

АННИГИЛЯЦИЯ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ АНТИПРОТОНОВ

О.Д.Далькаров, Р.Т.Тяпаев, И.С.Шапиро

С реалистическими потенциалами однобозонного обмена (ОБО) вычислены сечения аннигиляции (σ_a), упругого рассеяния $\bar{p}p$ (σ_e) и перезарядки $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ (σ_c), а также спектр уровней квазядерного бариония. Показано, что именно сильное ядерное притяжение между нуклоном N и антинуклоном \bar{N} порождает как большое наблюдаемое сечение аннигиляции, так и богатый спектр сравнительно узких (с ширинами от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ) квазядерных состояний.

Оценки, выполненные в ¹ и ², показали, что большое сечение аннигиляции низкоэнергетических антипротонов не противоречит возможности существования узких (с ширинами 1 – 100 МэВ в зависимости от орбитального момента l) уровней квазядерного бариония. В настоящей статье мы продемонстрируем надежность этих оценок, основанных на малости линейных размеров аннигиляционной области ($r_a \sim 1/2m \approx 0,1 \Phi$, m – масса нуклона) сравнительно с радиусом действия ядерных сил ($R \approx 1 \Phi$).

Для модельного описания аннигиляции мы используем нерелятивистскую схему двух связанных каналов: канала $N\bar{N}$ и двухчастичного бозонного (аннигиляционного) канала (см.^{3,4}). Ядерное взаимодействие $N\bar{N}$ описывается реалистическим потенциалом ОБО⁵, а переходы между каналами – локальным “потенциалом” Юкавы:

$$W(r) = \lambda_l \exp(-r/r_a)/r$$

с радиусом $r_a = 0,11 \Phi$. Здесь λ_l – варьируемый безразмерный параметр, зависящий лишь от орбитального момента l . В существующих схемах потенциала ОБО возникают сингулярные ($\sim r^{-3}$) члены, обусловленные спин-спиновыми и спин-орбитальными взаимодействиями. Поэтому потенциал ОБО требует регуляризации, которая обычно осуществляется обрезанием:

$$U(r < r_c) = 0.$$

Ясно, что радиус обрезания r_c может зависеть от квантовых чисел. В данной работе использованы следующие значения r_c (^{2s+1}l_j) (s – спин, j – полный момент):

$$r_c(^1S_0) = r_c(^3S_1) = 0,55 \Phi; \quad r_c(^3P_1) = 0,57 \Phi; \quad r_c(^1P_1) = r_c(^3P_0) = r_c(^3P_2) = 0,65 \Phi;$$

$$r_c(^3D_1) = 0,63 \Phi; \quad r_c(^1D_2) = r_c(^3D_2) = r_c(^3D_3) = 0,68 \Phi.$$

Для упрощения расчетов отбрасывались тензорные силы, приводящие к смешиванию триплетных состояний с $l = j \pm 1$. Вычисления производились на основе метода фазовых функций⁶ по схеме, описанной в⁷.

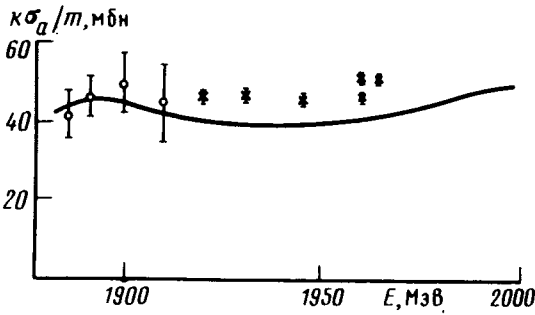


Рис. 1.

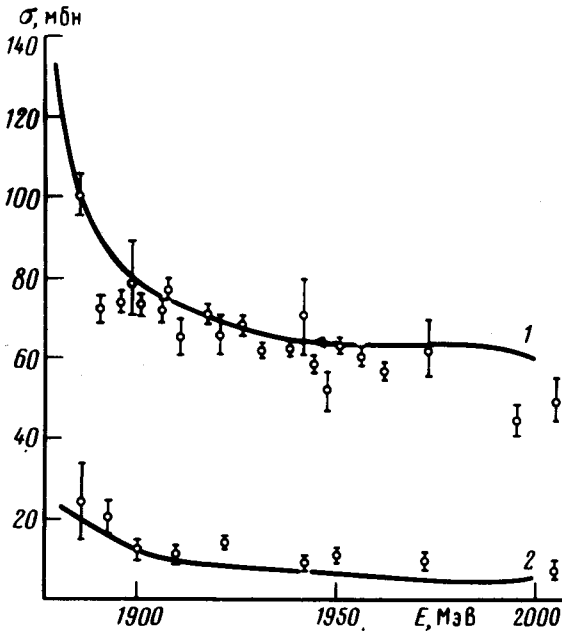


Рис. 2.

