

УДК 539.143

КВАРКОВЫЙ МЕХАНИЗМ В ПРОЦЕССАХ ПОГЛОЩЕНИЯ АНТИПРОТОНОВ ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ*

© 2002 С.Д. Кургалин, Ю.М. Чувильский

Воронежский государственный университет

В рамках микроскопического подхода получены статистические веса — эффективные числа мультикварков ($3kq$ -кластеров) в легких ядрах. Обнаружен резкий скачок в A -зависимости этих величин для $k=2,3$ и $A=k+1$, что, в случае его проявления в сечениях реакций, может указывать на мультикварковый механизм процессов безмезонного и одномезонного поглощения антипротонов в ядрах ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее популярный современный подход к исследованию кварковых степеней свободы в ядрах состоит в том, чтобы выявить ядерные процессы, благодаря которым устанавливается существование в ядерной материи мультикварков (флуктонов) — бесцветных компактных $3k$ -кварковых структур ($k=2,3,4,\dots$). Можно определить статистические веса (эффективные числа) таких объектов как феноменологически [1—3], используя экспериментальную информацию о процессах с большим переданным импульсом («жестких» процессах), так и теоретически [4—6], когда статистические веса мультикварков выражаются через вероятность образования компактной группы из k нуклонов в самосогласованном ядерном поле и фактор формирования мультикварка.

Основные свойства эффективных чисел мультикварков и их распределений, которые приводятся в работах [4—6], следующие:

- а) Их зависимость от массовых чисел ядер (A -зависимость) немного более сильная, чем A^1 .
- б) Они быстро убывают с ростом k .
- в) Они малы в сравнении с эффективными числами обычных кластеров (в 30—50 раз меньше для различных кластеров в области ядер вблизи ${}^{40}\text{Ca}$).

г) Для ядер с массовыми числами $A \geq 80$ происходит насыщение ядерной материи шестикварковыми кластерами.

д) Имеются исключительные свойства дейтрона и α -частицы — чрезвычайно низкая и

высокая (соответственно) плотности в них $6q$ -кластеров.

В работах [6] было показано, что флуктонный механизм может проявляться в форме эффекта увеличения рассчитанной вероятности инклюзивного процесса ($p, p'd$) на ядрах (эффект «кваркового усиления жестких процессов» [6]) по сравнению с вычисленной в «чисто нуклонной» модели [7]. При этом наибольшее «усиление» характерно для ядра ${}^4\text{He}$.

Точность обсуждаемого теоретического подхода [4—6] для вычисления статистических весов шестикварковых флуктонов в ядрах произвольной массы достаточно высока. Аналогичный формализм для «тяжелых» мультикварков использует дополнительно точное приближение [5], которое дает возможность исследовать только общие характеристики полных эффективных чисел, но не позволяет детально определить их свойства с необходимой точностью. Так распределение импульсов мультикварков, получаемое в точечном приближении, описывается не очень хорошо [6].

С другой стороны, если известны эффективные числа мультикварков, то можно определить особенности изменения сечений «жестких» ядерных процессов в зависимости от массовых чисел A или подобных зависимостей для других наблюдаемых величин, которые могут служить указанием на осуществление флуктонного механизма в исследуемой ядерной реакции. В этих целях важно исследовать свойства A -зависимости эффективных чисел мультикварков. Для $k=2$ эта задача, фактически, была решена в [6]. Следовательно

* Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант 02-02-16411

но, актуальной становится разработка такого варианта теоретического метода, который можно было бы использовать и при $k > 2$.

В настоящей работе эта цель реализована для легких ядер. Расширение поиска особенностей в зависимостях статистических весов на случай тяжелых ядер — достаточно сложная задача, и такое исследование не является перспективным, так как существование в этом случае аналогичных свойств является довольно сомнительным фактом. Как показали проведенные исследования, при $k = 2$ и $A > 4$ отсутствуют особенности в поведении эффективных чисел, и тенденция к стабилизации таких зависимостей прослежена в тяжелых ядрах для $k > 2$. Кроме того, анализ результатов экспериментов по поиску кварковых эффектов в тяжелых ядрах затруднен вследствие возникающих при этом вторичных процессов.

Ниже обсуждаются реакции безмезонного и одномезонного поглощения антипротонов в легких ядрах и проблема проявления кварковых степеней свободы в этих процессах.

1. МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ ПОДХОД К РАСЧЕТУ СТАТИСТИЧЕСКИХ ВЕСОВ МУЛЬТИКВАРКОВ

Предлагаемый микроскопический подход к описанию статистических весов W мультикварков в ядрах произвольной массы сформулирован в [4—6]. Он базируется на следующих положениях, изложенных в этих работах:

а) Нуклон — бесцветный трехкварковый кластер, описываемый гауссовской волновой функцией:

$$\Psi_N = |s^3 [3]S = 1/2, T = 1/2, C = 0\rangle \quad (1)$$

с кварковым осцилляторным параметром $r_{0N} = 0,51$ фм, полученным из нуклонного формфактора.

б) Мультикварк — это кластер, подобный нуклону, но имеющий большую массу. Для $k \leq 4$:

$$\Psi_{3kq} = |s^{3k} [3k]_{orb} [3^k]_{ST} [k^3]_C : S, T, C = 0\rangle, \quad (2)$$

где символы $[]$, определяющие симметрию относительно перестановок в орбитальном (*orb*), спин-изоспиновом (*ST*), цветовом (*C*)

подпространствах (схемы Юнга), необходимы для однозначного определения волновой функции. Осцилляторный параметр r_{0mq} может быть таким же, как для нуклона (r_{0N}), или отличаться от него.

в) Движение нуклонов (3-кварков) в ядре описывается оболочечной моделью. При этом варианты нуклон-нуклонного отталкивания обычно во внимание не принимаются. Возможно включение при необходимости в нуклон-нуклонные волновые функции корреляций Ястрова.

Определение полных эффективных чисел W_X^A произвольной подсистемы X в фермионной ядерной системе A имеет вид [9]:

$$\begin{aligned} W_X^A &= \binom{A}{X} \int \langle \Psi_A | \Psi_X \rangle \langle \Psi_X | \Psi_A \rangle d\xi = \\ &= \sum_{ij} \langle \Psi_A | \Psi_{A-X}^{(i)} \varphi^{(j)}(\rho) \Psi_X \rangle^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где ξ — переменные, содержащиеся в Ψ_A и не содержащиеся в Ψ_X . Суммирование проводится по всем квантовым числам, характеризующим волновую функцию $\varphi^{(j)}(\rho)$ относительного движения кластера X и центра масс составных частей (нуклонов, кварков) остаточного ядра $A-X$; $\Psi_{A-X}^{(i)}$ — внутренние волновые функции этих составных частей. Если установлены определенные значения индексов, то могут быть получены соответствующие распределения эффективных чисел по энергии, угловому моменту, а также пространственное распределение.

В данном исследовании будем считать ядро $3Aq$ -системой с сильной статической трехкварковой кластеризацией и в рамках последовательно микроскопического подхода будем обсуждать случай легких ядер с $A \leq 4$.

Выражение для эффективных чисел мультикварков в ядрах с массовыми числами в исследуемой области имеет вид [5, 6]:

$$\begin{aligned} W_{3kq}^A &= \beta^{2k} [a_0(k)]^2 \binom{A}{k} \langle \Phi_A \chi_A^{(ST)} | \Phi_k^{nucl} \chi_k^{(S_1 T_1)}, \Phi_{A-k} \chi_{A-k}^{(S_2 T_2)} \rangle \cdot \\ &\cdot \langle \Phi_k^{nucl} | \Phi_k^{fluc} \rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

где Φ_k^{fluc} — волновая функция относительно движения нуклонов (3-кварков с соответствующими квантовыми числами) во флукто-

не; Φ_k^{nucl} — аналогичная волновая функция для группы k нуклонов в ядре A ; Φ_A и Φ_{A-k} — подобные функции для ядра и остаточной группы нуклонов. Функции $\chi_A^{(ST)}$; $\chi_k^{(S_1T_1)}$ и $\chi_{A-k}^{(S_2T_2)}$ — спин-изоспиновые волновые функции соответствующих систем.

Последний множитель в выражении (4) есть интеграл перекрывания между волновыми функциями «обычного» нуклонного кластера и «малого» кластера — флуктона.

Оба формфактора в (4) зависят от кварковой структуры нуклона, мультикварка и ядра и других интегралов перекрывания, содержащих только межнуклонные переменные.

Таким образом, выражение для эффективных чисел мультикварков факторизовано.

