

ПОДАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОВ
БЕЗАННИГИЛЯЦИОННОГО РАЗВАЛА ЯДРА
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АНТИПРОТОНОВ С ${}^4\text{He}$

Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Ф.Никитиу, Д.Б.Понтекорво,
В.И.Третьяк, М.Г.Сапожников, И.В.Фаломкин
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Ф.Балестра, М.П.Бусса, Л.Буссо, Л.Ферреро,
Д.Панциери, Г.Пираджино, Ф.Тозелло
Институт общей физики Туринского университета, Италия

Дж.Бендишоли, В.Филиппини, Э.Лоди-Риццини, А.Ротонди,
А.Зенони
Факультет ядерной физики и теории, Университет, Павия,
Италия

К.Гуаральдо, А.Маджиора
Национальная лаборатория, Фраскати, Италия

М.Васкон, Дж.Занелла
Физический факультет университета, Падуа, Италия

На ускорителе LEAR в ЦЕРНе с помощью стримерной камеры в магнитном поле измерены сечения образования различного числа заряженных частиц во взаимодействиях антипротонов с ${}^4\text{He}$ при энергиях 19,6; 48,7 и 179,6 МэВ. Обнаружено, что распределения по множественности заряженных частиц практически не зависят от энергии налетающего антипротона. Это свидетельствует о сильном подавлении процессов безаннигиляционного развала ядра типа (\bar{p}, \bar{p}') , сечение которого оказалось на порядок меньше, чем сечение аналогичных реакций в случае рассеяния протонов на ${}^4\text{He}$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Suppression of the Annihilationless Break-up
Processes at Antiproton - ${}^4\text{He}$ Interaction

Yu.A.Batusov et al.

Production of charged particles in the 19.6, 48.7 and 179.6 MeV antiproton- ${}^4\text{He}$ scattering has been measured at LEAR facility at CERN using the streamer chamber in magnetic field. It has been found that the multiplicity distributions of charged particles are

practically independent of the antiproton incident energy. This demonstrates the strong suppression of the annihilationless break-up reactions of the (\bar{p}, \bar{p}') type, the cross section of which is by an order of magnitude less than the cross section of the similar reactions in proton- ^4He scattering.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Реакции типа $A(h, h')X$, в которых налетающий адрон сохраняет в конечном состоянии свою "индивидуальность", а ядро либо разваливается на отдельные фрагменты, либо переходит в возбужденное состояние, являются основными каналами неупругого адрон-ядерного взаимодействия при низких энергиях. Например, в протон-ядерном рассеянии, при энергиях ниже порога рождения мезонов, никаких других неупругих каналов, кроме реакций развала ядра или возбуждения ядра, просто нет. При взаимодействии пионов с легкими ядрами сечение реакции (π, π') составляет ~80-90% от сечения неупругого рассеяния даже в районе энергий Δ_{33} -резонанса^{1/}/остальные 10-20% приходятся на долю реакций поглощения и перезарядки пиона/. Однако, как показали результаты нашего эксперимента, сечение аналогичного процесса в случае взаимодействий антипротонов с ядрами (\bar{p}, \bar{p}') оказывается исключительно малым и составляет ~5-10% от полного сечения неупругого рассеяния.

Этот факт довольно интересен и не является тривиальным следствием большой величины канала аннигиляции в $\bar{p}A$ -рассеянии. В самом деле, в рассеянии протонов на ^4He при $T_p = 53$ МэВ величина полного сечения всех неупругих реакций σ_R составляет $\sigma_R = 107,7 \pm 4,4$ мб^{2/}, в случае же рассеяния антипротонов на ^4He при той же энергии сечение всех неупругих каналов оказывается почти в три раза большим: $\sigma_R = 293,7 \pm 9,1$ мб^{3/}. Поэтому казалось бы довольно разумным ожидать, что сечение безаннигиляционного развала ядра в реакциях (\bar{p}, \bar{p}') будет, как и в $p^4\text{He}$ -неупругом рассеянии, на уровне 100 мб, а остальные 200 мб придутся на долю аннигиляционного канала. Тем не менее, результаты нашего эксперимента показывают, что величина сечения реакций развала ядра в рассеянии антипротонов (\bar{p}, \bar{p}') на порядок меньше, чем в рассеянии протонов.

