

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.189

КУЛОНОВСКИЙ РАЗВАЛ АНТИДЕЙТРОННОГО АТОМА

Д. Э. Харзеев, А. А. Храпов

(НИИЯФ)

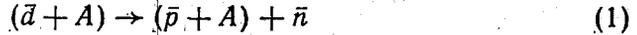
1. Введение. В настоящее время экспериментально обнаружено и исследовано уже несколько адронных атомов (π^- , K^- , \bar{p} , Σ^-). Простейшее антиядро — антидейтрон, — обладая отрицательным зарядом, также может выступать в качестве орбитальной частицы. Наличие у него внутренней структуры обуславливает интересные особенности \bar{d} -атома. Иным будет сильное взаимодействие частицы с ядром, при рассмотрении которого необходим учет внутренних степеней свободы \bar{d} . Кроме того, представляя собой слабосвязанную, «рыхлую» систему, антидейтрон под воздействием кулоновского поля ядра сильно поляризуется уже на высоких орбитах \bar{d} -атома, что приводит к возможности его развала. Динамика антидейтронного атома, по существу, определяется следующими процессами: каскадом радиационных переходов между круговыми орбитами, аннигиляцией за счет сильного взаимодействия с ядром и развалом в кулоновском поле ядра. Вклад оже-переходов на уровнях, где эти процессы становятся конкурирующими, существенно меньше вклада радиационных переходов.

Антидейтронный атом еще не обнаружен в эксперименте, но благодаря своим необычным свойствам уже привлек внимание теоретиков. Впервые эта система была рассмотрена Эриксоном и Осландом [1]. В их работе исследовались конкурирующие процессы кулоновского развала и сильного поглощения антидейтрона в поле ядра. Сравнивая вероятности этих процессов, авторы пришли к выводу, что, несмотря на преобладание кулоновского развала для большинства ядер, для ядер с $Z < 30 \div 40$ вероятность развала мала настолько, что не мешает \bar{d} достигнуть в результате каскада радиационных переходов области сильного взаимодействия. Вывод работы [1] позднее подтвердил Баур [2]. В его работе рассматривается конкретный механизм развала антидейтрона в кулоновском поле ядра, в котором развал сопровождается вылетом антинейтрона \bar{n} и образованием антипротонного атома, причем учитываются лишь круговые орбиты антипротона \bar{p} .

Наша работа, как и [1], посвящена исследованию соотношения вероятностей процессов развала и поглощения, происходящих в \bar{d} -атоме. Мы рассматриваем кулоновский развал аналогично работе Баура, учитывая, однако, все, в том числе и некруговые, орбиты антипротона. Это приводит к новым физическим результатам. Для описания сильного взаимодействия между ядром и антидейтроном построен оптический потенциал типа свертки.

В разделе 2 рассмотрен кулоновский развал \bar{d} в поле ядра. В разделе 3 вероятность сильного поглощения антидейтрона рассчитывается с помощью оптического потенциала типа свертки. В разделе 4 обсуждаются полученные результаты.

2. Развал антидейтрона в кулоновском поле ядра. Процесс кулоновского развала \bar{d} в поле ядра, сопровождающийся вылетом \bar{n} и образованием \bar{p} -атома,



энергетически возможен, если выполнено условие

$$E_{n_{\bar{d}}} > E_{n_{\bar{p}}} + \varepsilon_{\bar{d}}, \quad (2)$$

где $E_{n_{\bar{d}}}$ и $E_{n_{\bar{p}}}$ — энергии \bar{d} и \bar{p} , находящиеся в кулоновском поле на уровнях $n_{\bar{d}}$, $n_{\bar{p}}$ соответственно, $\varepsilon_{\bar{d}}$ — энергия связи \bar{d} (рис. 1). В силу условия (2) захват \bar{p} возможен только на уровни $n_{\bar{p}}$, удовлетворяющие неравенству

$$n_{\bar{p}} \leq \left[\frac{2}{n_{\bar{d}}^2} + \frac{2|\varepsilon_{\bar{d}}|}{\varepsilon_0 Z^2} \right]^{-\frac{1}{2}},$$

где $\varepsilon_0 = m_p e^4 / \hbar^2 \approx 49,9$ кэВ.

