично (13) и (14), но используется радиус i -й зоны и плотность нуклонов в этой зоне. На рисунке 2 показано пространственное распределение потенциала $V_N = -(T_{FN} + \varepsilon)$ для протонов и нейтронов в ядрах ^{12}C и $^{40}_{18}\text{Ar}$. Импульсные распределения нуклонов в отдельных зонах будут такими же, как для вырожденного Ферми-газа и вероятность нуклону иметь импульс p в i -ой зоне по прежнему будет определяться соотношением (11), но с соответствующим этой зоне значением граничного импульса Ферми. На рисунке 3 показаны импульсные распределения нуклонов для ядер ^{12}C и $^{40}_{18}\text{Ar}$, полученные путем суммирования импульсных распределений для отдельных зон. Из рисунков 2 и 3 видно, что нуклоны, расположенные в центральной зоне ядра, имеют максимальное значение T_{FN} и, соответственно, максимальное значение граничного Фермиевского импульса p_{FN} . Поэтому вклад в полное импульсное распределение от нуклонов, расположенных в центральной (1-ой) зоне, дает высокоимпульсную часть и тянется до $\sim 250-270$ МэВ/с. И, наоборот,

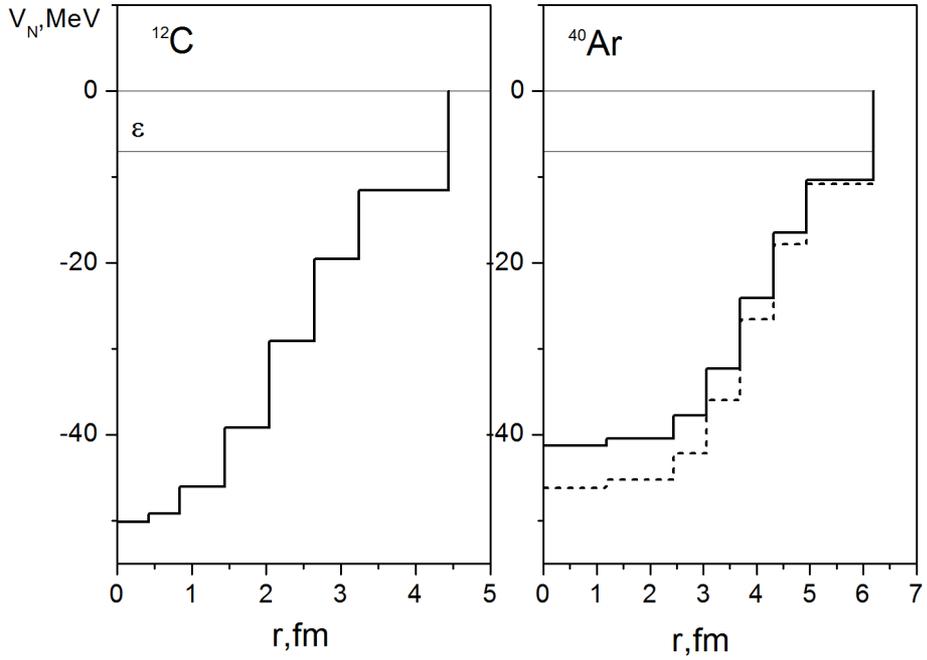


Рис.2. Пространственное распределение потенциала $V_N = -(T_{FN} + \epsilon)$ соответствующее разбиению ядра на 7 зон для протонов (сплошная гистограмма) и нейтронов (пунктирная гистограмма) для ядер ^{12}C (для ^{12}C сплошная и пунктирная гистограммы совпадают) и $^{40}_{18}\text{Ar}$. ϵ — средняя энергия связи 7 МэВ

нуклоны, расположенные в периферической (7-ой) зоне ядра имеют импульсы до $\sim 80\text{--}100$ МэВ/с. При этом вклад в общее импульсное распределение отдельной зоны тем больше, чем больше в ней находится нуклонов.

Итак, на первой стадии нуклоны распределяются в ядре в соответствии со ступенчатой функцией плотности (рис.1). Далее, в соответствии с радиальным распределением плотности вероятности поглощения антинейтрона ядром углерода $P_{abs}(r)$ (рис 1) методом Монте-Карло разыгрывается точка аннигиляции. В соответствии с радиусом этой точки определяется номер зоны, в которой находится нуклон (партнер), с которым проаннигилирует антинейтрон.

Поскольку для ядра $^{40}_{18}\text{Ar}$ функция радиальной плотности вероятности перехода $n \rightarrow \bar{n}$ не определена, с одинаковой вероятностью выбирается любой нейтрон из периферической зоны ядра, для него разыгрывается Фермиевская энергия T_n . Антинейтрон, возникший в результате $n \rightarrow \bar{n}$ перехода, имеет энергию $T_{\bar{n}} = T_n + \epsilon$ и аннигилирует на ближайшем нуклоне-партнере.

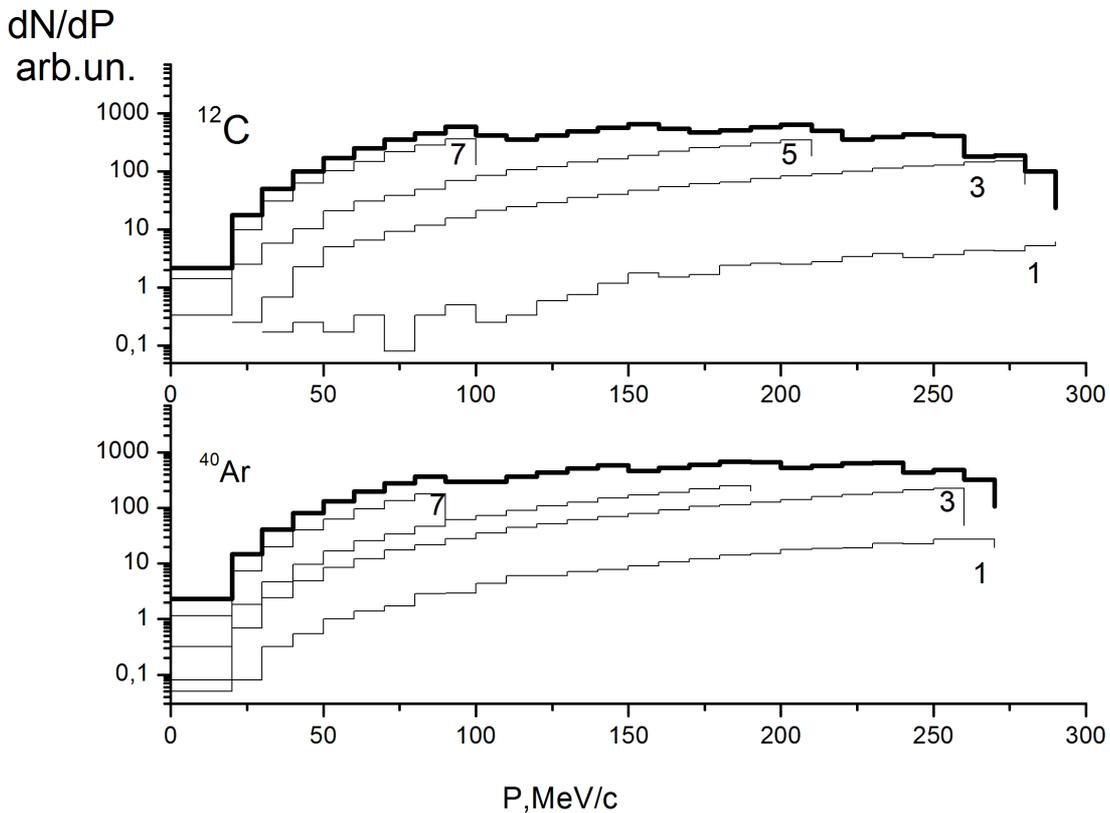


Рис.3. Жирная гистограмма — импульсное распределение внутриядерных нуклонов в ядрах ^{12}C и $^{40}_{18}\text{Ar}$, просуммированное по всем зонам. Тонкими линиями показаны гистограммы, соответствующие вкладам от отдельных зон ядра в общее импульсное распределение (показаны вклады только от нечетных зон, чтобы не перегружать рисунок). Номер зоны указан цифрой

Далее моделирование осуществляется по одинаковой схеме для ядер ^{12}C и $^{40}_{18}\text{Ar}$. Для партнера определяется Фермиевский импульс в соответствии с импульсным распределением для данной зоны и происходит аннигиляция.