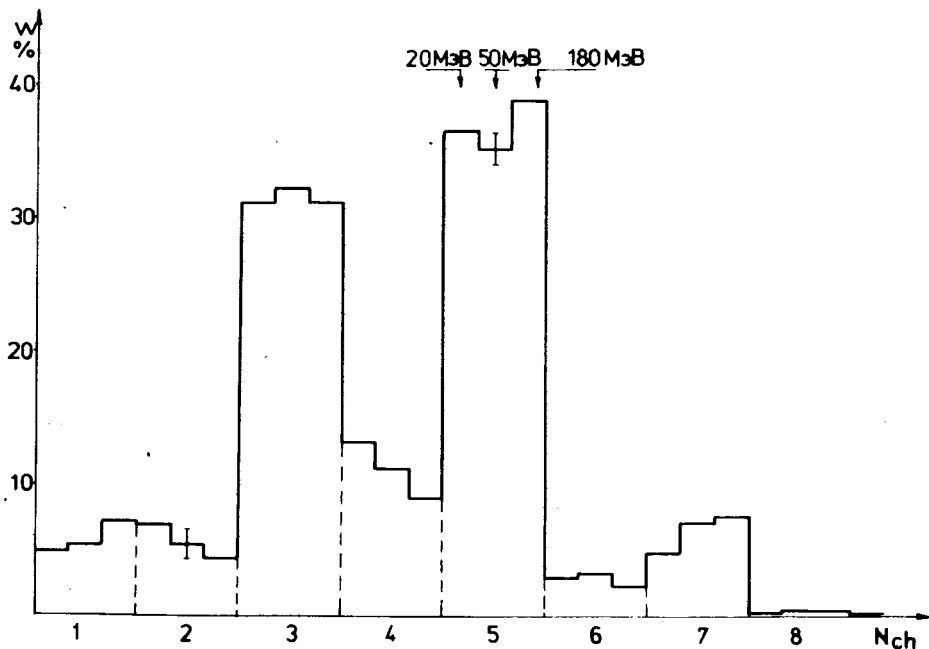
Эксперимент был выполнен на пучках антипротонов кольца LEAR в ЦЕРНе при трех значениях импульса налетающих антипротонов: 200, 300 и 600 МэВ/с. Подробное описание экспериментальной установки и процедуры измерений можно найти в^{4/}, поэтому здесь мы напомним только основные характеристики измерительной аппаратуры.

Мишенью и одновременно детектором взаимодействия антипротонов с гелием являлась стримерная камера, работающая в самошунтирующем режиме^{5/} и наполненная гелием до давления 1 атм. Чувствительный объем камеры составлял $70 \times 90 \times 18 \text{ см}^3$. Камера была помещена в магнитное поле, величина которого менялась от 0,415 до 0,8 Т, в зависимости от энергии налетающих антипротонов. Толщина мишени составляла 15 мг/см^2 . Запуск камеры осуществлялся от сигнала триггерной системы, которая состояла из сцинтилляционных счетчиков, расположенных перед камерой, и счетчика антисовпадений, стоящего позади нее. Если антипротон вошел в камеру и отклонился в результате любого взаимодействия с веществом камеры на угол, больший 5° , от направления пучка, то такое событие регистрировалось.

Радиус антипротонного пучка, входящего в камеру, составлял 1 см. Характерной особенностью антипротонного пучка LEAR является полное отсутствие в нем примесей мезонов. С учетом потери энергии в тонких стенках камеры и сцинтилляционных счетчиках пучка значения кинетической энергии антипротонов, при которых производились измерения, были следующими: 19,6, 48,7 и 179,6 МэВ. Эффективность нахождения события $\bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействия при просмотре составляла 99,5%. Эффективность правильного определения числа заряженных треков составляла 96,5%. Систематическая ошибка за счет неопределенностей в знании точной толщины мишени и монитора пучка составляет по нашим оценкам 2,5%.