Рис. 1. Сечение аннигиляции σ_a ; зависимость величины $k\sigma_a/m$ от полной энергии E . Точками обозначены экспериментальные данные из⁹, а крестиками — из¹⁰

Рис. 2. Сечения упругого рассеяния $\bar{p}p$ (σ_e — кривая 1) и перезарядки $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ (σ_c — кривая 2)

На рис. 1 изображена зависимость величины $k\sigma_a/m$ (k — импульс \vec{p} в СЦИ, σ_a — сечение аннигиляции) от полной энергии E в интервале от порога $N\bar{N}$ (1878 МэВ) до 2000 МэВ¹⁾, полученная при следующих значениях констант аннигиляции:

$$\lambda_0 = \lambda_1 = 86, \quad \lambda_2 = 100.$$

Результаты расчета сечений упругого рассеяния $\bar{p}p$ (σ_e) и перезарядки $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ (σ_c) приведе-

¹⁾ В указанном интервале вклад в сечения дают парциальные волны с $l \leq 2$. Энергии $E > 2$ ГэВ не рассматривались, поскольку в этой области необходим учет сильной связи с каналами $\bar{\Lambda}\Lambda$ и $\Sigma\bar{\Sigma}$ (см.⁸). Влияние этих каналов будет исследовано в другой работе.

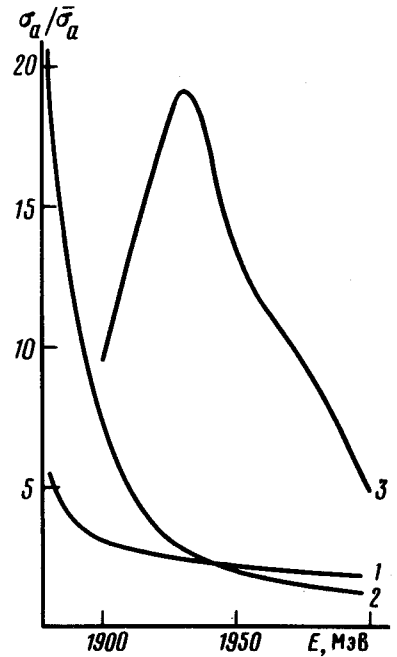


Рис. 3. Отношение парциальных сечений аннигиляции с данным l с учетом (σ_a) и без учета ($\bar{\sigma}_a$) ядерного взаимодействия: кривые 1, 2 и 3 — для $l = 0, 1$ и 2 соответственно

ны на рис. 2 (кривые 1 и 2 соответственно). Из рисунков видно, что экспериментальные данные ^{9,10} описываются теорией вполне удовлетворительно.

Спектр *p*- и *d*-уровней квазиядерного бариония

$2S+1L_J$	$J^G (J^P)$	Масса МэВ	Полная ширина МэВ	$\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$
1P_1	$1^+ (1^+)$	1875	50	—
	$0^- (1^+)$	—	—	
3P_0	$1^- (0^+)$	1842	65	—
	$0^+ (0^+)$	1590	8	
3P_1	$1^- (1^+)$	1756	55	—
	$0^+ (1^+)$	1585	10	
3P_2	$1^- (2^+)$	1885	50	0,35
	$0^+ (2^+)$	1875	55	—
1D_2	$1^- (2^-)$	1990	85	0,32
	$0^+ (2^-)$	2050	130	0,15
3D_1	$1^+ (1^-)$	1935	37	0,27
	$0^- (1^-)$	1637 ¹⁾ ; 1815 ²⁾	1 ¹⁾ ; 8 ²⁾	—
3D_2	$1^+ (2^-)$	1975	80	0,38
	$0^- (2^-)$	1970	76	0,43
3D_3	$1^+ (3^-)$	2000	95	0,26
	$0^- (3^-)$	2000	96	0,25

1) При радиусе обрезания $r_c = 0,63 \Phi$.

2) При $r_c = 0,685 \Phi$.

Спектр *p*- и *d*-уровней квазиядерного бариония приведен в таблице. Аннигиляционная ширина подпороговых *p*-уровней составляет 10 – 50 МэВ ²⁾, а *d*-уровней – на порядок меньше (1 – 10 МэВ). Резкое уменьшение аннигиляционной ширины уровней с ростом их орбитального момента связано с наличием центробежного барьера, препятствующего сближению *N* и \bar{N} до аннигиляционных расстояний. Приведенные в таблице надпороговые резонансы впол-

2) Такие уровни должны непосредственно проявляться в электромагнитных переходах из состояния $\bar{p}p$ атома (протония) на квазиядерные состояния. Спектр и относительные интенсивности соответствующих γ -линий были предсказаны в ¹¹ задолго до появления экспериментальных указаний об их существовании ¹². Полученные здесь ширины *p*-уровней не противоречат ширинам линий в спектре γ -лучей ¹².

не отчетливо проявляются в соответствующих парциальных сечениях и на диаграммах Аргана. Вместе с тем, как видно из рис. 1 и рис. 2, экспериментально выделить вклад отдельного резонанса в полные сечения не просто. Поэтому для уверенного обнаружения надпороговых резонансов квазизерной природы потребуется фазовый анализ экспериментальных данных с хорошим энергетическим разрешением ³⁾.

