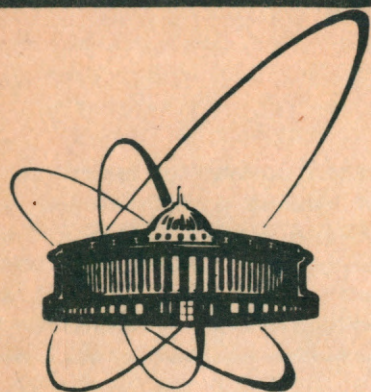


89-430



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Б 823

P15-89-430

С.Б.Борзаков

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ
НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ С ПРОТОНАМИ
И ВОЗМОЖНОСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ
РЕЗОНАНСА С $J^{\pi} = 0^{+}$

1989

Рассеяние нейтронов протонами при низких энергиях традиционно описывается в рамках теории эффективного радиуса ^{1/}. Фазы рассеяния в этом подходе описываются двумя параметрами: длиной рассеяния (A) и эффективным радиусом (r₀). Определенному спиновому состоянию системы p + p соответствует свой набор параметров. Амплитуду рассеяния с определенным спином системы /здесь рассматривается рассеяние с орбитальным моментом l = 0/ можно записать в следующем виде:

$$f_{s(t)} = \frac{1}{-\frac{1}{A_{s(t)}} + \frac{1}{2} r_{0s(t)} k^2 - ik}, \quad /1/$$

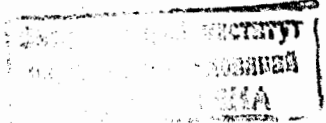
s и t соответствуют ¹S₀ и ³S₁-состояниям, k - импульс нейтрона в системе центра масс.

S-матрица связана с амплитудой рассеяния следующим образом:

$$S = 1 + 2ikf. \quad /2/$$

Зная длины рассеяния и эффективные радиусы, можно определить полюса S-матрицы. В случае триплетного взаимодействия полюс S-матрицы лежит на мнимой оси комплексной плоскости k, причем Imk > 0. Этот полюс соответствует основному состоянию дейтрона. В случае взаимодействия в ¹S₀-состоянии полюс S-матрицы расположен в нижней полуплоскости. Считая длину рассеяния действительной, авторы работы ^{2/} пришли к выводу о том, что полюс S-матрицы лежит на мнимой оси с Imk < 0 /здесь использован тот факт, что A_s = -23,7 фм < 0/. Такое расположение полюса соответствует определению виртуального или антисвязанного состояния. Физический смысл этого понятия неясен ^{3/}.

Рассмотрение пр-взаимодействия в рамках КХД приводит к выводу о существовании резонанса с J^π = 0⁺ и массой M ≈ 2m_N ^{4/}. Авторы отождествляют проявления такого резонанса с виртуальным уровнем. Однако этот резонанс должен проявляться в электромагнитных взаимодействиях. Параметры резонанса теория дает с плохой точностью. Определение их из эксперимента возможно с лучшей точностью. Вполне вероятно, что M < 2m_N, поскольку при положительных энергиях фаза пр-рассеяния не пересекает π/2.



Интерес к данному вопросу вызван также результатами работы Кока^{15/}, показавшего, что в случае взаимодействия двух протонов теория эффективного радиуса приводит к выводу о существовании ядра ${}^2\text{He}$ как квазистационарного состояния с отрицательной энергией $E = -140 - i467$ кэВ. Возможно, что основной уровень ${}^2\text{He}$ и есть резонанс, предсказываемый КХД. Возникает также вопрос о возможности существования резонанса в случае пр-взаимодействия с $J^\pi = 0^+$ и изотоп-спином $T = 1$.