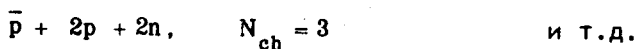
Подчеркнем, что стримерная камера при низком давлении - идеальный прибор для определения множественностей заряженных частиц. Для примера скажем, что трек α -частицы с энергией 250 кэВ или протона с энергией 160 кэВ уже имеет в камере длину 1 см и хорошо виден.

На рисунке показано распределение по множественности заряженных частиц в неупругом $\bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействии. Для удобства восприятия на эту гистограмму нанесены результаты при всех трех энергиях: первый столбец в каждой ячейке гистограммы соответствует множественности, измеренной при энергии 19,6 МэВ, второй столбец - при энергии 48,7, а третий столбец - при энергии 179,6 МэВ. Как хорошо видно из рисунка, распределение по множественности заряженных частиц практически не зависит от энергии налетающего антипротона. По-видимому, изменение в кинетической энергии антипротона от 20 до 180 МэВ все-таки достаточно мало, по сравнению с характерной энергией 2 ГэВ, которая высвобождается в акте аннигиляции, и не может сильно изменить вид распределений по множественности в реакции аннигиляции. Однако тот факт, что относительный выход событий с 2 и 3 заряженными частицами в конечном состоянии тоже не зависит от энергии, является уже довольно неожиданным.



Распределение по множественности заряженных частиц в реакциях неупругого $\bar{p}^4\text{He}$ -взаимодействия. По оси ординат отложена величина $W = \sigma_1 / \sigma_R$ (%). Первый столбец каждой ячейки гистограммы соответствует множественности, измеренной при энергии 19,6 МэВ, второй столбец - при энергии 48,7 МэВ, третий столбец - при энергии 179,6 МэВ.

Дело в том, что в реакции с $N_{ch} = 2; 3$ могут давать вклад не только процессы аннигиляции, но и процессы безаннигиляционного развала ядра, например,



Однако порог таких реакций составляет 24,8 МэВ. Следовательно, при энергии $T_{\bar{p}} = 19,6$ МэВ безаннигиляционный развал ядра запрещен, и наблюдаемое распределение по множественности соответствует распределению только событий аннигиляции /отметим, что порог для реакции перезарядки $\bar{p}^4\text{He} \rightarrow \bar{p}n^3\text{H}$ составляет 28,0 МэВ/. При более высоких энергиях канал (\bar{p}, \bar{p}') открыт, и если бы этот процесс имел значительное сечение, то относительный выход частиц с $N_{ch} = 2; 3$ должен был заметно возрасти. Однако, как видно из рисунка, это не так; появление новых каналов неупругого рассеяния практически

не меняет относительный выход частиц с $N_{ch} = 2;3$ при высоких энергиях.

Оценим величину сечения безаннигиляционного развала. Основное предположение будет состоять в том, что относительный выход частиц с $N_{ch} = 2;3$ в реакциях аннигиляции f_2^a и f_3^a не зависит от T_p в диапазоне энергий $T_p = 20 \div 180$ МэВ. Это довольно разумное допущение, справедливость которого проверена в экспериментах по аннигиляции антипротонов с дейтерием /6,7/.

Итак, определим f_2^a и f_3^a как

$$f_i^a = \sigma_i / \sigma_{ann}, \quad i = 2, 3, \quad /1/$$

где σ_i - сечение канала с образованием i -заряженных частиц в конечном состоянии. Полное сечение всех реакций неупругого рассеяния есть

$$\sigma_R = \sigma_{ann} + \sigma_{СЕХ} + \sigma_b, \quad T_p > 30 \text{ МэВ} \\ = \sigma_{ann}, \quad T_p < 24 \text{ МэВ}. \quad /2/$$

Здесь $\sigma_{СЕХ}$ - сечение реакций перезарядки типа $(\bar{p}, \bar{\pi})$, а σ_b - сечение реакций безаннигиляционного развала (break-up) типа (\bar{p}, p') .