2.4 Модель аннигиляции

Спецификой $\bar{N}N$ -аннигиляции является большая множественность рождающихся частиц и огромное ($\approx 3 \cdot 10^2$) число открытых эксклюзивных каналов, в которых может присутствовать много нейтральных частиц, что затрудняет экспериментальное изучение. Экспериментальная эксклюзивная информация существует лишь для небольшой части аннигиляционных каналов, поэтому была создана модель для описания

$\bar{N}N$ -аннигиляции. В качестве основы была выбрана статистическая модель с $SU(3)$ симметрией [19]. Работа по обобщению этой модели на случай $\bar{N}N$ -аннигиляции и разработка метода расчета характеристик аннигиляционных мезонов была выполнена И.А.Пшеничным [20] и подробно описана в работе [21]. В соответствии с моделью в $\bar{N}N$ -аннигиляции допускается рождение от двух до пяти промежуточных частиц, так как по оценкам фазового объема при импульсах антинуклона меньше 1 ГэВ/с рождение большего числа промежуточных частиц маловероятно. Промежуточными частицами могут быть π , η , ρ , ω -мезоны. Каналы с рождением странности в данной версии модели не учитываются. Унитарно-симметричная статистическая модель предсказывает для $\bar{p}p$ -аннигиляции в покое 106 каналов, а для $\bar{p}n$ -аннигиляции 88 каналов, тогда как в эксперименте измерены вероятности только около 40 каналов для $\bar{p}p$ и около 10 каналов для $\bar{p}n$ -аннигиляции. Однако ни статистическая модель, ни экспериментальные данные не могут обеспечить полное эксклюзивное описание элементарного процесса аннигиляции. Поэтому для моделирования аннигиляции используются полуэмпирические таблицы промежуточных каналов аннигиляции (таблицы 1 и 2), полученные следующим образом: прежде всего заносились каналы, измеренные экспериментально. Затем, с использованием изотопических соотношений, из экспериментальных данных находились вероятности связанных каналов. И, наконец, вставлялись предсказанные статистической моделью с $SU(3)$ симметрией вероятности остальных возможных промежуточных каналов. Поскольку измеренные в разных экспериментах вероятности промежуточных каналов иногда значительно различаются между собой, внесенные в полуэмпирическую таблицу значения корректировались в пределах экспериментальной погрешности так, чтобы наилучшим образом описать данные по топологическим сечениям $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -аннигиляции. При работе использовалась вся совокупность экспериментальных данных: множественность рожденных частиц, инклюзивные спектры, топологические пионные сечения и вероятности каналов с резонансами. Ниже приведены полученные

таким образом полуэмпирические таблицы с вероятностями различных каналов для $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -аннигиляции. В дальнейшем при моделировании $\bar{N}A$ -взаимодействия, считается, что каналы $\bar{n}n$ - идентичны $\bar{p}p$, а каналы $\bar{p}n$ -аннигиляции зарядово сопряжены с каналами $\bar{p}n$ -аннигиляции.

Таблица 1. Вероятности промежуточных состояний (в %) для $\bar{p}p$ -аннигиляции

канал	вероятность	канал	вероятность	канал	вероятность
$\eta\eta$	0.01 1)	$\eta\eta\pi^+\pi^-$	0.07	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-$	2.83
$\eta\omega$	0.34 1)	$\eta\eta\pi^0\pi^0$	0.02	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	9.76
$\omega\omega$	1.57 1)	$\eta\omega\pi^+\pi^-$	0.04	$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$	2.68
$\pi^+\pi^-$	0.40 1)	$\eta\omega\pi^0\pi^0$	0.01	$\pi^0\pi^0\pi^0\pi^0\pi^0$	0.07
$\pi^0\pi^0$	0.02 1)	$\pi^+\pi^-\pi^0\eta$	1.22	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-$	0.02
$\pi^+\rho^-$	1.52 1)	$\pi^0\pi^0\pi^0\eta$	0.17	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^+$	0.02
$\pi^-\pi^+$	1.52 1)	$\pi^+\pi^-\pi^0\omega$	2.84	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0\rho^0$	0.06
$\pi^0\rho^0$	1.57 1)	$\pi^0\pi^0\pi^0\omega$	0.40	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0\rho^-$	0.06
$\rho^-\rho^+$	3.37 2)	$\pi^+\pi^-\rho^0\eta$	0.06	$\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0\rho^+$	0.06
$\rho^0\rho^0$	0.67 1)	$\pi^+\pi^0\rho^-\eta$	0.06	$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\rho^0$	0.03
$\pi^-\eta$	0.06 1)	$\pi^+\pi^0\rho^+\eta$	0.06	$\pi^+\pi^0\pi^0\pi^0\rho^-$	0.01
$\pi^0\omega$	0.58 1)	$\pi^0\pi^0\rho^0\eta$	0.02	$\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0\rho^+$	0.01
$\rho^0\eta$	0.90 1)	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	2.74	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0\eta$	0.31
$\rho^0\omega$	0.79 1)	$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	3.89	$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\eta$	0.17
$\pi^+\pi^-\pi^0$	2.34 1)	$\pi^0\pi^0\pi^0\pi^0$	0.21	$\pi^0\pi^0\pi^0\pi^0\eta$	0.01
$\pi^0\pi^0\pi^0$	1.12 1)	$\pi^+\pi^+\pi^-\rho^-$	2.58 1)	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0\omega$	0.10
$\pi^+\pi^-\rho^0$	2.02 1)	$\pi^+\pi^-\pi^-\rho^+$	2.58 1)	$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\omega$	0.06
$\pi^+\pi^0\rho^-$	2.02 2)	$\pi^+\pi^-\pi^0\rho^0$	6.29 1)	$\eta\eta\eta$	0.0036
$\pi^-\pi^0\rho^+$	2.02 2)	$\pi^+\pi^0\pi^0\rho^-$	5.05 2)	$\eta\eta\rho^0$	0.0002
$\pi^0\pi^0\rho^0$	1.01 2)	$\pi^-\pi^0\pi^0\rho^+$	5.05 2)	$\omega\omega\pi^+\pi^-$	0.0002
$\pi^+\rho^-\rho^0$	1.23	$\pi^0\pi^0\pi^0\rho^0$	0.77 2)	$\omega\rho^0\pi^+\pi^-$	0.0005
$\pi^-\rho^+\rho^0$	1.23	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$	2.61	$\omega\rho^-\pi^+\pi^0$	0.0005
$\pi^0\rho^0\rho^-$	1.23	$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	1.37	$\omega\rho^+\pi^-\pi^0$	0.0005
$\pi^0\rho^0\rho^0$	0.54	$\pi^0\pi^0\pi^0\pi^0$	0.07	$\omega\rho^0\pi^0\pi^0$	0.0002
$\pi^+\pi^-\eta$	1.50 1)	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0\rho^0$	0.08	$\rho^-\rho^-\pi^+\pi^+$	0.0003
$\pi^+\pi^-\omega$	3.03 1)	$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0\rho^-$	0.16	$\rho^0\rho^0\pi^0\pi^0$	0.0001
$\pi^0\pi^0\omega$	0.79 2)	$\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0\rho^+$	0.16	$\rho^+\rho^-\pi^+\pi^-$	0.0011
$\pi^+\rho^-\eta$	0.84	$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\rho^0$	0.12	$\rho^0\rho^0\pi^+\pi^-$	0.0004

$\pi^- \rho^+ \eta$	0.84	$\pi^+ \pi^0 \pi^0 \rho^-$	0.04	$\rho^- \rho^0 \pi^+ \pi^0$	0.0008
$\pi^0 \rho^0 \eta$	0.44	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \rho^0$	0.01	$\rho^+ \rho^+ \pi^- \pi^-$	0.0003
$\pi^+ \rho^- \omega$	1.10	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \eta$	0.11 1)	$\rho^+ \rho^0 \pi^- \pi^0$	0.0008
$\pi^- \rho^+ \omega$	1.10	$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \eta$	0.22 2)	$\rho^+ \rho^- \pi^0 \pi^0$	0.0004
$\pi^0 \rho^0 \omega$	0.57	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0 \eta$	0.01 2)	$\rho^+ \rho^- \pi^0 \eta \eta$	0.0055
$\eta \eta \pi^0$	0.11	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \omega$	1.80 1)	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \eta \eta$	0.0007
$\eta \omega \pi^0$	0.30	$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \omega$	2.58 2)		
$\omega \omega \pi^0$	0.37	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0 \omega$	0.10 2)		