Формула (4) включает спин-цветовой множитель $a_0(k)$, его значение близко к единице (для $k=2, 3$ и 4 выполняются равенства $[a_0(k)]^2 = 9/10, 81/100$ и $81/100$ соответственно).

Множитель β в (4) выражается как:

$$\beta = \langle \Psi_N(r_{0N}) | \Psi_N(r_{0mq}) \rangle. \quad (5)$$

Учет перекрывания гауссовских функций приводит к выражению:

$$\beta^2 = \left[\frac{2r_{0N}r_{0mq}}{(r_{0N}^2 + r_{0mq}^2)} \right]^p, \quad (6)$$

где $p=6$ — размерность перекрывания. Отсюда видно, что перекрывание равно единице для $r_{0N} = r_{0mq}$ и близко к ней, когда их различие не очень велико.

Предпоследний множитель в (4) — это генеалогический коэффициент в пространстве межнуклонных переменных в ядре A . При выбранном ограничении ($A \leq 4$) для ядра A можно использовать волновую функцию, подобную (1) или (2):

$$\Psi_A \chi_A^{(ST)} = |s^A [A] L = 0, S, T\rangle. \quad (7)$$

В этом случае пространственная часть генеалогического коэффициента, содержащегося в выражении (4), равна единице. Спин-изоспиновые части этих коэффициентов известны (см., например, [8, 9]). Простой вид выражения (7) является причиной отсутствия конечной суммы по квантовым числам, характеризующим k - и $(A-k)$ -нуклонные подсистемы. Другим следствием такого выбора является то, что последний множитель в (4) имеет вид:

$$\langle \Phi_k^{nucl} | \Phi_k^{fluc} \rangle^2 = \left[\frac{4\omega\Omega}{(\omega + \Omega)^2} \right]^{(3k-3)/2}, \quad (8)$$

где ω — осцилляторная частота в ядре A ; Ω — осцилляторная частота во флуктоне. Фактически это выражение имеет ту же форму, что и (6).

В итоге, в обсуждаемой области ядер получен достаточно простой формализм для вычисления эффективных чисел мультикварков.

Результаты расчетов полных эффективных чисел мультикварков в некоторых легких ядрах, соответствующих $k=2, 3, 4$ с фиксированным зарядом и кварковым осцилляторным параметром $r_{0N} = 0,51$ фм представлены в табл. 1. Эффективные числа мультикварков с дейтронными квантовыми числами находятся во второй колонке этой таблицы. Третий столбец содержит статистические веса ${}^3\text{He}$ -подобных флуктонов. Для флуктонов с $k \geq 3$ и $A > 4$ результаты вычислений даны с использованием точечного приближения. Как показано в [5, 6], это приближение может применяться для оценки значений и рассматриваться в качестве верхнего предела обсуждаемых величин.

Полученные результаты демонстрируют достаточно резкий скачок в A -зависимости эффективных чисел между $A=2$ и $A=3$ для $k=2$ и между $A=3$ и $A=4$ для $k=3$. Эти скачки, в основном, возникают из-за того, что в обоих случаях ($k=2$ и $k=3$) осцилляторная частота ω для ядер $A=3$ и $A=4$ возрастает по сравнению со случаями $A=3$ и $A=4$, и большая степень ω в выражении (8) делает это изменение сильным.

Обратим внимание, что следующий переход из состояния $A=k+1$ в состояние $A=k+2$ не приведет к таким резким изменениям. Причина состоит в том, что при $k=2$ рост обоих

Таблица 1
Эффективные числа $3k$ -мультикварков ($k=2, 3, 4$) в легких ядрах

	W_{6q}^A	W_{9q}^A	W_{12q}^A
${}^2\text{H}$	0.017		
${}^3\text{H}$	0.108		
${}^3\text{He}$	0.095	$1.8 \cdot 10^{-3}$	
${}^4\text{He}$	0.312	0.0160	$7.1 \cdot 10^{-4}$
${}^{16}\text{O}$	0.787	0.037	$1.8 \cdot 10^{-3}$
${}^{40}\text{Ca}$	2.06	0.13	$8.0 \cdot 10^{-3}$

биномиальных коэффициентов в выражении (4) и осцилляторной частоты w в выражении (8) не слишком велик. Для $k=3$ и $A>4$ значение ω становится меньшим, чем при $A=4$, и веса трехнуклонных состояний, приводящих к большому перекрытию с мультикварковыми волновыми функциями, также уменьшаются. (Напомним, что выражение (4) становится несправедливым при $A>4$). В результате A -зависимость эффективных чисел и их верхних граничных значений, представленных в табл. 1, становится слабее первой степени A . Однако общая тенденция зависимости является такой, что она восстанавливается (становится $\sim A^1$) при значении $A \sim 16$. Заметим, что для $k=4$ и $A \geq 5$ аналогичные причины приводят к отсутствию такого скачка.