Основное предположение состоит в том, что

$$f_1^a(20 \text{ МэВ}) = f_1^a(50 \text{ МэВ}) = f_1^a(180 \text{ МэВ}), \quad i = 2, 3. \quad /3/$$

Из /1/ - /3/ следует, что при $T_p \geq 30$ МэВ

$$\sigma_i^a = f_i^a(\sigma_R - \sigma_b - \sigma_{СЕХ}), \quad i = 2, 3. \quad /4/$$

Здесь σ_i^a - сечение канала с образованием i -заряженных частиц за счет только аннигиляции.

Тогда справедливо следующее равенство:

$$\sigma_2 + \sigma_3 = \sigma_2^a + \sigma_3^a + \sigma_2^b + \sigma_3^b = \\ = \sigma_2^a + \sigma_3^a + \sigma_b. \quad /5/$$

Отсюда, учитывая /4/, можно получить

$$\sigma_b = \frac{\sigma_2 + \sigma_3 - (f_2^a + f_3^a)(\sigma_R - \sigma_{СЕХ})}{1 - (f_2^a + f_3^a)}. \quad /6/$$

Экспериментальные данные о величинах, входящих в /6/, приведены в таблице. Отметим, что для корректного вычисления σ_b необходимо знать сечение перезарядки антипротона $\sigma_{СЕХ}$ на ядре ${}^4\text{He}$. Мы непосредственно не измеряли эту величину, а воспользовались следующей простой оценкой:

$$\sigma_{СЕХ} = \sigma_1 \cdot \sigma_{СЕХ}^{\bar{p}p} / \sigma_0^{\bar{p}p}. \quad /7/$$

Таблица

Сечения неупругого взаимодействия антипротонов с ${}^4\text{He}$.
 В таблице приведены величины полного сечения всех
 неупругих взаимодействий σ_R , сечения с выходом
 i -заряженных частиц $\sigma_i, i=1,2,3$ ^{/3/}, а также
 оценка величины сечения перезарядки $\sigma_{\text{СЕХ}}$

Сечение /мб/	Кинетическая энергия налетающего антипротона /МэВ/		
	19,6	48,7	179,6
σ_1	$19,3 \pm 3,5$	$15,7 \pm 2,1$	$16,4 \pm 1,9$
σ_2	$27,3 \pm 4,2$	$15,4 \pm 4,2$	$9,8 \pm 1,4$
σ_3	$125,8 \pm 9,1$	$94,7 \pm 5,1$	$72,9 \pm 3,9$
σ_R	$405,6 \pm 16,4$	$293,7 \pm 9,1$	$233,3 \pm 7,0$
$\sigma_{\text{СЕХ}}$	-	$10,8 \pm 1,6$	$11,7 \pm 1,4$

Дело в том, что величина сечения \bar{p} - ${}^4\text{He}$ - взаимодействия с
 выходом одной заряженной частицы в конечном состоянии σ_1
 определяется сечениями двух процессов: аннигиляции с об-
 разованием только нейтральных мезонов и перезарядки (\bar{p}, \bar{n}) .
 Выражение /7/ получено в предположении о том, что в \bar{p} - ${}^4\text{He}$ -
 -рассеянии соотношение между сечениями этих двух процес-
 сов такое же, как и в элементарном акте $\bar{p}p$ -взаимодействия.
 Величины $\sigma_{\text{СЕХ}}^{\bar{p}p}$ сечений перезарядки в $\bar{p}p$ -рассеянии были
 взяты из работы /8/, а величина сечения аннигиляции
 без образования заряженных частиц $\sigma_{0 \text{ proton}}^{\bar{p}p}$ - из работ /9,10/.