Таблица 2. Вероятности промежуточных состояний
(в %) для $\bar{p}n$ -аннигиляции

канал	вероятность	канал	вероятность	канал	вероятность
$\pi^- \pi^0$	0.49 1)	$\pi^+ \pi^- \pi^- \omega$	10.52 1)	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 \rho^-$	0.07
$\pi^- \omega$	0.48 1)	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \omega$	7.01 2)	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \pi^0 \rho^+$	0.05
$\pi^- \rho^0$	0.47 1)	$\pi^+ \pi^- \rho^- \eta$	0.08	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 \pi^0 \rho^0$	0.06
$\pi^0 \rho^-$	0.47 2)	$\pi^- \pi^- \rho^+ \eta$	0.05	$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rho^-$	0.03
$\rho^- \rho^0$	3.51 2)	$\pi^- \pi^0 \rho^0 \eta$	0.06	$\pi^- \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rho^+$	0.02
$\pi^- \eta$	0.29 1)	$\pi^0 \pi^0 \rho^- \eta$	0.02	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rho^0$	0.01
$\rho^- \eta$	2.27	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	5.51	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \eta$	0.14
$\rho^- \omega$	3.51 2)	$\pi^+ \pi^0 \pi^0 \pi^0$	1.38	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 \pi^0 \eta$	0.30
$\pi^+ \pi^- \pi^-$	2.86	$\pi^+ \pi^- \pi^- \rho^0$	0.99	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0 \eta$	0.05
$\pi^- \pi^0 \pi^0$	1.90	$\pi^+ \pi^- \pi^0 \rho^-$	1.97	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \omega$	0.05
$\pi^+ \pi^- \rho^-$	3.62 1)	$\pi^- \pi^- \pi^0 \rho^+$	0.99	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 \pi^0 \omega$	0.09
$\pi^- \pi^- \rho^+$	0.58 1)	$\pi^+ \pi^0 \pi^0 \rho^-$	0.75	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0 \omega$	0.01
$\pi^- \pi^0 \rho^0$	5.61 2)	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \rho^-$	0.25	$\eta \eta \rho^-$	0.0003
$\pi^0 \pi^0 \rho^-$	3.51 2)	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^-$	1.24	$\omega \omega \pi^- \pi^0$	0.0002
$\pi^+ \rho^- \rho^-$	1.04	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 \pi^0$	2.72	$\omega \rho^- \pi^+ \pi^-$	0.0008
$\pi^- \rho^+ \rho^-$	2.09	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0$	0.37	$\omega \rho^+ \pi^- \pi^-$	0.0004
$\pi^- \rho^0 \rho^0$	0.70	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \rho^-$	0.12	$\omega \rho^0 \pi^- \pi^0$	0.0005
$\pi^0 \rho^- \rho^0$	1.39	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \rho^+$	0.08	$\omega \rho^- \pi^0 \pi^0$	0.0003
$\pi^+ \pi^0 \eta$	1.23	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 \rho^0$	0.16	$\rho^- \rho^0 \pi^+ \pi^-$	0.0011
$\pi^- \pi^0 \omega$	5.05	$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \rho^-$	0.16	$\rho^- \rho^- \pi^+ \pi^0$	0.0005
$\pi^0 \rho^- \eta$	0.78	$\pi^- \pi^- \pi^0 \pi^0 \rho^+$	0.08	$\rho^+ \rho^0 \pi^- \pi^-$	0.0005
$\pi^- \rho^0 \eta$	0.78	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rho^0$	0.05	$\rho^- \rho^+ \pi^0 \pi^-$	0.0011
$\pi^- \rho^0 \omega$	1.03	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rho^-$	0.01	$\rho^0 \rho^0 \pi^0 \pi^-$	0.0004

$\pi^0 \rho^- \omega$	1.03	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 \eta$	0.37	$\rho^- \rho^0 \pi^0 \pi^0$	0.0004
$\eta \eta \pi^-$	0.21	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \eta$	0.09	$\pi^+ \pi^- \pi^- \eta \eta$	0.0042
$\pi^- \omega \eta$	0.60	$\pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 \omega$	0.40	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \eta \eta$	0.0028
$\pi^- \omega \omega$	0.71	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \omega$	0.09		
$\eta \eta \pi^- \pi^0$	0.06	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \pi^0$	8.33		
$\eta \omega \pi^- \pi^-$	0.03	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \pi^0$	6.67		
$\pi^+ \pi^- \pi^- \eta$	1.00	$\pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0$	0.56		
$\pi^- \pi^0 \pi^0 \eta$	0.67	$\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \rho^0$	0.02		

1) Обозначены вероятности, полученные в эксперименте. См. ссылки в работе [21].

2) Обозначены вероятности, полученные из изотопических соотношений.

Процедура моделирования характеристик как промежуточных частиц, так и продуктов их распада с учетом законов сохранения энергии и импульса в каждом акте аннигиляции состоит в следующем: по таблице вероятностей парциальных каналов аннигиляции методом Монте-Карло выбирается одно из возможных состояний, а за тем определяются импульсы всех аннигиляционных частиц в соответствии с фазовым объемом. При этом учитывается Брейт-Вигнеровское распределение по массе для мезонных резонансов. Распады нестабильных мезонов моделируются в соответствии с экспериментальными вероятностями мод распада. Учитываются все основные моды распадов для мезонных резонансов:

$\eta \rightarrow 2\gamma$	39.3%	$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	89.0%	$\rho^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	100%
$\eta \rightarrow 3\pi^0$	32.1%	$\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$	8.7%	$\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$	100%
$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	23.7%	$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$	2.3%	$\rho^+ \rightarrow \pi^+ \pi^-$	100%
$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$	4.9%				

В таблице 3 представлены средние множественности мезонов, образующихся в $\bar{p}p$ -аннигиляции в покое. Результаты моделирования находятся в пределах экспериментальных погрешностей. Как следует из результатов моделирования, более 35% всех пионов образуется в результате распада мезонных резонансов. На рисунке 4 показано распределение по числу пионов, образующихся в процессе $\bar{p}p$ -аннигиляции, а на

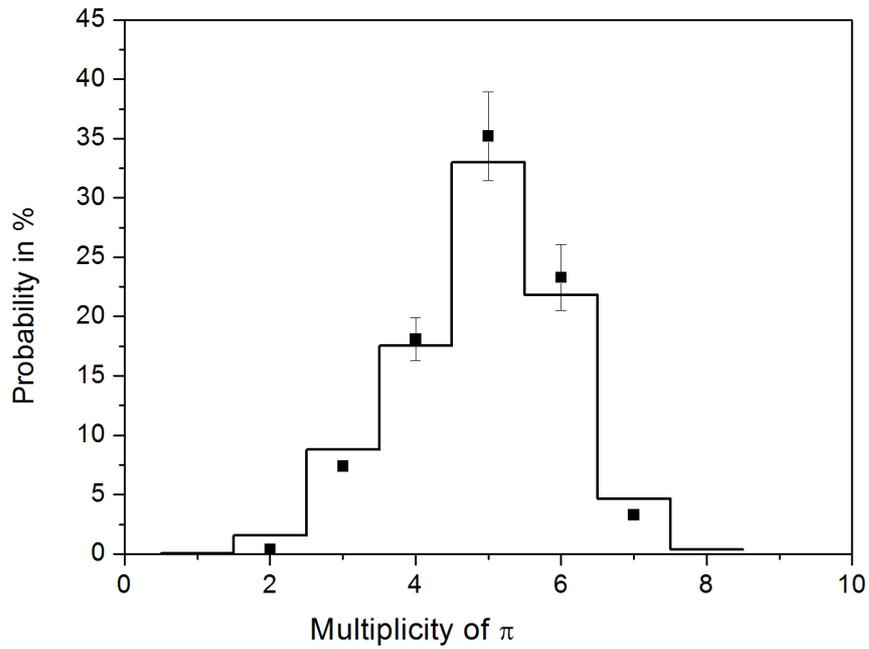


Рис.4. Распределение по числу пионов, образующихся в процессе аннигиляции в покое (с учетом распадов мезонных резонансов). Сплошная гистограмма — модель, точки — экспериментальные данные [22]

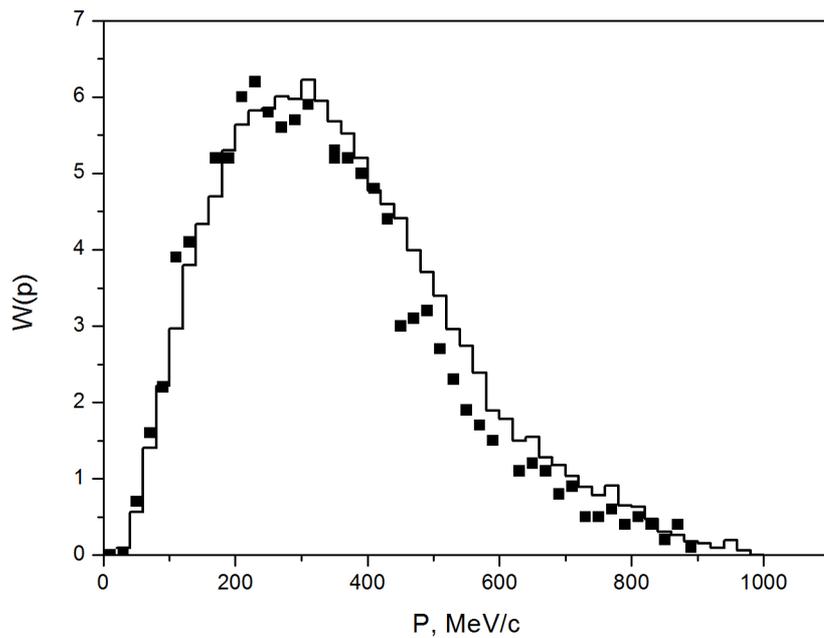


Рис. 5. Спектр заряженных пионов, образующихся в процессе $\bar{p}p$ -аннигиляции в покое (с учетом распадов мезонных резонансов). Сплошная гистограмма — модель, точки — экспериментальные данные [26]

рисунке 5 — спектр заряженных пионов. Из таблицы 3 и рисунков 4 и 5 следует, что основные характеристики $\bar{p}p$ -аннигиляции в покое, полу-

ченные в рамках описанной Монте-Карловской процедуры в целом находятся в согласии с имеющимися экспериментальными данными.