На первый взгляд может показаться, что данный подход дает достаточно грубое приближение, так как, фактически, в ядре не учитываются детали структуры короткодействующего нуклонного взаимодействия. Однако компьютерные расчеты, варьирующие короткодействующие свойства k -нуклонной системы, показывают, что это не так. В действительности, если учитывать фактор Ястрова и изучить изменение эффективных чисел при вариации размерных параметров, то оно не будет приводить к изменению отношения эффективных чисел мультикварков в различных ядрах. Этот факт демонстрирует высокую стабильность относительных величин эффективных чисел к вариациям параметров модели. Как будет показано ниже (см. (9), (10)), относительные величины статистических весов определяют масштаб изучаемых в данном подходе эффектов. Кроме того, даже абсолютные величины статистических весов не очень чувствительны к короткодействующим корреляциям. При учете корреляции Ястрова в традиционной форме они уменьшаются только в 2—3 раза.

2. ПРОЯВЛЕНИЕ КВАРКОВЫХ СВОЙСТВ В РЕАКЦИЯХ ОДНОМЕЗОННОГО И БЕЗМЕЗОННОГО АНТИПРОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Процессы антипротонной аннигиляции на малонуклонных системах, разрешенные законами сохранения и сопровождающиеся эмиссией минимума мезонов, — реакции Понтекорво (РП) [10] — являются чувствитель-

ными к короткодействующим нуклон-нуклонным корреляциям. То же справедливо и для так называемых «реакций, подобных реакциям Понтекорво» (РПП), когда избыток мезонов выше минимума на единицу [10]. В работе [10] были сделаны феноменологические оценки вероятностей для РП и РПП на покоящемся ${}^3\text{He}$. Применение предлагаемого здесь микроскопического подхода к вычислению статистических весов мультикварковых кластеров обеспечивает возможность уточнить эти оценки и распространить их на ядра тяжелее ${}^3\text{He}$. При этом одномезонные процессы рассматриваются для того, чтобы связать их с 6-кварковыми компонентами, а безмезонные — с 9-кварковыми компонентами, и первый из упомянутых видов процессов относится к РПП, а второй — к РП. Исключением является реакция $\bar{p} + d \rightarrow \pi^- + p$, где минимальное число мезонов равно единице.

Если известны эффективные числа мультикварков в соответствующих ядрах, и предполагается флуктонный механизм поглощения, то легко можно вычислить относительные вероятности реакции $\bar{p} + A \rightarrow \pi^- + \text{нуклоны}$:

$$\sigma_{SP}^{nucl} / \sigma_P^d = W_{6q}^A / W_{6q}^d, \quad (9)$$

где нижние индексы у сечений σ в виде SP («semi-Pontecorvo») или P («Pontecorvo») относятся к РПП или к РП соответственно. Один из нуклонов реакции обладает импульсом $\sim 1,2$ ГэВ/с, близким к импульсу π^- -мезона, а другие являются медленными.

Выше уже говорилось о том, что реальные возможности измерений обеспечиваются только для самых легких ядер. Изучение более тяжелых ядерных систем затруднено из-за вторичных процессов, так что мы ограничиваемся рассмотрением случая $A \leq 4$. Величина отношения (9) оказалась равной 5,5 для ${}^3\text{He}$. Это немногим больше отношения $\sigma_{SP}^{nucl} / \sigma_{SP}^d \approx 2-3$, полученного в [10]. Следовательно, микроскопический подход, в целом, подтверждает феноменологические оценки [10].

Превышение настоящих результатов над предшествующими расчетами связано с более высокими значениями статистических весов, но это не является принципиальным, хотя шанс провести измерения для РПП на ${}^3\text{He}$ при этом повышается. Наиболее интерес-

ные результаты могут появиться, когда мишенью становится ${}^4\text{He}$. В этом случае величина отношения (9) равна 18,5, и такое ее возрастание, как мы считаем, делает перспективными экспериментальные исследования. Опытное подтверждение такого увеличения будет являться указанием на кварковый механизм данного процесса. Результаты проведенного исследования также показали, что дальнейший рост такого отношения при возрастании массового числа A является медленным.

