

О ВЛИЯНИИ $n\bar{n}$ -КАНАЛА НА СВОЙСТВА ПРОТОН-АНТИПРОТОННОГО АТОМА

В.Д. Мур, А.Е. Кудрявцев, В.С. Попов

Учтено влияние второго канала ($n\bar{n}$) на ядерные сдвиги уровней и вероятности радиационных переходов в $p\bar{p}$ -атоме. Полученные формулы применимы также и к другим адронным атомам ($\Sigma^- p$, $K^- p$ и т. д.).

Недавно [1] получена формула, связывающая ядерные сдвиги s -уровней адронного атома с длиной рассеяния на потенциале сильного взаимодействия. Из нее следует¹⁾ указание на возможность существования в системе $p\bar{p}$ связанного состояния с энергией связи $\epsilon \approx 1$ МэВ, шириной $\Gamma \lesssim 200$ кэВ, орбитальным моментом $l = 0$ и спином $S = 0$ или 1.

¹⁾ С учетом экспериментального значения [2] сдвига $1s$ -уровня $p\bar{p}$ -атома.

(уровень Q_s , или квазиядерный мезон, согласно [3]). Этот результат, однако, был получен в рамках одноканального приближения.

На необходимость учета второго ($n\bar{n}$) канала в данной задаче указано в работе [4], автор которой пришел к заключению о том, что энергия связи уровня Q_s не фиксируется сдвигом атомного уровня $1s$ и может меняться в весьма широких пределах. Ввиду важности этого вывода для последующих экспериментов необходимо рассмотреть данный вопрос более детально. Мы приведем формулу, определяющую ядерные сдвиги уровней в двухканальной задаче, покажем, что при сдвиге $\Delta E(1s) \approx 3$ кэВ (см. [2]) положение уровня Q_s может быть предсказано достаточно надежно и оценим влияние канала $n\bar{n}$ на вероятность радиационных переходов в $p\bar{p}$ -атоме.

Обобщая метод Бете [5] на двухканальный случай, приходим к уравнению для энергии s -уровней адронного атома:

$$2[\psi(1 - \lambda^{-1}) + \ln \lambda + \lambda/2] = \frac{1}{a_{cs}} + \frac{1}{2}R\lambda^2 + O(\lambda^4), \quad (1)$$

где $\hbar = m = e = 1$ (m — приведенная масса), $\psi(z) = \Gamma'(z)/\Gamma(z)$, $E = -\lambda^2/2$ — энергия уровня, отсчитываемая от порога $p\bar{p}$ -канала, $\Delta = 2(m_n - m_p) = 2,59$ МэВ, a_{cs} — длина $p\bar{p}$ -рассеяния:

$$a_{cs} = (-\alpha_{11} + \rho \alpha_{12})^{-1}, \quad \rho = \alpha_{12}/(\alpha_{22} + \sqrt{2\Delta}),$$

$$R \equiv R(\lambda^2) = r_{11} - \alpha_{12} \frac{2r_{12} + \rho [2(\sqrt{2\Delta} + \sqrt{2\Delta + \lambda^2})^{-1} - r_{22}]}{\alpha_{22} + \sqrt{2\Delta + \lambda^2} - (1/2)r_{22}\lambda^2}. \quad (2)$$

Здесь $a_{ij} = \lim_{E \rightarrow 0} \{ C_{ii}(\eta) M_{ij}(E) C_{jj}(\eta) \}$, $M_{ij}(E)$ связана с T -матрицей соотношением $T = (M - i\rho)^{-1}$; $\eta = 1/k = -i/\lambda$, $C_{11}(\eta) = [2\pi\eta/(1 - \exp(-2\pi\eta))]$, $C_{12} = 0$, $C_{22} = 1$, r_{ij} — матрица эффективных радиусов [6]. В одноканальном случае $\alpha_{11} = -1/a_{cs}$, а R не зависит от λ и совпадает с эффективным радиусом. Величина ρ^2 дает относительную вероятность найти систему в состоянии $n\bar{n}$ в области действия ядерных сил. Условие применимости разложения (1) имеет вид: $\lambda r_{ij} \ll 1$.