Таблица 3

	$\bar{p}p$	Эксперимент $\bar{p}p$
$M(\pi)$	4.910	4.98±0.35 [22] 4.94±0.14 [23]
$M(\pi^\pm)$	3.110	3.14±0.28 [22] 3.05±0.04 [22] 3.04±0.08 [23]
$M(\pi^0)$	1.800	1.83±0.21 [22] 1.93±0.12 [22] 1.90±0.12 [23]
$M(\eta)$	0.091	0.10±0.09 [24] 0.0698±0.0079 [22]
$M(\omega)$	0.205	0.28±0.16, [24] 0.22±0.01 [25]
$M(\rho^+)$	0.189	---
$M(\rho^-)$	0.191	---
$M(\rho^0)$	0.193	0.26±0.01 [25]
$M(\pi)_{dec}$	1.908	
$M(\pi^+)_{dec}$	0.606	
$M(\pi^-)_{dec}$	0.606	
$M(\pi^0)_{dec}$	0.695	

2.5. Модель внутриядерного каскада

Неупругие ядерные реакции носят явно выраженный статистический характер, так как в них может реализовываться большое число возможных состояний. Статистический подход является основным для описания таких систем. В таком подходе описание эволюции волновой функции системы заменяется описанием эволюции ансамбля возможных состояний этой системы. Существуют две резко различающиеся по своей природе стадии глубоко неупругого взаимодействия: 1) быстрая неравновесная стадия, когда происходит перераспределение энергии между степенями свободы ядра как конечной открытой системы, и 2) медленная равновесная стадия распада термализованного ядра-остатка.

Модель внутриядерного каскада (МВК), которая является феноменологической моделью для описания неравновесной стадии неупругого взаимодействия, оперирует с понятием вероятности нахождения ядерной системы в данном состоянии. Переходы между различными состояниями вызываются двухчастичными взаимодействиями, которые приводят к вылету из ядра вторичных частиц и диссипации в ядре энергии возбуждения. Однако в основе данной феноменологической модели лежит связь с фундаментальной микроскопической теорией. В работе [27] было показано, что можно перейти от нестационарного уравнения Шредингера для системы многих тел к кинетическим уравнениям, если используются широкие по энергии (короткие по времени) волновые пакеты. Если длительность пакетов короче, чем промежуток времени между последовательными столкновениями, то амплитуды этих столкновений не будут интерферировать. Это условие по сути является аналогом условия газового приближения: $\tau_0 < \tau_{св}$, где τ_0 — время соударения и $\tau_{св}$ — время свободного пробега. Выполнение этого условия позволяет рассматривать движение частиц в разреженном газе как независимое перемещение по свободным траекториям, возмущаемое парными столкновениями. При указанных условиях в квазиклассическом пределе можно пользоваться приближением локального импульса, приписывая частице импульс $\vec{P}(\vec{r})$ в промежутках между последовательными столкновениями. В этом случае квантовое кинетическое уравнение переходит в кинетическое уравнение типа Больцмана, описывающее перенос частиц в ядерной среде. Оно отличается от обычного уравнения Больцмана только учетом принципа Паули. Таким образом, МВК представляет собой численное решение квазиклассического кинетического уравнения для многочастичной функции распределения методом Монте-Карло.

Обсудим теперь область применения МВК и возможность ее обобщения на случай поглощения медленного антинейтрона. Представления, лежащие в основе модели, вполне оправданы, если выполняются следующие условия [14,27,28]:

а) Длина волны большинства частиц λ меньше среднего расстояния между нуклонами в ядре $\lambda < \Delta$, где $\Delta \approx \left[\frac{4\pi R^3}{3A} \right]^{1/3} \approx r_0 \approx 1.3 \text{ fm}$. В этом случае картина приобретает квазиклассические черты и можно говорить о траектории частицы и двухчастичных взаимодействиях внутри ядра. Для нуклонов это соответствует энергии больше нескольких десятков МэВ. Это условие не выполняется в случае медленного антинейтрона и поэтому его поглощение описывается в рамках оптической модели;

б) $\tau_{\text{вз}} \leq \tau_{\text{св}}$. Время взаимодействия адронов в ядре $\tau_{\text{вз}} \approx rN/c \approx 10^{-23}$ сек. должно быть меньше времени свободного пробега $\tau_{\text{св}} = \frac{l}{c} = 1/\rho\sigma \approx 4\pi R^3/3A\sigma c \approx 3 \cdot 10^{-22}/\sigma$ сек. (где σ сечение в мб). Это требование эквивалентно требованию достаточной малости сечений элементарных взаимодействий и проблематично для аннигиляционных пионов с энергией в области Δ -резонанса ($\sigma > 100$ мб). Однако следует учитывать, что эффективная длина пробега в ядре увеличивается благодаря действию принципа Паули. А также, ввиду того, что поглощение антинейтрона происходит на периферии ядра, где ядерная плотность мала, а расстояние между нуклонами велико, можно ожидать что МВК применима и для аннигиляционных пионов. Во всяком случае, сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными является критерием применимости модели.

Стандартная МВК основана на численном решении кинетического уравнения в приближении линеаризации, которое означает, что плотность среды не меняется в процессе развития каскада, т.е. $N_c \ll A_t$ (N_c — число каскадных частиц, A_t — число нуклонов в ядре-мишени). Такое приближение нарушается в случае множественного пионообразования в pA - и πA -взаимодействии при $E_{p,\pi} \geq 3-5$ ГэВ и при аннигиляции, особенно для таких легких ядер как ^{12}C . Версия модели, учитывающая эффект локального уменьшения ядерной плотности была впервые предложена в работе [28]. В этой версии модели считается, что ядро состоит из отдельных нуклонов, положение центров которых разыгрывается методом Монте-Карло в соответствии с распределением плотности $\rho(r)$, но так, чтобы расстояние между их центрами не было меньше $2r_c$, где $r_c =$

$0.4 \cdot 10^{-13}$ см — радиус ядра нуклона. Каскадная частица может взаимодействовать с любым внутриядерным нуклоном, оказавшимся внутри цилиндра с осью, направленной вдоль вектора скорости частицы и диаметром $2r_{\text{int}} + \lambda$, где r_{int} — величина, близкая к радиусу сильного взаимодействия, λ — дебройлевская длина волны частицы. Ключевым моментом в данном случае является определение вероятности взаимодействия каскадной частицы с внутриядерным нуклоном. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

В стандартной каскадной модели с непрерывной плотностью розгрыш точки взаимодействия основан на распределении Пуассона для длин свободного пробега. В этом случае вероятность того, что частица с полным сечением σ испытает k столкновений на пути L в веществе с плотностью ρ равна

$$\omega(k) = e^{-\rho\sigma L} (\rho\sigma L)^k / k! . \quad (15)$$

Если же на длине L имеется n отдельных центров, вероятность столкновения с каждым из которых равна p , то вероятность того, что частица испытает k столкновений на n центрах описывается биномиальным распределением:

$$\omega(k, n, p) = [n! / k!(n-k)!] p^k q^{(n-k)} . \quad (16)$$

Из Пуассоновского распределения (15) следует, что вероятность частице не испытать столкновений на отрезке L равна

$$\omega(0) = e^{-\rho\sigma L} . \quad (17)$$

Та же вероятность, полученная из биномиального распределения (16), равна

$$\omega(0, n, p) = (1-p)^n = q^n . \quad (18)$$

Если считать, что $\omega(0) = \omega(0, n, p)$ и учитывая, что число центров $n = \rho\pi(r_{\text{int}} + \lambda/2)^2 * L$, получим:

$$q = 1 - p = \exp(-\rho\sigma L/n) = \exp[-\sigma/\pi(r_{\text{int}} + \lambda/2)^2] . \quad (19)$$

В МВК с центрами существенной деталью является то, что нуклон ядра, с которым произошло взаимодействие, в дальнейшем рассматривается как каскадная частица, а не как составная часть ядерной системы. Очевидно, что при большой множественности каскадных частиц, быстрые частицы проходят через ядерное вещество более высокой плотности, чем медленные. Для корректного описания развития каскада во времени и распада нестабильных мезонных резонансов, в модель введена явная временная координата.

