объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р4-81-72

В.Б.Беляев, С.Е.Бренер, Е.М.Гандыль,
А.Л.Зубарев, Б.Ф.Иргазиев

О ВОЗМОЖНОМ ВЛИЯНИИ СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА СВОЙСТВА МЕЗОМОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМ

Направлено в "Journal of Physics G"

1981

§1. ВВЕДЕНИЕ

Как отмечалось в работе [1], имеется принципиальная возможность существенного изменения кулоновского спектра мезомолекулы $dT\mu^-$ под влиянием сильного dT-взаимодействия, например, возникновения нового состояния с энергией $E=E_R-i\Gamma/2$ при $E_R=0$. В этой же работе была дана качественная оценка параметров сильного dT-взаимодействия, при которых будет иметь место это явление. В соответствии с [2] предполагалось, что dT -взаимодействие в области резонанса $^5He(3/2^+)$ может быть описано оптическим потенциалом. Однако параметры этого потенциала оказались зависящими от энергии [2], и поэтому использование его в задаче на связанное состояние, вообще говоря, привносит элемент неопределенности в окончательные выводы. Кроме того, следует помнить, что в такой постановке задачи мы имеем дело лишь с одним из возможных способов параметризации экспериментальных данных, а не решением точной ядерной проблемы пяти тел. Отсюда следует, что априори не ясно, сохранится ли это явление при другой параметризации ядерных данных.

В связи с этим мы рассмотрим альтернативный способ параметризации - модель граничных условий, а также применим более адекватный метод описания рассматриваемой физической системы, основанный на двухканальных уравнениях.

§2. МОДЕЛЬ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ

Гамильтониан $dT\mu$ -системы в этой модели имеет вид

$$H=H_0+V_\mu, \qquad /1/$$

где H_0- кинетическая энергия относительного движения d и T, V_μ - эффективный потенциал взаимодействия между d и T, возникающий только за счет кулоновского взаимодействия между d, T и μ^-. В работе использовался потенциал типа Морзе, т.е.

$$V_\mu(r)=D[e^{-2\alpha x}-2e^{-\alpha x}], \quad r>r_c, \quad x=r-r_0. \qquad /2/$$

Параметры потенциала /2/, воспроизводящие уровни $dT\mu$ -молекулы в состоянии с $L=0$, $E_1=-319{,}5$ эВ и $E_2=-34{,}87$ эВ [3], оказались равными:

$$D = 0,102 \text{ а.е.} = 0,57\cdot 10^{-3} \text{ МэВ}; \quad a = 0,743 \text{ а.е.} = 2,89\cdot 10^{-3} \text{ Фм}^{-1}, \quad r_0 = 2,1 \text{ а.е.} = 539,8 \text{ Фм}.$$

Сильное dT-взаимодействие задавалось комплексным значением логарифмической производной, не зависящим от энергии в точке $r = r_c = 7$ Фм:

$$\left(\frac{\psi'}{\psi}\right)^{-1}_{r=r_c} = A + iB, \qquad /3/$$

где $A = r_c - a$, $B = -b$, a и b – действительная и мнимая части длины упругого dT-рассеяния, а ψ – решение уравнения Шредингера с гамильтонианом /1/.

Поскольку граничное условие /3/ комплексное, собственные значения гамильтониана /1/ будут также комплексными, т.е. уровни в потенциале /2/ приобретут ширину Γ : $E = E_R - i\Gamma/2$. Нас будет интересовать ситуация, когда в системе возникает уровень с $E_R = 0$. Тогда условие /3/ дает связь между комплексной длиной dT-рассеяния $a + ib$ и шириной уровня Γ. На рис.1 представлена зависимость величин $a(\Gamma)$ и $-b(\Gamma)$. При значении ширины $\Gamma \sim 35$ кэВ действительная и мнимая части длины dT-рассеяния принимают значения, в точности равные величинам, найденным из анализа эксперимента по реакции $dT \to {}^4He + n$ [4]. Таким образом, в рамках рассматриваемой параметризации сильное dT-взаимодействие таково, что одновременно имеет место возникновение нового уровня в мезомолекуле $dT\mu^-$ и описание наблюдаемых экспериментальных данных по реакции $dT \to {}^4He + n$.