Разлагая (2) по малому параметру $\lambda^2/4\Delta \lesssim 0,1$ и полагая, в соответствии с [6], $r_{11} = r_{22} = r_e$ и $r_{12} \approx 0$, будем иметь

$$R = r_e - \rho^2 \frac{(2\Delta)^{-1/2} - r_e}{1 - \lambda^2/\lambda_0^2}, \quad \lambda_0^2 = -\Lambda^2 \left(1 + \frac{\alpha_{22}}{\sqrt{2\Delta}} \right), \quad (3)$$

где $\Lambda^2 = 4\Delta[1 - (2\Delta)^{1/2}r_e]^{-1}$. Для $p\bar{p}$ -системы $(2\Delta)^{-1/2} = 4,0$ Ф и при $r_e \approx 2$ Ф параметр $\Lambda^2 = 20,7$ МэВ.

Полюсный член в $R(\lambda^2)$ возникает из-за учета $n\bar{n}$ -канала. Специальный случай, когда $(\alpha_{22} + \sqrt{2\Delta}) \rightarrow 0$ и λ_0^2 лежит в области атомного

спектра, представляется нам маловероятным. Исключая эту возможность имеем

$$R(\lambda^2) \approx R(0) = (1 + \rho^2) r_e - \rho^2 (2\Delta)^{-1/2}. \quad (4)$$

При этом формула (1) по существу совпадает с уравнением одноканальной задачи [1], отличаясь тем, что с увеличением связи каналов эффективный радиус $r_{cs} = R(0)$ уменьшается, при $\rho^2 \sim 1$ обращается в нуль и затем становится отрицательным. Из рис. 1 следует, что при физически разумных значениях параметров r_e и ρ энергия связи $\epsilon(Q_s)$ лежит в районе 1 МэВ, что соответствует предсказаниям работы [1].

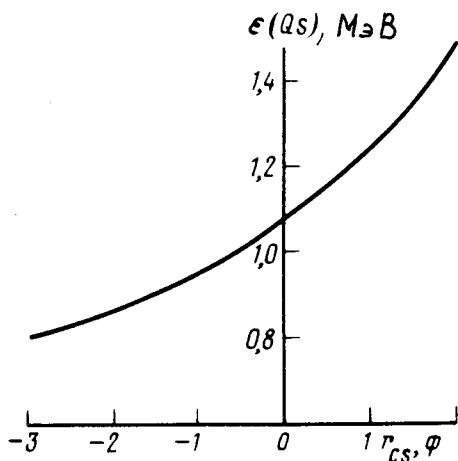


Рис. 1. Зависимость энергии связи квазядерного уровня Q_s от эффективного радиуса r_{cs} (при экспериментальном [2] значении сдвига $1s$ -уровня)

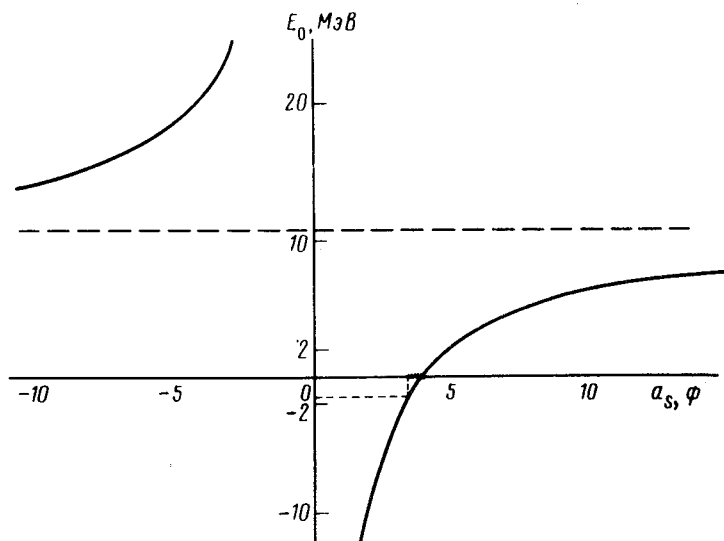


Рис. 2. Энергия $E_0 = -\lambda_0^2/2$, соответствующая полюсу в $R(\lambda^2)$

Обсудим теперь тот случай, когда полюс $\lambda^2 = \lambda_0^2$ в (3) попадает в область энергий квазядерного уровня. Если $\lambda \gg 1$, а связь каналов