Итак, перечислим кратко физические представления, лежащие в основе МВК:

- Ядро-мишень представляет собой смесь вырожденных ферми-газов протонов и нейтронов, заключенных в сферическую потенциальную яму с диффузной границей. Эффективный действительный потенциал для нуклонов (V_N) и пионов (V_π), учитывает влияние на каскадную частицу всех внутриядерных нуклонов.
- Адроны, участвующие в столкновениях, рассматриваются как классические частицы. Адрон инициирует в ядре-мишени каскад последовательных и независимых столкновений с нуклонами ядра. Взаимодействие между каскадными частицами не учитывается.
- Сечения адрон-нуклонных взаимодействий в ядре такие же, как в вакууме за исключением того, что принцип Паули запрещает переход каскадных нуклонов в состояния, занятые внутриядерными нуклонами.

Элементарные процессы

$$\begin{aligned}
 NN \rightarrow NN, \quad NN \rightarrow \pi NN, \quad NN \rightarrow i\pi NN (i \geq 2), & \quad (20) \\
 \pi N \rightarrow \pi N, \quad \pi + (NN) \rightarrow NN, \quad \pi N \rightarrow \pi\pi N, \quad \pi N \rightarrow i\pi N (i \geq 3)
 \end{aligned}$$

описываются эмпирическими аппроксимациями, полученными из анализа экспериментальных данных по NN и πN взаимодействиям при энергиях $T < 20 \text{ GeV}$ [14,28].

Рассмотрим теперь некоторые особенности МВК, связанные с введением в модель нестабильных мезонных резонансов. Моделирование

аннигиляции с образованием мезонных резонансов ($\bar{N}N \rightarrow i\pi + j\rho + k\eta + l\omega$) было описано выше. Считается, что аннигиляционные ρ -мезоны распадаются до взаимодействия с внутриядерными нуклонами. Аннигиляционные ω -мезоны могут как взаимодействовать с нуклонами ядра, так и распадаться внутри или вне ядра. Конкуренция между распадом ω -мезона и его взаимодействием с внутриядерным нуклоном определяется выражением для средней длины свободного пробега:

$$1/\lambda = 1/\lambda_{\text{dec}} + 1/\lambda_{\text{int}}, \quad (21)$$

где $\lambda_{\text{int}} = (\rho_n \sigma_{\omega N}^{\text{tot}})^{-1}$, $\lambda_{\text{dec}} = \gamma\beta(h\Gamma_\omega)^{-1}$, ρ_n — плотность ядерного вещества, γ — Лоренц-фактор, β — скорость частицы в единицах скорости света, Γ_ω — ширина ω -мезона. Время жизни η -мезона столь велико, что он рассматривается внутри ядра как стабильная частица, распадающаяся после вылета из ядра. В модели используются экспериментальные вероятности мод распадов мезонных резонансов, приведенные выше. Импульсы продуктов трехчастичных распадов моделируются по фазовому объему.

Чтобы учесть прохождение η - и ω - мезонов в ядерном веществе, в дополнение к каналам (20), учитываются следующие взаимодействия:

$$\begin{aligned} \eta N \rightarrow \eta N, \quad \eta N \rightarrow \pi N, \quad \eta N \rightarrow \pi\pi N, \quad \eta + (NN) \rightarrow NN, \quad \eta + (NN) \rightarrow \pi NN, \\ \omega N \rightarrow \omega N, \quad \omega N \rightarrow \pi N, \quad \omega N \rightarrow \pi\pi N, \quad \omega + (NN) \rightarrow NN, \quad \omega + (NN) \rightarrow \pi NN, \end{aligned} \quad (22)$$

Наряду с рождением η и ω в аннигиляции, учтено рождение этих мезонов во взаимодействии аннигиляционных пионов с нуклонами:

$$\pi N \rightarrow \eta N, \quad \pi N \rightarrow \omega N. \quad (23)$$

Для сечений реакций (22) использовались оценки, приведенные в работе [21]. Сечений реакций (23) были взяты из эксперимента [29]. Поскольку рассматривается взаимодействие частиц сравнительно низких энергий, считается, что угловые распределения для двухчастичных реакций (22) и (23) изотропны в С.Ц.М. Трехчастичные реакции моделируются по фазовому объему.

Глубина потенциальной ямы для η - и ω -мезонов в ядре является свободным параметром модели. Принимая во внимание, что процесс аннигиляции протекает на периферии ядра, в хорошем приближении можно считать $V_\eta \simeq 0$ и $V_\omega \simeq 0$.

2.6. Девозбуждение остаточного ядра

В неупругих ядерных реакциях по окончании быстрой стадии внутриядерного каскада ($\tau_{\text{cas}} \simeq \tau_0$) и установления статистического равновесия ($\tau_{\text{eq}} \simeq (5-10)\tau_0$) в остаточном ядре, наступает медленная стадия ($\tau_{\text{ev}} \gg \tau_0$) распада высоковозбужденного остаточного ядра ($\tau_0 \leq 10^{-22}$ сек — время пролета частицы через ядро). МВК способна детально описать диссипацию энергии в ядре. По окончании каскадной стадии, нуклонный Ферми-газ содержит некоторое количество «дырок» N_h , равное числу столкновений каскадных частиц с нуклонами ядра, и некоторое количество возбужденных частиц N_p , равное числу медленных каскадных нуклонов, захваченных ядерным потенциалом. Энергия возбуждения E^* остаточного ядра равна сумме энергий таких квазичастиц отсчитанных от энергии Ферми:

$$E^* = \sum_{i=1}^{N_h} \varepsilon_i^h + \sum_{i=1}^{N_p} \varepsilon_i^p. \quad (24)$$

Образовавшиеся остаточные ядра имеют широкое распределение по энергии возбуждения E^* , а так же импульсу, массе и заряду. МВК правильно учитывает флуктуации каскадных частиц и надежно определяет весь набор характеристик остаточного ядра.

Механизм распада термализованного остаточного ядра определяется энергией возбуждения, накопленной ядром [30]. При «низком» возбуждении ($E^* \leq 2-3 \text{ MeV/nucleon}$) основным механизмом является последовательная эмиссия (испарение) частиц из компаунд-ядра [31]. Когда энергия возбуждения ядра приближается к полной энергии связи ($E^* \geq 5 \text{ MeV/nucleon}$), преобладает взрывной механизм распада [32]. В области промежуточных энергий возбуждения сосуществуют оба механизма девозбуждения.

3. Сравнение с экспериментом

Описанная в настоящей работе оптико-каскадная модель применялась для анализа экспериментальных данных по аннигиляции остановившихся антипротонов на ядре ^{12}C . В таблице 4 представлены средние множественности испущенных пионов и протонов. Экспериментальные данные по средней множественности пионов (значения снизу в строке $\bar{p}C$) взяты из работы [23]. В последнем столбце таблицы указана средняя энергия, унесенная из ядра пионами и γ (образовавшимися в результате распадов η и ω). Расчетные значения средних множественностей пионов (значения сверху в строке $\bar{p}C$) находятся в пределах экспериментальных погрешностей экспериментальных данных. Поскольку аннигиляция остановившегося антипротона имеет поверхностный характер, большая часть аннигиляционных мезонов вылетает из ядра без взаимодействия. В случае легкого ядра углерода эффект от поглощения аннигиляционных мезонов не велик и средняя множественность испущенных пионов близка к средней множественности пионов в процессе $\bar{p}p$ -аннигиляции (4.910). Для сравнения в этой таблице приведены результаты моделирования аннигиляции медленного антинейтрона на ядре углерода. Из сравнения видно, что в случае $\bar{n}C$ -аннигиляции средняя множественность пионов несколько ниже, а средняя множественность нуклонов выше, чем в случае аннигиляции остановившегося антипротона. Это объясняется тем, что поскольку антинейтрон проникает глубже в ядро (сплошная линия на рис.1) по сравнению с антипротоном (пунктирная линия на рис.1), то больше аннигиляционных пионов взаимодействует с внутриядерными нуклонами. Таким образом уменьшается количество покинувших ядро мезонов и унесенной ими энергии E_{tot} , увеличивается число нуклонов, выбитых из ядра на быстрой каскадной стадии и испущенных из ядра в процессе девозбуждения. В случае аннигиляции периферического антинейтрона в ядре Ag, наоборот, пионы практически свободно покидают ядро и увеличивается E_{tot} , а число выбитых нуклонов существенно уменьшается по сравнению с $\bar{n}C$ -аннигиляцией. Отметим, что расчет для ядра Ag выполнен в очень грубом приближе-

нии относительно радиуса аннигиляции и следует детально исследовать этот вопрос.