Для РП относительные вероятности при $A, A' \leq 3$ описываются выражением:

$$\sigma_P^A / \sigma_P^{A'} = W_{9q}^A / W_{9q}^{A'}. \quad (10)$$

Для $9q$ -кластеров отношение $W_{9q}^{{}^4\text{He}} / W_{9q}^{{}^3\text{He}}$ равно 9,5. Таким образом, существует сильное подавление процессов на ${}^3\text{He}$, связанных с $9q$ -кластеризацией, по сравнению с реакциями на ${}^4\text{He}$. В работе [10] отношение сечений двух РП $\bar{p} + {}^3\text{He}$ и $\bar{p} + d$ было оценено как $\sigma_P^{{}^3\text{He}} / \sigma_P^d \leq 10^{-3}$. Следовательно для РП с вылетом протона отношение $\sigma_P^{{}^4\text{He}} / \sigma_P^d \leq 9,5 \cdot 10^{-3}$, причем учет вторичных процессов делает подавление связанных с $9q$ -кластеризацией процессов на ${}^4\text{He}$ ненамного (в 1,5—2 раза) меньшим. Следовательно, появляется надежда на возможность экспериментального изучения реакции антипротонного поглощения на ядрах с $A=4$. Такие эксперименты могут дать очень важную научную информацию, так как она будет касаться проверки наличия $9q$ -компоненты в ядерной волновой функции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе в рамках микроскопического подхода получены выражения для статистических весов мультикварков в легких ядрах и продемонстрирован резкий скачок A -зависимости этих величин для $k=2, 3$ и $A=k+1$. Этот факт и устойчивость относительных величин статистических весов к деталям ядерной структуры позволяют рассматривать скачок в сечениях соответствующих процессов как указание на мультикварковый механизм ядерного процесса с передачей большого импульса. Реальным при этом становится обнаружение шестикваркового механизма в реакции одномезонного антипротонного поглощения. Для безмезонных реакций эта возмож-

ность является не столь определенной. Однако, по нашему мнению, исследование таких процессов является крайне полезным, так как оно позволит впервые подтвердить существование 9 -кваркового механизма при передаче большого импульса в реакциях безмезонного поглощения антипротонов.

Отметим также, что ядро ${}^4\text{He}$ оказывается наиболее интересным объектом для проведения таких исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ефремов А.В. Кварк-партоновая картина кумулятивного рождения // ЭЧАЯ. — 1982. — Т. 13. — С. 613—677.
2. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Многокварковые системы в ядерных процессах // ЭЧАЯ. — 1984. — Т. 15. Вып. 6. — С. 1249—1295.
3. Vary J.P., Harindaranas A. Quark clusters model for high energy lepton-nucleus and hadron-nucleus interactions // Multiquark interactions and quantum chromodynamics. VIII International Seminar. — Dubna, 1986. — P. 27.
4. Kurovsky V.V., Neudatchin V.G., Tchuvil'sky Yu.M. The total weight of 6 quark drops in various atomic nuclei // Phys. Lett. — 1982. — V. B112. — P. 430—432.
5. Неудачин В.Г., Чувильский Ю.М. Эффективные числа мультикварковых флуктонов в атомных ядрах // ЯФ. — 1987. — Т. 46. Вып. 2(8). — С. 448—458.
6. Кургалин С.Д., Чувильский Ю.М. Распределение $6q$ -флуктонов в ядрах и кварковое усиление жестких процессов с вылетом дейтрона // Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика. IX Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. — Дубна, 1988. — Д 1,2-88-652. — Т. 1. — С. 179—183; Ядерная физика. — 1989. — Т. 49. Вып. 1. — С. 126—134.
7. Кадменский С.Г., Фурман В.И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 224 с.
8. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. — М.: Наука, 1969. — 414 с.
9. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач / Немец О.Ф., Неудачин В.Г., Рудчик А.Т., Смирнов Ю.Ф., Чувильский Ю.М.; Отв.ред. Г.Ф. Филиппов. — Киев: Наукова думка, 1988. — 488 с.
10. Guaraldo C., Kondratyuk L. Semi-Pontecorvo reaction $\bar{p} + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^- pp$ and multiquark states in Helium-3 // Nuovo Cimento. — 1990. — V. A103. № 10. — P. 1503—1506.