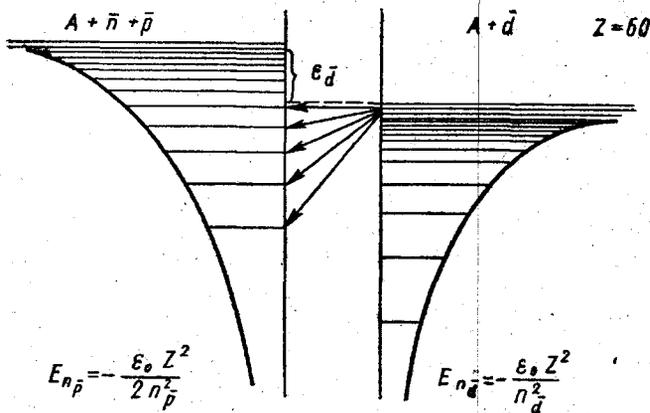


Рис. 1. Уровни, на которые возможен захват \bar{p} в результате кулоновского развала \bar{d} -атома

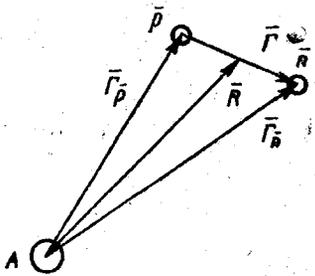


Рис. 2. Система координат

Таким образом, при развале \bar{d} антипротон может захватываться лишь на глубокие орбиты, недостижимые в обычных \bar{p} -атомах из-за сильного поглощения с более высоких уровней.

Для описания процесса (1) представим гамильтониан \bar{d} -атома (без учета сильного взаимодействия с ядром) $H = T - Ze^2/r_p + V_{n\bar{p}}(r)$ как $H = H_f + V_f$, где $H_f = T - Ze^2/r_p$, $V_f = V_{n\bar{p}}(r)$. Волновые функции начального и конечного состояний имеют вид $\Psi_a = \Phi_{n_{\bar{d}}}^{(\bar{d})}(R) \varphi_{\bar{d}}(r)$ и $\Psi_b = \Phi_{n_{\bar{p}}}^{(\bar{p})}(r_{\bar{p}}) \chi_{q_{\bar{n}}}(r_{\bar{n}})$ соответственно (рис. 2), где $\Phi_{n_{\bar{d}}}^{(\bar{d})}(R)$ и $\Phi_{n_{\bar{p}}}^{(\bar{p})}(r_{\bar{p}})$ кулоновские волновые функции \bar{d} и \bar{p} , $\varphi_{\bar{d}}(r)$ — внутренняя волновая функция \bar{d} , $\chi_{q_{\bar{n}}}(r_{\bar{n}})$ — волновая функция антинейтрона в конечном состоянии, которую мы, следуя [2, 3], взяли в виде плоской волны $\chi_{q_{\bar{n}}}(r_{\bar{n}}) = e^{iq_{\bar{n}} r_{\bar{n}}}$. Так же, как и в работе [2], мы оставляем открытым вопрос об искажении волновой функции сильным взаимодействием.

Вероятность перехода из состояния Ψ_a в состояние Ψ_b равна

$$W_{ba} = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{ba}|^2 \rho_b, \quad (3)$$

где

$$V_{ba} = \langle \chi_{q_n}(\mathbf{r}_n) \Phi_{n_p}^{(\bar{p})}(\mathbf{r}_p) | V_{\bar{n}\bar{p}}(\mathbf{r}) | \Phi_{n_d}^{(\bar{d})}(\mathbf{R}) \Phi_{\bar{d}}(\mathbf{r}) \rangle. \quad (4)$$

Будем вычислять (4) в приближении «нулевого радиуса» [2], считая

$$V_{\bar{n}\bar{p}}(\mathbf{r}) \Phi_{\bar{d}}(\mathbf{r}) \simeq D_0 \delta(\mathbf{r}); \quad D_0 \simeq 125 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^{3/2}.$$

Тогда

$$V_{ba} = D_0 \int d^3R \cdot \Phi_{n_p}^{*(\bar{p})}(\mathbf{R}) e^{-iq_n \mathbf{R}} \Phi_{n_d}^{(\bar{d})}(\mathbf{R}). \quad (5)$$

Подставляя (5) в (3) и производя суммирование по конечным и усреднение по начальным проекциям моментов, получаем

$$W_{n_d l_d n_p l_p} = \frac{m_n q_n}{\pi \hbar^3} D_0^2 \sum_{l_n} (2l_n + 1) (2l_p + 1) \begin{pmatrix} l_p & l_n & l_d \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 J_{n_d l_d n_p l_p}^2,$$

где

$$J_{n_d l_d n_p l_p} = \int dr \cdot r^2 R_{n_p l_p}(r) j_{l_n}(q_n r) R_{n_d l_d}(r).$$

Здесь $R_{nl}(r)$ определены соотношениями $\Phi_n(\mathbf{r}) = R_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi)$.