Подставляя значения сечений из таблицы в соотношение
 /6/, получаем

$$\begin{aligned} \sigma_b &= 5,3 \pm 17,4 \text{ мб при } T_{\bar{p}} = 48,7 \text{ МэВ;} & /8/ \\ &= -1,5 \pm 12,7 \text{ мб при } T_{\bar{p}} = 179,6 \text{ МэВ.} \end{aligned}$$

Результаты /8/ получены в предположении о том, что от-
 носительные выходы f_2^a и f_3^a не зависят от энергии /см./3//.

На самом деле, как показывают результаты экспериментов
 по $\bar{p}d$ -аннигиляции /6,7/, некоторая слабая / $\leq 10\%$ /зависимость f_1^a
 от энергии все же имеется. Ее можно аппроксимировать ли-
 нейным образом:

$$r_1^a = a_i T_{\bar{p}} + b_i, \quad /9/$$

где $\Gamma_i^a = \sigma_{i-}^a / \sigma_{\text{анн}}^a$ - относительный выход i -заряженных π -мезонов в $\bar{p}d$ -аннигиляции. Коэффициенты a_i и b_i определялись из данных работы /6/. Можно оценить, насколько изменится сечение σ_b , если зависимость Γ_i^a от энергии в $\bar{p}^4\text{He}$ -аннигиляции будет такой же, как и в случае $\bar{p}d$ -аннигиляции /9/. Заметим, что аннигиляция в ^4He с выходом 2 и 3 заряженных частиц соответствует образованию 1 и 2 заряженных π -мезонов.

Следовательно,

$$\Gamma_{23}^a(T_{\bar{p}}) = \Gamma_2^a(T_{\bar{p}}) + \Gamma_3^a(T_{\bar{p}}) = \frac{\Gamma_{23}^a(20)}{\Gamma_{12}^a(20)} [(a_1 + a_2)T_{\bar{p}} + (b_1 + b_2)]; \quad /10/$$

здесь

$$\Gamma_{12}^a(T_{\bar{p}}) = \Gamma_1^a(T_{\bar{p}}) + \Gamma_2^a(T_{\bar{p}}).$$

Подставляя /10/ в /6/, получаем, что

$$\sigma_b = \begin{matrix} 8,9 \pm 19,1 \text{ мб} & \text{при} & T_{\bar{p}} = 48,7 \text{ МэВ}, \\ 13,6 \pm 12,3 \text{ мб} & & T_{\bar{p}} = 179,6 \text{ МэВ}. \end{matrix} \quad /11/$$

Сравнивая /8/ и /11/, можно сделать вывод, что в пределах ошибок оба результата совпадают, поэтому хотя соотношения /8/ и /11/ являются не результатом непосредственного измерения сечения развала ядра, а только оценкой возможной величины σ_b , тем не менее измеренное постоянство относительных выходов событий с двумя и тремя заряженными частицами в конечном состоянии дает веские основания заключить, что σ_b по крайней мере меньше 5-10% от σ_{inel} . Напомним, что такое сильное подавление сечения развала ядра встречается только в антипротон-ядерном рассеянии; в pA - и πA -взаимодействиях реакции (h, h') составляют основную долю всех неупругих каналов.

Ранее указания на малое сечение реакций (\bar{p}, \bar{p}') на ядрах были сделаны в работе /11/, где отмечалось, что при рассеянии антипротонов на ядре ^{12}C сечение возбуждения отдельных уровней ^{12}C , а также непрерывного спектра с энергией возбуждения до 15 МэВ существенно меньше, нежели в протон- ^{12}C -неупругом рассеянии. Однако в этой работе не было измерено полное сечение развала ядра.