Как известно (см. ^{1,2}), наличие малого параметра $r_a/R \approx 0,1$ приводит к соотношению факторизации:

$$\sigma_a = \bar{\sigma}_a / |f(k)|^2.$$

Здесь $\bar{\sigma}_a \sim r_a^2$ — сечение, полностью определяемое собственно аннигиляционными процессами, а $f(k)$ — функция Йоста для ядерного потенциала $N\bar{N}$. Сильное ядерное притяжение, обеспечивающее существование близких к порогу уровней (нулей $f(k)$), вызывает значительное увеличение аннигиляционного сечения. Для количественного выяснения роли реалистического ядерного притяжения $N\bar{N}$, мы вычислили сечение аннигиляции и при "выключенном" ядерном взаимодействии ($U \equiv 0$). На рис. 3 изображено отношение сумм парциальных сечений аннигиляции с $l = 0, 1, 2$ (кривые 1, 2, 3 соответственно) с учетом и без учета ядерного взаимодействия. Как и ожидалось, сильное ядерное притяжение между N и \bar{N} приводит к большому (в среднем на порядок) увеличению аннигиляционного сечения. Резкий рост p -волнового коэффициента усиления при приближении к порогу $N\bar{N}$ связан с наличием богатого семейства подпороговых p -уровней (см. таблицу). Вид зависимости d -волнового коэффициента усиления от энергии обусловлен надпороговыми квазизерными d -резонансами.

Следует подчеркнуть разительное отличие наших результатов от полученных ранее в рамках оптической модели и других подходов ^{1,4}. Экспериментальные данные по сечениям одинаково хорошо воспроизводятся во всех моделях. В то же время аннигиляционные ширины уровней бариония в схеме связанных каналов на порядок меньше. Обсуждение применимости методов, использованных в ^{1,4}, выходит за рамки данной статьи (частично оно содержится в ^{2 и 4}).

Представляется важным отметить, что приведенные расчеты ухватывают лишь наиболее важные физические черты процесса аннигиляции $N\bar{N}$ (сильное ядерное притяжение в сочетании с короткодействующим собственно аннигиляционным взаимодействием). Последовательное же ("из первых принципов") вычисление аннигиляционных характеристик системы $N\bar{N}$, как уже неоднократно подчеркивалось (см. ^{2 и 3}), не может быть осуществлено без знания релятивистской динамики системы $N\bar{N}$ на малых расстояниях. Результаты, изложенные выше, следует рассматривать как модельную демонстрацию надежности качественных оценок, составляющих основу квазизерного подхода в теории систем $N\bar{N}$.

Выражаем благодарность В.Е.Маркушину за полезное обсуждение.

Литература

1. Далькаров О.Д., Мандельцвейг В.Б., Шапиро И.С. Письма в ЖЭТФ, 1969, 10, 402; Nucl. Phys., 1970, B21, 88; ЖЭТФ, 1970, 59, 1363.; Богданова Л.Н., Далькаров О.Д., Мандельцвейг В.Б., Шапиро И.С. ЖЭТФ, 1971, 61, 2242.
2. Шапиро И.С. УФН, 1978, 125, 577; Phys. Rep., 1978, 35C, 129.
3. Кербиков Б.О., Кудрявцев А.Е., Маркушин В.Е., Шапиро И.С. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, 505; Тяплев Р.Т. ЖЭТФ, 1982, 82, 369.

³⁾ Получение необходимой для этого информации становится в настоящее время возможным благодаря вводу в строй накопительного кольца медленных антипротонов LEAR ^{1,3}.

4. Богданова Л.Н., Маркушин В.Е., Шапиро И.С. ЯФ, 1979, 30, 480.
5. Nagels M.M., Rijken T.A., de Swart J.J. Phys. Rev., 1979, D20, 1633.
6. Бабиков В.В. Метод фазовых функций в квантовой механике. М.: Наука, 1976 ; Calogero F. Variable phase approach to potential scattering. N.-Y. and London -Academic Press, 1967.
7. Файфман М.П. ЯФ, 1977, 26, 433.
8. Богданова Л.Н., Маркушин В.Е. ЯФ, 1980, 32, 512; Тяпаев Р.Т., Шапиро И.С. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 291.
9. $\bar{N}N$ and $\bar{N}D$ interactions -a compilation, 1972.
10. Allen P. et al. Proceedings of the 5-th European Symposium on nucleon anti-nucleon interactions. Bressanon, 23 -28 June, 1980 , p. 175.
11. Далькаров О.Д., Самойлов В.М., Шапиро И.С. ЯФ, 1973, 17, 1084.
12. Pavlopoulos P., et al. Phys. Lett., 1978, 72B, 415; Phys. Lett., 1983, 126B, 284.
13. CERN Courier, 1983, 23, 314.
14. Ueda T. Prog. Theor. Phys., 1979, 62, 1670; Dover C.B., Richard J.M. Phys. Rev., 1980, C21, 1466; Green A.M. J. Phys. G: Nucl. Phys., 1982, 8, 485; Vinh Mau R. Nucl. Phys., 1982, A374, 3 ; Van Doremalen J.C.H., Simonov Yu.A., van der Velde M. Nucl. Phys., 1980, A340, 317.