Вероятность развала \bar{d} на уровне $n_d l_d$, таким образом, равна

$$W_{n_d l_d} = \sum_{n_p l_p} W_{n_d l_d n_p l_p},$$

где суммирование производится по всем, в том числе и некруговым, орбитам \bar{p} .

Как и в других адронных атомах, каскад радиационных переходов \bar{d} осуществляется преимущественно между круговыми орбитами, поэтому, так же как и авторы работ [1, 2], при расчетах мы брали $l_{\bar{d}} = n_{\bar{d}} - 1$. Результаты вычислений представлены на рис. 3.

Для того чтобы получить представление о соотношении вероятностей процессов кулоновского развала и радиационных переходов, введем понятие последней орбиты \bar{d} -атома по отношению к кулоновскому развалу. Определим ее следующим образом:

$$W_{n_{\text{crit}}} > W_{n_{\text{crit}}}^{\text{rad}}, \quad (6)$$

где $W_{n_{\text{crit}}}^{\text{rad}}$ — вероятность радиационного перехода \bar{d} с уровня n_{crit} . Результаты вычислений представлены на рис. 4.

3. **Сильное поглощение \bar{d} ядром.** Для расчета вероятности поглощения \bar{d} ядром мы использовали оптический потенциал типа свертки

$$V_{\bar{d}\text{opt}} = \langle \Phi_{\bar{d}} | V_{\bar{p}\text{opt}} + V_{n\text{opt}} | \Phi_{\bar{d}} \rangle, \quad (7)$$

полагая, в соответствии с данными по \bar{p} -атомам [4],

$$V_{\bar{p}\text{opt}} = -\frac{2\pi\Lambda^2}{\mu} \left(1 + \frac{\mu}{m_p} \right) \bar{a}\rho_A, \quad (8)$$

где μ — приведенная масса системы ядро — антипротон, ρ_A — распре-

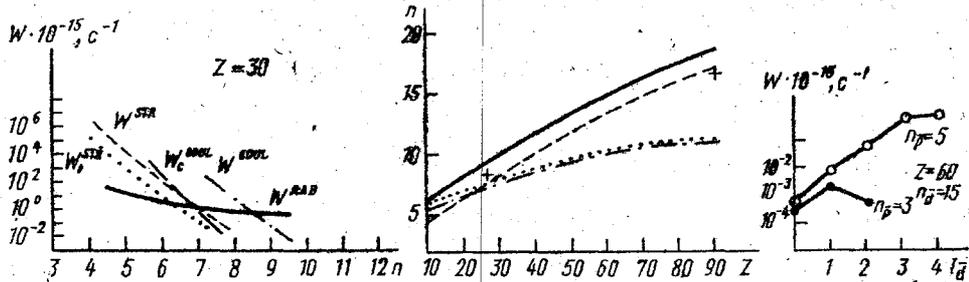


Рис. 3. Вероятности различных процессов в d -атоме: W^{RAD} — вероятность радиационных переходов; W^{COUL} — вероятность кулоновского развала; W_c^{COUL} — то же, но с учетом только круговых орбит; W^{STR} и W_0^{STR} — вероятности сильного поглощения с учетом конечного размера и в приближении «нулевого радиуса» соответственно

Рис. 4. Последние орбиты антидейтронного атома по отношению к кулоновскому развалу: сплошная линия — результаты данной работы, штриховая — результаты работы [1], крестики — результаты работы [2] и по отношению к сильному поглощению: точечная линия (см. (9)), штрих-пунктир — для точечного \bar{d}

Рис. 5. Соотношение вероятностей развала \bar{d} , сопровождающегося захватом \bar{p} в состоянии с различными орбитальными моментами

деление ядерной плотности, взятое в виде распределения Ферми, $\bar{a} = 1,53 + i \cdot 2,50$ Фм — эффективная длина рассеяния, и считая $|V_{\text{пот}}| = |V_{\text{пот}}|$. В качестве $\varphi_{\bar{d}}$ использована функция Хюльтена. Подставляя (8) в (7) и пренебрегая различием масс \bar{p} и \bar{n} , получаем

$$V_{\bar{d}\text{opt}}(R) = -\frac{2\pi\hbar^2}{\mu} \left(1 + \frac{\mu}{m}\right) \bar{a} F(R), \quad (9)$$