В данной работе обращается внимание на то, что, строго говоря, длина рассеяния в 1S_0 -состоянии комплексна, поскольку существует довольно большое сечение захвата $p + p \rightarrow d + \gamma$. И хотя мнимая часть длины рассеяния мала по сравнению с реальной частью, этот факт приводит к тому, что полюс S-матрицы находится не на мнимой оси. Такое положение полюса соответствует квазистационарному состоянию, расположенному в отрицательной области энергий /но выше основного состояния дейтрона/. Следует отметить, что вывод об отсутствии связанного состояния дейтрона в 1S_0 -состоянии сохраняет свою силу, однако это не противоречит существованию резонанса с отрицательной энергией. По существу, идея о наличии резонанса была высказана еще в 1953 г. Ма в работе^{17/}, в которой отмечалось, что фазы пр-рассеяния могут быть описаны с помощью R-матричного формализма. Хорошо известно, что полюсу R-матрицы соответствует резонанс. Согласно Ма, энергия, соответствующая полюсу R-матрицы, связана с длиной рассеяния и эффективным радиусом следующим соотношением:

$$E_0 = \frac{2}{A\gamma_0} \frac{\hbar^2}{2\mu} \quad /3/$$

/ μ - приведенная масса $p+p$ -системы/. В случае 1S_0 состояния $E_0 < 0$, т.к. $A_s < 0$. Взаимодействие нейтронов с протонами в 1S_0 -состоянии должно рассматриваться как 2-канальная задача. Теория эффективного радиуса для случая двух каналов развита в работах Шоу и Росса^{18/}. Формулы, полученные ими, также указывают на резонансное поведение сечений, причем энергия резонанса определяется по формуле /3/. Строго говоря, теорию Шоу и Росса нельзя применять в данном случае, поскольку они рассматривают оба канала с сильновзаимодействующими частицами. Однако вполне разумно предположить, что параметризация Шоу и Росса действительна и в случае электромагнитного взаимодействия. Не претендуя на строгость, рассмотрим вопрос о параметрах резонанса, который мог бы описать фазы рассеяния и радиационный захват. Описать оба процесса можно, введя комплексную длину рассеяния^{11/}

$$A_s = a_s - ib; \quad /4/$$

$$\sigma_s = g \frac{4\pi b}{k}. \quad /5/$$

Здесь g - фактор, учитывающий спины взаимодействующих частиц / $g = 1/4$ /. Значение мнимой части длины рассеяния можно получить из известного с хорошей точностью сечения захвата протонами тепловых нейтронов:

$$\sigma_{p \rightarrow d \gamma}(0,025 \text{ эВ}) = 0,334 \text{ б}. \quad /6/$$

Подставляя это значение в /5/, получим величину $b = 2,710^{-4}$ фм.

Параметры резонанса, полученные Ма, можно уточнить, выделив потенциальное рассеяние, связанное с кором. Следуя работе^{19/}, представим синглетную фазу в следующем виде:

$$\delta_s(k) = \delta_v(k) - kr_c, \quad /7/$$

где r_c - радиус кора /т.е. при $r < r_c$ потенциал взаимодействия обращается в бесконечность/, δ_v - фаза рассеяния, определяемая потенциалом взаимодействия при $r \geq r_c$; δ_v может быть выражена через длину рассеяния a_s^v и эффективный радиус r_c^v . Фаза рассеяния в 1S_0 -состоянии удовлетворительно описывается следующими значениями параметров:

$$r_c^s = 0,26 \text{ фм}, \quad a_s^v = -23,96 \text{ фм}, \quad r_s^v = 1,92 \text{ фм}. \quad /8/$$

Можно предположить, что разбиение фазы в виде /7/ на 2 части соответствует разбиению амплитуды рассеяния на потенциальную и резонансную части:

$$f_s = \frac{1}{-\frac{1}{a_s^v - ib} + \frac{1}{2} r_s^v k^2 - ik} = \frac{2/r_s^v}{k^2 - \frac{2}{r_s^v a_s^v} - i\left(\frac{2}{r_s^v} k + \frac{2b}{r_s^v a_s^v{}^2}\right)} \quad /9/$$

$$= \frac{1}{2k} \frac{4/r_s^v \cdot k}{\frac{4k}{r_s^v} + \frac{4b}{r_s^v a_s^v{}^2}} = \frac{1}{2k} \frac{\Gamma_n}{E - E_0 - i \frac{\Gamma_n + \Gamma_\gamma}{2}}$$