является слабой ($\alpha_{12} \rightarrow 0$), то уравнение (1) имеет приближенное решение

$$\lambda^{-1} = a_s \left[1 - \sigma \frac{\operatorname{sgn} y}{|y| + \sqrt{1 + y^2}} + O(\rho^2) \right], \quad (5)$$

где $\sigma = (\rho^2/4 a_s \sqrt{2\Delta})^{1/2}$, $y = \frac{1}{4\sigma} [(\lambda_0 a_s)^{-2} - 1]$ и a_s — длина рассеяния на сильном потенциале. Существенно, что решение (5) при любых значениях λ_0^2 близко к решению одноканальной задачи ($\lambda = 1/a_s$). Численное решение уравнения (1) показывает, что это свойство сохраняется и при $\rho \sim 1$: один из корней остается близким к корню одноканального уравнения [1], а второй движется вместе с λ_0^2 .

На рис. 2 показано положение полюса $E_0 = -\lambda_0^2/2$ в зависимости от длины $n\bar{n}$ -рассеяния $a_s = -1/a_{22}$. Как правило, полюс $E = E_0$ лежит далеко от области энергий, описываемой разложением эффективного радиуса (1). В частности, сдвигу [2] $\Delta E(1s) = 3,0$ кэВ отвечает $a_s \approx 7 \Phi$ (см. [1]) и потому $E_0 \approx 5$ МэВ. В этом случае полюс в $R(\lambda^2)$ не проявляется, положение уровня Q_s устойчиво по отношению к включению второго канала¹⁾ и практически совпадает с результатом одноканального приближения [1]. Только в узкой области значений $a_s = 3,5 + 4,0 \Phi^2$

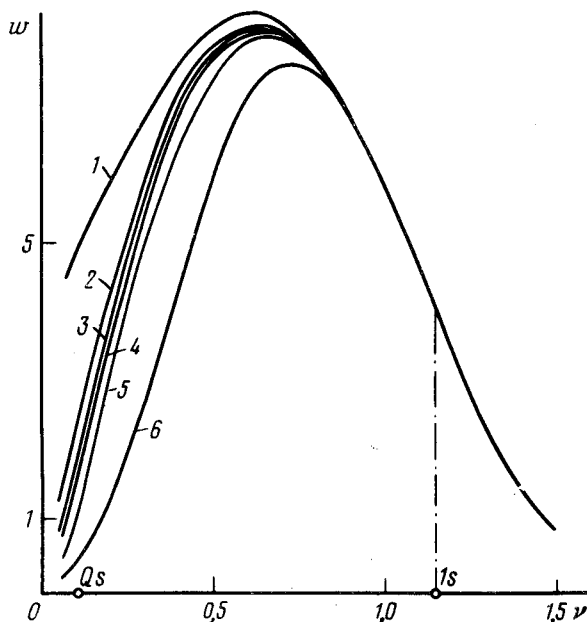


Рис. 3. Вероятность радиационного перехода с уровня $2p$ на уровень νs в единицах 10^{11} сек^{-1} . Кривым 1–6 отвечает следующие значения параметров r_e (в Φ) и ρ^2 : 1 — $r_e = 2, \rho = 0$; 2 — $r_e = 2, \rho^2 = 1$ или $r_e = \rho = 0$; 3 — $r_e = \rho^2 = 2$; 4 — $r_e = 0, \rho^2 = 1$; 5 — $r_e = 0, \rho^2 = 2$; 6 — $r_e = 0, \rho^2 = 10$. При $\rho = 0$ связь каналов отсутствует

1) Отметим, что другая ветвь, полученная в работе [4] (которая при $\rho \rightarrow 0$ имеет энергию связи $\epsilon \sim 10$ кэВ и соответствует $n\bar{n}$ -уровню) не обладает устойчивостью по отношению к вариации параметра ρ^2 .