С физической точки зрения малость σ_b может быть объяснена спецификой $\bar{N}N$ -взаимодействия: известно, что упругое $\bar{p}p$ -рассеяние при малых энергиях $/ \leq 200 \text{ МэВ} /$ характеризуется чрезвычайно узким конусом в дифференциальном сечении при рассеянии на малые углы. Например, при 600 МэВ/с величина наклона конуса $b \sim 20 (\text{ГэВ/с})^{-2/12/}$, тогда как в pp -рассеянии $b = 6 (\text{ГэВ/с}^{-2})$ при $T_p \sim 1 \text{ ГэВ}$. Такая угловая зависимость амплитуды элементарного акта приводит к тому, что

средний переданный импульс нуклону ядра $\langle q^2 \rangle$ в антипротон-ядерном рассеянии оказывается слишком малым, чтобы эффективно развалить ядро. Например, даже при $T_p^- = 180$ МэВ

$$\langle E \rangle \sim \frac{1}{2bm_N} \sim 26,7 \text{ МэВ.} \quad /12/$$

Здесь $\langle E \rangle$ - средняя энергия, передаваемая в акте $\bar{N}N$ -столкновения.

Другим механизмом, приводящим к подавлению безаннигиляционного развала ядра в $\bar{p}A$ -взаимодействии, могло быть взаимодействие в конечном состоянии, которое бы привело к аннигиляции антипротона после развала ядра. Эффективно такие перерассеяния можно учесть по модели Глаубера. Точные расчеты дают для σ_b величину $\sigma_b = 40$ мб при 600 МэВ/с. Этот результат уже близок к нашим выводам об ослаблении безаннигиляционного развала ядра в реакциях с антипротонами. Однако необходимо учитывать, что глауберовский расчет сечения неупругих процессов справедлив только в том случае, когда ядру передается большая энергия /порядка ~ 100 МэВ, см. обсуждение в работе^{/13/}. В противном случае неправомерно проводить суммирование по полному набору ядерных состояний, которое делается при выводе глауберовских формул для неупругого рассеяния^{/14/}.

Итак, основные выводы работы заключаются в следующем. Измерены сечения образования различного числа заряженных частиц во взаимодействиях антипротонов с ${}^4\text{He}$ при энергиях 19,6, 48,7 и 179,6 МэВ. Обнаружено, что относительные выходы заряженных частиц практически не зависят от энергии налетающего антипротона. Это свидетельствует о малом сечении процессов безаннигиляционного развала ядра, которое составило меньше 5-10% величины сечения всех неупругих каналов. Подобное подавление реакций развала ядра не связано со спецификой взаимодействия антипротонов с гелием, а должно быть характерным для рассеяния антипротонов на любых ядрах.

Авторы выражают глубокую благодарность В.П.Джелепову и Б.М.Понтекорво за помощь и поддержку данного направления исследований. Авторы благодарят Л.А.Кондратюка и А.М.Моисеева за ценные замечания и обсуждения, Н.Илиеву за помощь в вычислениях.

Литература

1. Balestra F. et al. Nucl.Phys., 1980, A340, p.372.
2. Cairns D.J. et al. Nucl.Phys., 1964, 60, p.369.
3. Balestra F. et al. CERN preprint, EP/85-92, Geneva, 1985.
4. Balestra F. et al. Nucl.Instr.Meth., 1985, 1234, p.30.
5. Falomkin I.V. et al. Nucl.Instr.Meth., 1967, 53, p.266.

6. Bizzari R. et al. Nuovo Cim., 1974, 22A, p.225.
7. Kalogeropoulos T., Tzanakos G. Phys.Rev., 1980, D22, p.2585.
8. Hamilton R.P. et al. Phys.Rev.Lett., 1980,44, p.1179.
9. Chaloupka V. et al. 1976, Phys.Lett., 1976, 61B,p.487.
10. Amaldi E. et al. Nuovo Cim., 1966, 46A, p.171.
11. Garreta D. et al. Phys.Lett., 1984, 135B, p.266.
12. Brückner W. et al. CERN preprint, EP/85-74, Geneva, 1985.
13. Blinov A.V. et al. ITEP preprint, ITEP-2, Moscow, 1983.
14. Glauber R.J., Matthiae G. Nucl.Phys., 1970, B21, p.135.

Рукопись поступила 18 ноября 1985 года.