Мы пришли к формуле Брейта-Вигнера с параметрами $E_0 = \frac{2}{r_s^v a_s^v}$
 $\Gamma_n = \frac{4k}{r_s^v} \sqrt{E_n}$ в соответствии с R-матричным поведением ширины
s-резонанса; $\Gamma_\gamma = \frac{4b}{r_s^v a_s^v} \approx \text{const}$. Чтобы выразить эти величины в
МэВ, нужно ввести множитель $\hbar^2/2\mu = 41,47 \text{ МэВ фм}^2$. Тогда для
приведенных выше значений параметров получим

$$E_0 \approx -1,8 \text{ МэВ}; \quad \Gamma_n (1 \text{ эВ}) \approx 10 \text{ кэВ}; \quad \Gamma_\gamma \approx 20 \text{ эВ}.$$

Таким образом, поведение амплитуды рассеяния соответствует су-
ществованию квазистационарного состояния дейтрона, расположен-
ного при энергии $E_0 \approx -1,8 \text{ МэВ}$, отсчитываемой от энергии раз-
вала $d \rightarrow n+p$. Энергия возбуждения этого уровня равна $E^* =$
 $\approx 0,4 \text{ МэВ}$.

Кроме рассеяния и радиационного захвата нейтронов протонами
с переходом в основное состояние дейтрона, этот уровень должен
проявляться и в ряде других реакций:

- 1/ $n+p \rightarrow d + \gamma_1 + \gamma_2$ /каскад γ -квантов/
- 2/ $n+d \rightarrow d^* + n' \rightarrow d + \gamma + n'$
- 3/ $p+d \rightarrow d^* + p' \rightarrow d + \gamma + p'$ /10/
- 4/ $e+d \rightarrow d^* + e' \rightarrow d + \gamma + e'$
- 5/ $\gamma + d \rightarrow d^* \rightarrow d + \gamma$.

В настоящее время существует ряд экспериментальных работ,
которые можно рассматривать как указания на существование воз-
бужденного состояния дейтрона. Например, в 1975 г. в работе '10'
было объявлено о существовании большого сечения захвата тепло-
вых нейтронов протонами с вылетом двух γ -квантов. Последующие
эксперименты подтвердили экспериментальный факт регистрации
двух совпадающих γ -квантов с суммарной энергией $E_\gamma = 2,22 \text{ МэВ}$,
однако объясняют это фоновыми процессами. Следует отметить,
что все 5 проведенных '10-14' экспериментов дают превышение над
расчетным фоном - на 20%. Таким образом, делать вывод о полной
ошибочности работы '10' преждевременно. Возможно, здесь проявляет-
ся каскад γ -квантов.

В последнее время интенсивно изучается рассеяние электронов
на дейтронах. В работе '15' приведен спектр электронов, неупру-
горассеянных на дейтроне. Отчетливо виден пик упругорассеянных

электронов и пик, связанный с развалом $e+d \rightarrow e'+n+p$. Со-
гласно кинематике, спектр неупругорассеянных электронов должен
располагаться при энергиях $E_{e'} < E_{e \text{ упр}} - V_n$ /где $E_{e \text{ упр}}$ -
энергия упругорассеянных электронов, $V_n = 2,22 \text{ МэВ}$ - энергия
связи дейтрона/. Однако отчетливо видны импульсы электронов с
энергией, превышающей кинематический предел. Это можно объяс-
нить проявлением процесса $e+d \rightarrow d^*+e'$ с энергией возбуж-
дения, меньшей V_n .

Результаты работы '16' также дают указания в пользу сущест-
вования синглетного дейтрона. В этой работе получен спектр α -
частиц, вылетающих в результате распада ${}^6\text{Li}(2')$. Нерегистри-
руемым фрагментом является $(n+p)$ система в 1S_0 -состоянии,
поскольку вылет дейтрона в основном состоянии запрещен прави-
лами отбора по изоспину. В спектре α -частиц наблюдается узкий
пик, который невозможно описать с помощью взаимодействия в
конечном состоянии, используя экспериментальную длину рассея-
ния. Данные работы указывают также на существование динейтро-
на и, возможно, дипротона /см. также '17'/. Следует отметить,
что хотя многочисленные попытки обнаружить динейтрон не дали
положительного результата, есть ряд работ, результаты которых
можно интерпретировать как проявления динейтрона '18-20'.
В связи с этим укажем на работы по неупругому рассеянию нейт-
ронов и протонов с энергией в несколько МэВ на дейтро-
нах '21-23'. На графиках сечений, полученных в этих работах,
величина сечения оказывается ненулевой при энергиях, превыша-
ющих кинематический предел /аналогично случаю с $e+d \rightarrow e'+n+p$
 $n+p$ /. На современном уровне эксперимента, видимо вполне
можно определить, объясняется ли этот факт плохим разрешением,
или нет. В случае подтверждения результатов работ '21-23' можно
было бы сделать вывод о вылете частицы с массой $m < 2m_N$.