Таблица 4. Средние множественности испущенных частиц после $\bar{p}C$ - и \bar{n} -аннигиляции на ядрах углерода и аргона

	M_π	M_{π^+}	M_{π^-}	M_{π^0}	M_{pr}	M_n	E_{tot} МэВ
$\bar{p}C$	calc.	4.557	1.208	1.634	1.715	1.138	1736
	exp.	4.57 ± 0.15	1.25 ± 0.06	1.59 ± 0.09	1.73 ± 0.10		1758 ± 59
$\bar{n}C$	4.448	1.551	1.179	1.718	1.662	1.441	1694
$\bar{n}Ar$	4.590	1.638	1.260	1.692	0.792	0.773	1752

Теперь рассмотрим и сравним с экспериментальными данными другие характеристики $\bar{p}C$ -аннигиляции в покое. На рисунке 6 представлено распределение по множественности заряженных пионов, испущенных из ядра в результате $\bar{p}C$ -аннигиляции (сплошная гистограмма и точки), \bar{n} — аннигиляции на ядре углерода (точечная гистограмма)

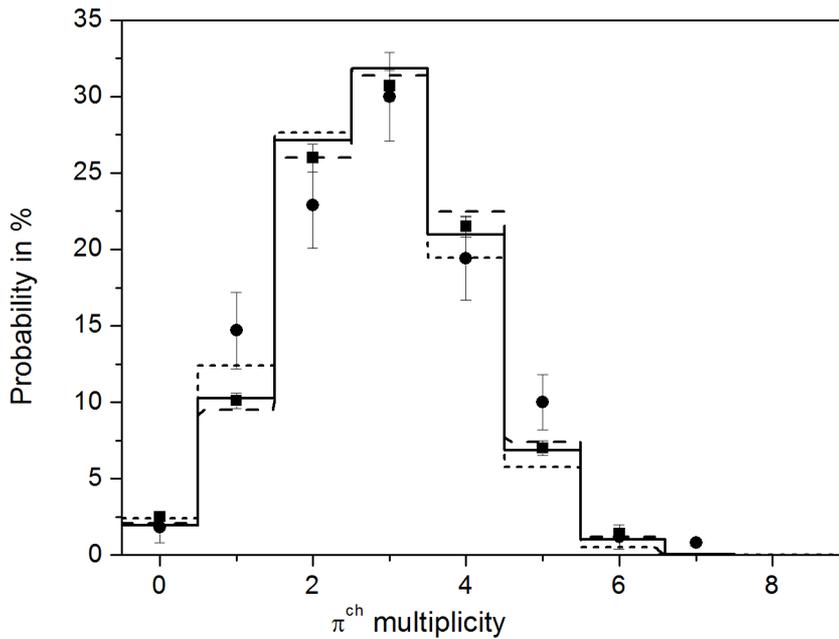


Рис.6. Вероятность (в %) образования данного числа заряженных пионов при аннигиляции антинуклона. Сплошная гистограмм — расчет $\bar{p}C$. Эспериментальные данные: круг — [33], квадрат — [34]. Точечная гистограмма — расчет $\bar{n}C$. Пунктирная гистограмма — расчет $\bar{n}Ar$

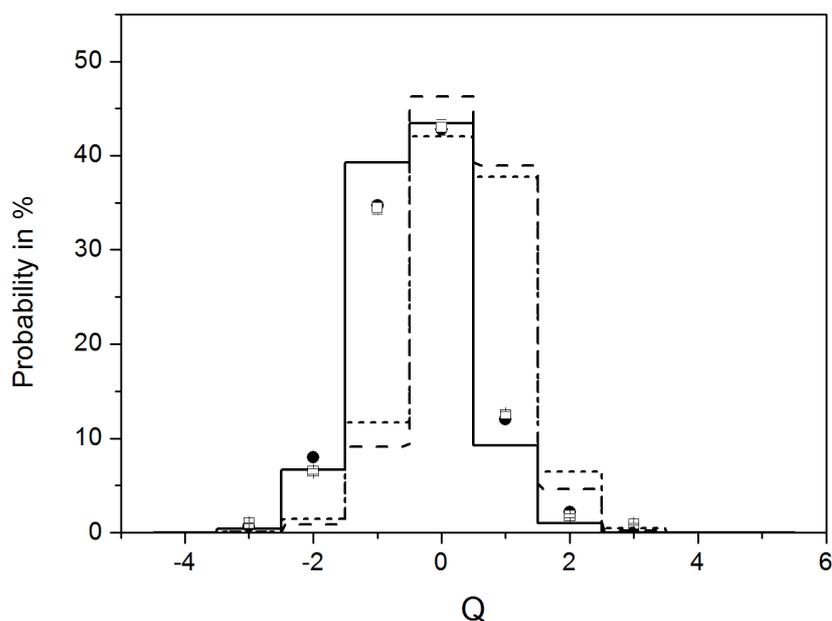


Рис. 7. Вероятность (в %) взаимодействия с данным зарядом Q , унесенным пионами из ядра. Сплошная гистограмма — расчет $\bar{p}C$. Экспериментальные данные: открытый квадрат — [35], круг — [36]. Точечная гистограмма — расчет $\bar{n}C$. Пунктирная гистограмма — расчет $\bar{n}Ar$

и аргона (пунктирная гистограмма). Как и следовало ожидать, различия в распределениях, как и в средних числах испущенных пионов, не значительны, хотя и есть некоторое смещение в сторону меньшего числа пионов для $\bar{n}C$ -аннигиляции, и в сторону большего числа пионов для $\bar{n}Ar$ -аннигиляции.

На рисунке 7 представлено распределение по числу событий с унесенным пионами зарядом Q . В случае $\bar{p}C$ -аннигиляции максимум распределения приходится на значения $Q = -1$ и 0 , что практически соответствует вылету аннигиляционных мезонов из ядра без взаимодействия с нуклонами. Оптико-каскадная модель демонстрирует хорошее согласие с экспериментальными данными. В случае \bar{n} -аннигиляции на ядре максимум Q соответственно смещен на значения $Q = 0$ и 1 . Как и следовало ожидать, в случае аннигиляции периферического антинейтрона в аргоне распределение имеет более узкий максимум, чем в случае $\bar{n}C$ -аннигиляции.

На рисунке 8 показано распределение по числу испущенных протонов. Из анализа экспериментальных данных и результатов моделирования следует, что в значительном количестве событий (от \approx в 40%

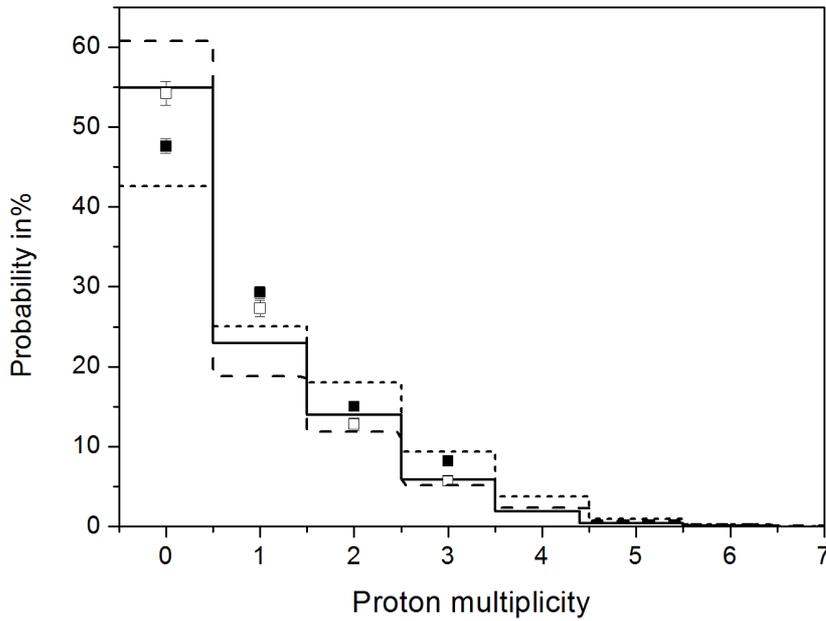


Рис. 8. Вероятность (в %) вылета данного числа протонов. Сплошная гистограмма — расчет $\bar{p}C$. Экспериментальные данные: квадрат — [34], открытый квадрат — [35]. Точечная гистограмма — расчет $\bar{n}C$. Пунктирная гистограмма — расчет $\bar{n}Ar$