Из рис.1 также следует, что из-за плавного поведения в (Γ) при $\Gamma > 10$ кэВ существует широкий набор реальных частей длины dT -рассеяния, обеспечивающих существование такого уровня. Этот факт представляется очень важным с точки зрения возникновения такой ситуации в реальном случае.

Ясно, что гамильтониан /1/ дает лишь приближенное описание мезомолекулы $Td\mu$. Действительно, используемый нами потенциал /2/ воспроизводит лишь спектр мезомолекулы, но не поведение, например, волновой функции на малых расстояниях. В связи с этим рассмотрим, насколько устойчивым является факт возникновения нового уровня по отношению к вариациям эффективного потенциала /2/. Известно, что уровни энергии мезомолекулы, рассчитанные с потенциалом /2/, слабо зависят от параметра r_0. Более того, расчеты различных мезомолекул изотопов водорода[5] показывают, что во всех рассмотренных случаях параметр r_0 меняется в пределах $2,09 \le r_0 \le 2,15$ а.е. Мы меняли этот параметр в более широких пределах: $1 \le r_0 \le 2,15$ а.е. Оказалось, что при $a = a_{\text{эксп.}} = 32,2$ Фм и $b = b_{\text{эксп.}} = -17,6$ Фм[4] ширина Γ меняется от 32 до 36 кэВ. Таким образом, возникший

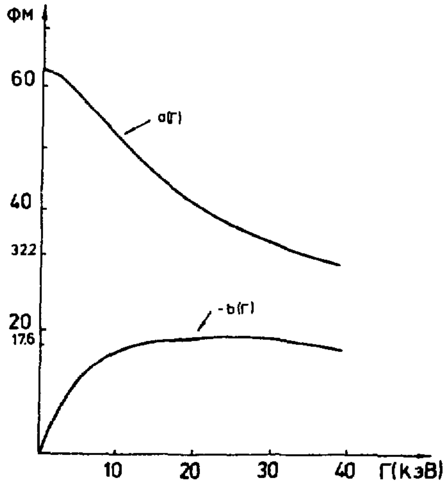

Рис.1

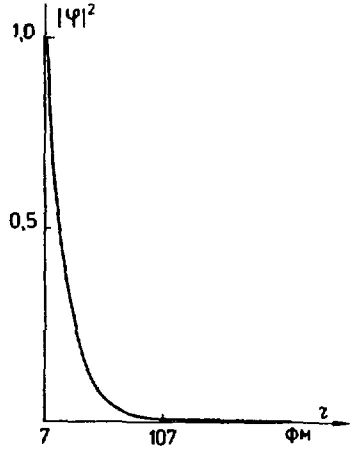

Рис.2

уровень стабилен относительно значительных изменений эффективного потенциала /2/.

В заключение этого параграфа приведем график величины $|\phi(r)|^2$ для состояния мезомолекулы $dT\mu$ с $E = E_R - i\Gamma/2$, где $E_R = 0$, $\Gamma = 35$ кэВ, а $\phi(r)$ - ненормированная волновая функция этого состояния. Как видно из рис.2, волновая функция практически полностью сосредоточена под барьером. Можно показать, что такое поведение волновой функции $\psi(\vec{r},\vec{\rho})$ системы $dT\mu$ по переменной r /см. рис.3/ приводит к сильным осцилляциям полной трехчастичной функции по переменной ρ. Для иллюстрации возникновения таких осцилляций положим