2) Что соответствует сдвигу атомного уровня $\Delta E(1s) = 2,0 + 2,2$ кэВ. При этом уровень Q_s имеет энергию связи ~ 3 МэВ, т. е. уже выходит из области применимости уравнения (1).

полюс от второго канала имеет энергию связи $\epsilon < 1,5$ МэВ (см. заштрихованную область на рис. 2). В отличие от обсуждавшегося выше уровня O_s , этот уровень при $\rho \rightarrow 0$ становится чистым $n\bar{n}$ -состоянием (на возможность его существования обратил наше внимание Б.О.Кербиков).

Измерение спектра γ -лучей, испускаемых при переходах между уровнями $p\bar{p}$ -атома, дает удобный способ проверки теоретических расчетов сдвига уровней. Вероятности радиационных переходов $np \rightarrow \nu s$ вычислены в [1] ($\nu = \lambda^{-1}$ — аналог главного квантового числа для s -уровня). Влияние $n\bar{n}$ -канала приводит к уменьшению веса $p\bar{p}$ -компоненты волновой функции, и вероятность перехода уменьшается:

$$\omega (np \rightarrow \nu s) = w_0 \{1 + \beta_1 [\rho^2 (2\Delta)^{-1/2} - (1 + \rho^2) r_e]\}^{-1}. \quad (6)$$

Здесь w_0 — вероятность перехода $np \rightarrow \nu s$ в приближении нулевого радиуса ядерных сил, $\beta_1 = \beta_1(\nu)$; эти величины определяются формулой (6.1) из [1]. В области атомного спектра ($\lambda \lesssim 1$) поправка к w_0 из-за учета $n\bar{n}$ -канала не превышает $\rho^2 / 2\pi^2 \sqrt{2\Delta} \lesssim 1\%$. С другой стороны, при $\epsilon \sim \epsilon(Q_s) \approx 1$ МэВ она достигает величины $\rho^2 / \nu \sqrt{2\Delta} \sim 1$. Результаты численного расчета вероятности $E1$ -перехода представлены на рис. 3. При $\nu = 0,112$ (что соответствует энергии связи $\epsilon = 1$ МэВ) изменение параметра ρ от 0 до 1,5 уменьшает вероятность w в два раза.

Авторы искренне благодарны Б.О.Кербикову и Ю.А.Симонову за полезные дискуссии в ходе работы. Особую благодарность мы хотели бы выразить И.С.Шапиро за детальное обсуждение результатов работы и ряд ценных замечаний.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
12 февраля 1980 г.

Московский
физико-технический институт

Литература

- [1] А.Е.Кудрявцев, В.С.Попов. Письма в ЖЭТФ, 29, 311, 1979; В.С.Попов, А.Е.Кудрявцев, В.Д.Мур. ЖЭТФ, 77, 1743, 1979.
- [2] M.Izycki, G.Backenstoss et al. Results on the measurement of K-series X-rays from antiprotonic hydrogen. Paper contributed to the 4-th European Antiproton Symposium, Barr, France, 26 — 30 June 1978. CERN, Geneva, 1978.
- [3] И.С. Шапиро. УФН, 125, 577, 1978; Physics Reports, 35, 129, 1978.
- [4] Б.О.Кербиков. Письма в ЖЭТФ, 30, 22, 1979.
- [5] H.A.Bethe. Phys. Rev., 76, 38, 1949.
- [6] M.H.Ross, G.L.Shaw. Ann. Phys., 13, 147, 1961; Phys. Rev., 126, 806, 1962.