Вывод данной работы состоит в том, что состояния с отрица-
тельной энергией системы двух нуклонов недостаточно исследо-
ваны. Требуются более тщательные исследования реакций /10/.
Автор благодарен за многочисленные дискуссии Ю.Н.Покотилов-
скому, В.Н.Ефимову, Л.Б.Пикельнеру и С.А.Ракитянскому.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. - Квантовая механика. М.: Физмат-
гиз, 1963.
2. Ландау Л.Д., Смородинский Я.А. - ЖЭТФ, 1944, т.14, с.269.
3. Де Альфаро В., Редже Т. - Потенциальное рассеяние. М.:
Мир, 1966.
4. Корольков А.И. и др. - Препринт ИЯИ АН СССР П-0527, 1987.

5. Kok L.P. - Phys. Rev. Lett., 1980, v.45, No.6, p.427.
6. Cox A.E. et al. - Nucl. Phys., 1965, v.74, p.497.
7. Ma S.T. - Rev. Mod. Phys., 1953, 25, p.853.
8. Shaw G., Ross M. - Annals of Phys., 1960, 9, p.391.
9. Петров Н.М., Тартаковская Е.В. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, №10, с.1978.
10. Dress W.B. et al. - Phys. Rev. Lett., 1975, 34, p.752.
11. Wüst N. et al. - Z. Phys. A., 1975, Bd 274, p.349.
12. Earle E.D. et al. - Phys. Rev., 1976, C14, p.1298.
13. Wüst N. et al. - Phys. Rev., 1979, C19, p.1153.
14. Earle E.D., McDonald A.B. - Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. N.Y., Plenum Press, 1979, p.609.
15. Bernheim M. et al. - Phys. Rev. Lett., 1981, 46, p.402.
16. Бочкарев О.В. и др. - ЯФ, 1987, т.46, вып.1/7/, с.12.
17. Бочкарев О.В. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1988, т.48, вып.3, с.124.
18. Sakisaka M., Tomita M. - J. Phys. Soc. Japan, 1961, 16, p.2597.
19. Агеев Ю.А. и др. - Препринт КИАИ 85-4, АН УССР, Киев, 1985.
20. Detraz C. - Phys. Lett., 1977, 66B, p.333.
21. Nakovac K. et al. - Phys. Rev. Lett., 1961, v.6, p.356.
22. Войтовецкий В.К. и др. - ЖЭТФ, 1964, т.47, с.1612.
23. Honecker R., Grasler H. - Nucl. Phys., 1968, v.107A, p.81.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 июня 1989 года.

Борзаков С.Б.

P15-89-430

Взаимодействие нейтронов низких энергий с протонами и возможность существования резонанса с $J^{\pi} = 0^{+}$.

Показана возможность описания экспериментальных данных по взаимодействию нейтронов с протонами в 1S_0 -состоянии при низких энергиях с помощью резонанса с отрицательной энергией. Обсуждаются экспериментальные результаты, подтверждающие такое предположение, и предлагаются новые эксперименты по поиску проявлений этого резонанса.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод автора

Borzakov S.B.

P15-89-430

The Neutron-Proton Interaction at Low Energies and Possibility of the Resonance Existence $J^{\pi} = 0^{+}$

The possibility of description of experimental data on 1S_0 -state neutron-proton interaction at low energies with the help of the resonance with negative energy is discussed. Experimental results which confirm this hypothesis are observed and new experiments on search for this resonance are proposed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989