где

$$F(R) = \int d^3r |\varphi_{\bar{d}}(r)|^2 \left(\rho_A \left(R + \frac{1}{2}r\right) + \rho_A \left(R - \frac{1}{2}r\right) \right).$$

Вероятность поглощения \bar{d} с уровня $n_{\bar{d}}$, $l_{\bar{d}} = n_{\bar{d}} - 1$ по теории возмущений равна

$$W^{\text{abs}} = \frac{4\pi\hbar}{\mu} \left(1 + \frac{\mu}{m}\right) \text{Im} \bar{a} \int d^3R |\Phi_{n_{\bar{d}}, l_{\bar{d}}=n_{\bar{d}}-1}(R)|^2 F(R). \quad (10)$$

Последние орбиты \bar{d} -атомов по отношению к сильному поглощению аналогично (6) мы определяем из условия

$$W_{n_{\text{crit}}}^{\text{abs}} > W_{n_{\text{crit}}}^{\text{rad}}$$

4. Заключение. Как видно из рис. 4, кулоновский развал \bar{d} доминирует над сильным поглощением для любых ядер. В то же время в работах [1, 2] делался вывод о том, что развал является преобладающим только для $Z > 30-40$. Причиной этого различия является учет нами всех, в том числе и некруговых, орбит \bar{p} , вклад которых практически равен вкладу круговых при $Z \sim 30-40$ и превышает вклад круговых орбит при $Z > 50$ (рис. 5).

Авторы глубоко благодарны проф. В. В. Балашову за постановку задачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ericson T. E. O., Osland P. Nucl. Phys., 1975, A249, p. 445. [2] Baur G. Phys. Lett., 1976, B60, p. 137. [3] Baur G., Trautmann D. Nucl. Phys., 1972, A191, p. 321. [4] Batty C. J. Nucl. Phys., 1981, A372, p. 418.

Поступила в редакцию
20.05.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 4

УДК 539.17

ОГРАНИЧЕНИЕ НА ВЕРШИННУЮ КОНСТАНТУ В ДИСПЕРСИОННОМ ПОДХОДЕ И РАДИУС НЕПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

А. Н. Сафронов

(НИИЯФ)

Вершинная константа (ВК), пропорциональная вычету амплитуды в полюсе одночастичного промежуточного состояния, является фундаментальной модельно-независимой величиной, характеризующей интенсивность взаимодействия двухчастичного канала рассеяния с данным одночастичным состоянием. В теории поля она совпадает с перенормированной константой связи частиц, а в квантовой механике пропорциональна коэффициенту в асимптотике волновой функции связанного состояния и играет важную роль в теории ядерных реакций [1, 2]. В литературе обсуждались различные типы ограничений на ВК, которые могут быть получены либо в рамках потенциальной модели с силами конечного радиуса [3], либо на основе предположений, касающихся аналитической структуры амплитуды рассеяния [4]. В аксиоматической формулировке квантовой теории поля вопрос об ограничениях на ВК исследовался в работах [5].

В данной работе на основе теории обобщенных R -функций получено общее представление для парциальной амплитуды, совместимое с требованиями унитарности и аналитичности S -матрицы, из которого следует новое ограничение на ВК. Аналогичное представление недавно было доказано нами в рамках потенциальной модели рассеяния для случая, когда потенциал является суперпозицией потенциалов Юкавы [6]. Парциальную амплитуду $A_l(s)$, связанную с S -матрицей равенством $S_l = 1 + 2i\rho_l(s)A_l(s)$ (где $s = k^2$, k — относительный импульс сталкивающихся частиц; в нерелятивистском случае, рассмотрим того, кого мы здесь ограничимся, $\rho_l(s) = s^{l+1/2}$), представим в виде

$$A_l(s) = \bar{A}_l(s) + [D_l^{(+)}(s)]^{-2} \bar{A}_l(s), \quad (1)$$

где

$$\bar{A}_l(s) = (D_l^{(-)}(s)/D_l^{(+)}(s) - 1)/(2i\rho_l(s)),$$

функция $D_l^{(+)}(s)$ имеет в s -плоскости только правый разрез, а $D_l^{(-)}(s)$ является аналитическим продолжением $D_l^{(+)}(s)$ на второй лист римановой поверхности. Определим эти функции таким образом, чтобы скачки $A_l(s)$ и $\bar{A}_l(s)$ на динамическом (левом) разрезе C_L совпадали. Это эквивалентно требованию отсутствия у амплитуды $\bar{A}_l(s)$ левого разреза.