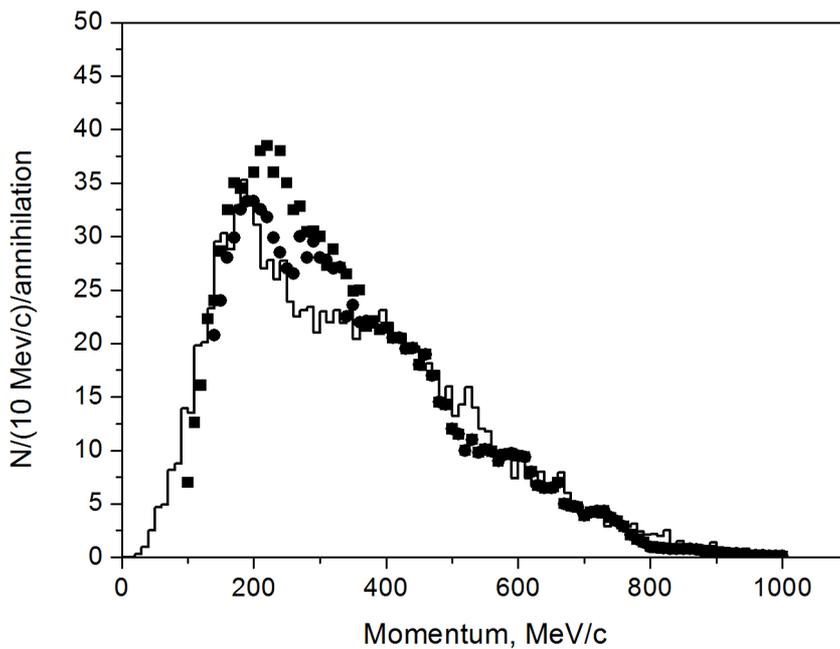


Рис.9. Импульсное распределение π^+ при поглощении остановившихся антипротонов на ядре углерода. Гистограмма — расчет. Точки — экспериментальные данные из работ [23,37]

для $\bar{n}C$ -аннигиляции до $\approx 60\%$ для $\bar{n}Ar$ -аннигиляции) не вылетает ни одного протона.

На рисунке 9 представлено импульсное распределение для π^+ , которое очень похоже на импульсное распределение пионов в $\bar{p}p$ -аннигиляции (рис.5). В целом модель неплохо описывает экспериментальные данные, хотя в расчете наблюдается несколько завышенное поглощение пионов в области образования Δ -резонанса ($\approx 260 \text{ MeV/c}$).

На рисунке 10 представлен энергетический спектр протонов, вылетевших из ядра при $\bar{p}C$ -аннигиляции в покое. В области низких энергий (до 50 MeV) значительный вклад в спектр дают испарительные протоны. Модель демонстрирует хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными.

Из представленного выше сравнения результатов моделирования в рамках оптико-каскадной модели и экспериментальных данных по $\bar{p}C$ -аннигиляции в покое следует, что модель в целом хорошо описывает эксперимент, а значит, правильно отражает динамику процесса аннигиляции и распространения в ядре аннигиляционных мезонов.

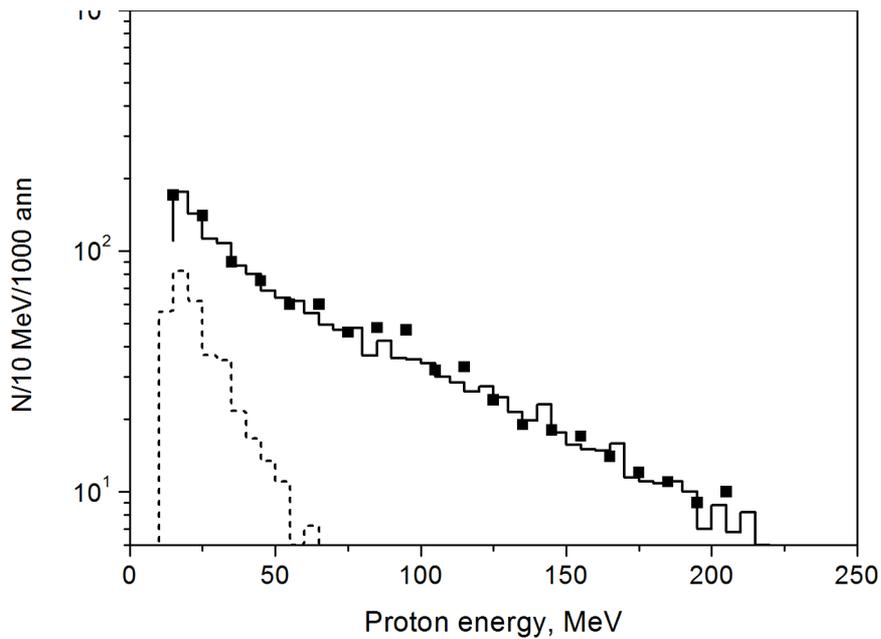


Рис.10. Энергетический спектр протонов при поглощении остановившихся антипротонов на ядре углерода. Сплошная гистограмма — результат моделирования. Пунктирная гистограмма — вклад испарительных протонов в общий спектр. Точки — экспериментальные данные [38]

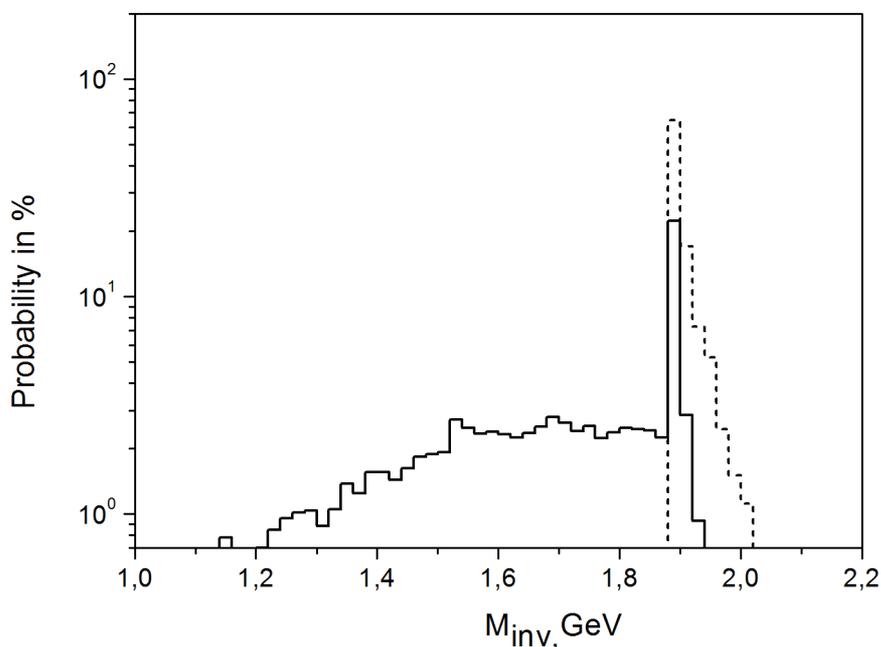


Рис.11. Инвариантная масса продуктов аннигиляции при поглощении медленных антинейтронов на ядре углерода. Пунктирная гистограмма — распределение по массе аннигиляционных мезонов. Сплошная гистограмма — распределение по массе мезонов и γ , вылетевших из ядра

Важной характеристикой для системы из нескольких частиц является их инвариантная масса. Проанализируем распределение по инвариантной массе для аннигиляционных мезонов в точке аннигиляции и посмотрим, каким образом его искажает взаимодействие с ядром. На рисунке 11 показано, как меняется распределение по инвариантной массе продуктов аннигиляции в результате взаимодействия с ядерной средой при поглощении антинейтрона ядром углерода. Пунктиром обозначено распределение по инвариантной массе продуктов аннигиляции на внутриядерном нуклоне. Сдвиг распределения в сторону увеличения массы связан с наличием Фермиевской энергии у нуклона, на котором происходит аннигиляция. Чем глубже в ядре происходит аннигиляция, тем больше Фермиевская энергия нуклона и тем выше значение M_{inv} . Из рисунка видно, что в результате взаимодействия аннигиляционных мезонов с ядерными нуклонами, происходит значительное перераспределение энергии между мезонами и ядерным веществом и первоначальное распределение мезонов по M_{inv} сильно сдвигается в сторону

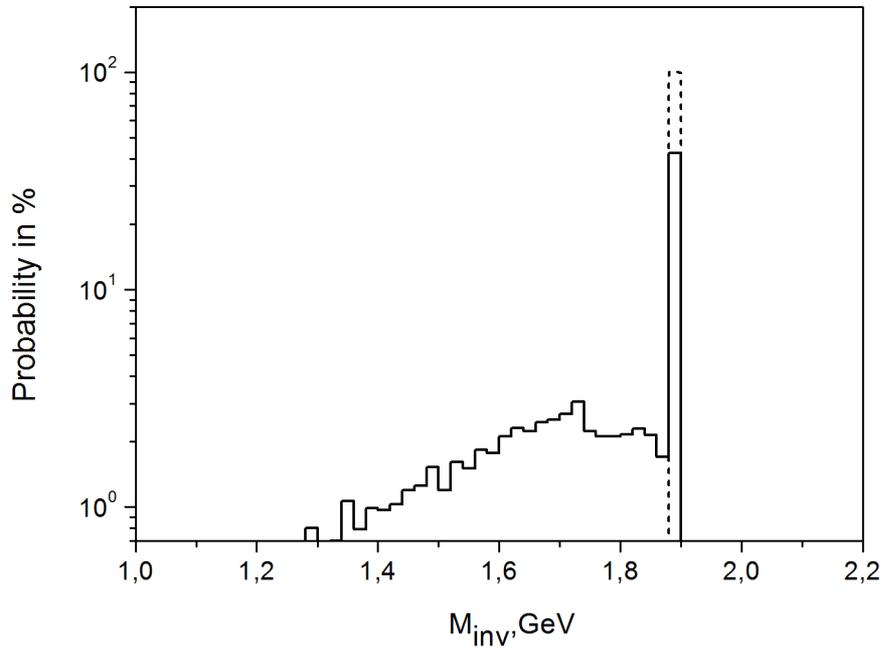


Рис.12. Инвариантная масса продуктов аннигиляции при $n \rightarrow \bar{n}$ переходе и последующей аннигиляции в ядре аргона. Пунктирная гистограмма — распределение по массе аннигиляционных мезонов. Сплошная гистограмма — распределение по массе мезонов и γ , вылетевших из ядра

уменьшения M_{inv} , вплоть до значений 1.2 ГэВ. Причем, чем выше было начальное значение M_{inv} или чем глубже в ядре проаннигилировал антинейтрон, тем больше мезонов взаимодействует с ядром и тем сильнее «выедается» эта часть распределения.

На рисунке 12 представлено распределение по M_{inv} для аннигиляционных мезонов в ядре Ar. Из-за того, что $n \rightarrow \bar{n}$ переход и аннигиляция происходят на периферии ядра (в 7-ой зоне), где Фермиевские импульсы малы, M_{inv} продуктов аннигиляции имеет очень узкое распределение. Тем не менее, не смотря на периферический характер аннигиляции, в значительной части событий происходит взаимодействие аннигиляционных мезонов с ядром и распределение сдвигается в сторону уменьшения M_{inv} , хотя и не так сильно, как в случае аннигиляции медленного антинейтрона на ядре углерода.

4. Заключение

Представлена оптико-каскадная модель для моделирования аннигиляции медленных антинейтронов на ядре углерода. Поглощение медленного антинейтрона описывается в рамках оптической модели. Для описания процесса аннигиляции антинейтрона на внутриядерном нуклоне используется комбинация экспериментальных данных и статистической модели с $SU(3)$ симметрией. Распространение в ядре аннигиляционных пионов и мезонных резонансов описывается в рамках модели внутриядерного каскада, учитывающей нелинейный эффект уменьшения плотности ядра. Процесс девозбуждения описывается комбинацией испарительной модели и модели Фермиевского взрывного развала. Такой подход демонстрирует хорошее согласие с экспериментальными данными при моделировании аннигиляции остановившихся антипротонов на ядре углерода и позволяет надежно предсказать характеристики процесса поглощения медленного антинейтрона. Данная модель может использоваться как генератор событий при проектировании системы детектирования для готовящегося эксперимента по поиску $n \rightarrow \bar{n}$ осцилляций на пучке холодных нейтронов ESS.

Данный подход является универсальным и позволяет моделировать процесс аннигиляции антинейтрона на различных ядрах. Однако в случае поиска превращения нейтрона в антинейтрон внутри ядра (например ${}^{40}_{18}\text{Ar}$) для создания корректной модели необходимо определить радиальную зависимость плотности вероятности $n \rightarrow \bar{n}$ перехода в ядре. Хотя и предложенная в настоящей работе модель в первом приближении может быть использована в предварительном моделировании.

В заключении автор выражает благодарность Ю.А. Камышкову за постоянный интерес к данной работе и полезные замечания, Э.Я. Парьеву и И.А. Пшеничному за плодотворные обсуждения, а также Г.К. Матушко и А.К. Скасырской за помощь в подготовке работы.

Список литературы

1. В.А. Кузьмин Письма в ЖЭТФ, 12(1970) 335-337.
2. А.Д. Сахаров. Письма в ЖЭТФ, 5(1967) 32-35.
3. M. Baldo-Ceolin et al. Z.Phys, C 63 (1994) 409-416.
4. D.G. Phillips II et al. Physics Reports 612 (2016) 1–45.
5. J. Chung et al. Phys. Rev., D 66 (2002) 032004-1 032004–11.
6. C.Adams et al. (The LBNE Collaboration), arXiv:1307.7335[hep-ex].
7. М.В.Казарновский, В.А.Кузьмин, К.Г.Четыркин, М.Е.Шапошников. Письма в ЖЭТФ, 32 (1980) 88–91.
8. A.S. Iljinov, V.I. Nazaruk, S.E. Chigrinov. Phys. **A382** (1982) 378–400.
9. Ye.S. Golubeva, A.S. Iljinov and L.A. Kondratyuk. Antineutron annihilation event generator for $n \rightarrow \bar{n}$ search experiment. Proceedings of the International Workshop on Future Prospects of Barion Instability Search in p -Decay and $n \rightarrow \bar{n}$ Oscillation Experiment. Oak Ridge, Tennessee, U.S.A., March 28–30, 1996.
10. Ye.S. Golubeva, A.S. Iljinov and L.A. Kondratyuk. Interaction of Low-Energy Antineutrons with Nuclei. Physics of Atomic Nuclei. Vol. 60, No.12, 1997, (2006–2011).
11. Yu. Kamyshkov et al. Proc. of 3d International Conference on Nucleon-Antinucleon Physics (NAN'95) Phys of Atomic Nuclei 59 No.9 (1996) 1612.
12. J. Carbonell and K.V. Protasov J. Phys. G18 (1992) 1863.
13. S. Tessaro P.H.D.Thesis, University of Trieste, 1995.
14. В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами . М.: Атомиздат, 1972.
15. C.B. Dover, A. Gal and J.M. Richard Phys. Rev. C31 (1985) 1423.
16. W.M. Alberico. Supression in intranuclear transitions. Proceedings of the International Workshop on Future Prospects of Barion Instability Search in p -Decay and $n \rightarrow \bar{n}$ Oscillation Experiment. Oak Ridge, Tennessee, U.S.A., March 28–30, 1996.
17. B.O. Kerbikov, arXiv:1704.07117v1[hep-ph] 2017.
18. C.B. Dover, A. Gal, J.-M. Richard. Neutron-antineutron oscillations at the surface of nuclei. Proceedings of the International Workshop on Future Prospects of Barion Instability Search in p -Decay and $n \rightarrow \bar{n}$ Oscillation Experiment. Oak Ridge, Tennessee, U.S.A., March 28–30, 1996.
19. Х.М. Бештоев Статистическая модель множественного рождения частиц. Препринт ОИЯИ P2-5480, Дубна, 1972.
20. Пшеничных И.А. Диссертация на соискание звания к.ф.-м. наук. Статистическое описание множественного мезообразования на ядрах. ИЯИ РАН, Москва, 1997.
21. E.S. Golubeva, A.S. Iljinov, B.V. Krippa, I.A. Pshenichnov. Effects of mesonic resonance production in annihilation of stopped antiprotons on nuclei. Nucl. Phys. A537 (1992) 393–417
22. E. Klempt et al. Physics Reports 413(2005) 197–317.
23. E.D. Minor et al. Z.Phys. A-Atomic Nuclei 336(1990) 461–468.
24. G. Levman et al. Phys. Rev. D21 (1980) 1–9.
25. R. Hamatsu et al. Nucl. Phys. B123 (1977) 189–202.

26. J.Roy Proc.IV Int.Symp. on Interactions. Vol.III (Syracuse Univ. 1975) 1.
27. В.Е.Бунаков. Кинетические уравнения в теории ядерных реакций. ЭЧАЯ. Т.11, 1980, (1285–1333).
28. В.С.Барашенков, А.С.Ильинов, В.Д.Тонеев. Дальнейшее развитие каскадной модели ЯФ13, 1971 (743–764).
29. V.Flaminio et al. Compilation of cross-sections. I. Pion induced reactions. CERN-HERA 79-01, Geneva (1979) 286.
30. A.S.Botvina, A.S. Пijinov, I.N.Mishustin. Nucl. Phys. A475 (1987) 663–686.
31. L.G.Moretto In: Proc.3rd IAEA Symp. on the Physics and Chemistry of Fission, Julich (IAEA), 1 (1974) 32.
32. А.С.Ботвина, Е.С.Голубева, А.С.Ильинов. Препринт ИЯИ РАН СССР, П-0657, М. (1990) 24с
33. L.Agnew et al. Phys. Rev. 118 (1960) 1371.
34. J.Riedlberger et al. Phys. Rev. C40 (1989) 40.
35. M. Wade and V.G.Lind. Phys. Rev. D14 (1976) 1182.
36. G.T.Condo et al. Phys.Rev.C29(1984)1531.
37. McGaughey et al. Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2156.
38. P.Hofmann et. al. Nucl. Phys. A512 (1990) 669.

Для заметок