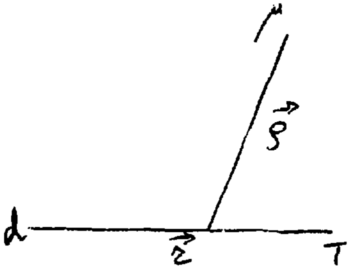

Рис.3

$$\psi(\vec{r},\vec{\rho}) \approx F(\vec{\rho})\phi(\vec{r}).$$

Тогда легко показать, что в уравнении для функции $F(\rho)$ возникает мнимая добавка к энергии вида:

$$iW_0 \cdot \frac{\int_0^{r_c} |\phi(r)|^2 r^2 dr}{\int_0^{\infty} |\phi(r)|^2 r^2 dr}, \qquad /4/$$

где $W_0 \sim 1$ МэВ. В силу отмеченного выше свойства функции $\phi(r)$

отношение интегралов в выражении /4/ - порядка 1, что и приводит к осцилляциям типа $e^{ik\rho}$, где $k \approx \sqrt{2\mu W_0}$, $\mu \approx m_\mu$.

§3. ДВУХКАНАЛЬНОЕ РАССМОТРЕНИЕ

По-прежнему, будем интересоваться возникновением уровня молекулы $dT\mu$ с $E_R = 0$. Однако теперь мы в явном виде учтем наличие второго канала, т.е. состояния $^4He + n + \mu$. В этом случае уравнения движения имеют вид:

$$\begin{aligned}
&\left[-\frac{1}{2\mu_{dT}}\cdot\frac{d^2}{dr^2} + V_\mu(r) + V_{11}(r)\right]\psi_1(r) + V_{12}(r)\,\psi_2(r) = (E - E_1)\,\psi_1(r),\\
&\left[-\frac{1}{2\mu_{^4He\,n}}\cdot\frac{d^2}{dr^2} + V_{22}(r)\right]\psi_2(r) + V_{21}(r)\,\psi_1(r) = (E + Q - E_\mu)\,\psi_2(r).
\end{aligned} \qquad /5/$$

Здесь компонента $\psi_1(r)$ описывает $dT\mu$-систему, а $\psi_2(r)$ - систему $n^4He\mu$.

Поясним другие обозначения, используемые в системе /5/. E_1 - энергия основного состояния атома $T\mu$, $Q = 17{,}58$ МэВ - энерговыделение в реакции $dT \to {}^4He + n$, μ_{dT} - приведенная масса системы dT, $\mu_{^4He\,n}$ - приведенная масса системы ^4Hen, $V_\mu(r)$ - потенциал /2/.

$$V_{11}(r) = \begin{cases} -V_1, & r \le r_c, \\ 0, & r > r_c, \end{cases}$$

$$V_{12}(r) = V_{21}(r) = \begin{cases} -V_2, & r \le r_c, \\ 0, & r > r_c, \end{cases}$$

$$V_{22}(r) = \begin{cases} -V_3, & r \le r_c, \\ 6/r^2, & r > r_c. \end{cases}$$

Поскольку переход $dT \to {}^4He + n$ идет через состояние $^5He\,(3/2^+)$, то, полагая, что μ-мезон не уносит орбитального момента, приходим к заключению, что относительное движение нейтрона и ^4He осуществляется в состоянии с $\ell = 2$, что и отражено в выборе потенциала $V_{22}(r)$. Параметр V_3 определялся из подгонки d - фазы упругого n^4He-рассеяния при энергиях ниже порога образования $^5He(3/2^+)$, при этом V_3 оказался равным $V_3 = 1$ МэВ.

Остановимся на приближениях, которые были сделаны при написании системы /5/. Если не учитывать структуру тяжелых частиц, т.е. d, T, ^4He, то в данной задаче мы имеем дело с двухканальной проблемой трех тел. Введение эффективного потенциала позволяет с хорошей точностью ввести в первом канале двухчастичное описание вместо трехчастичного. К двухчастичному описанию во втором канале можно приближенно перейти двумя способами. Первый способ состоит в использовании приближения полноты /closure approximation/. Действительно, пусть имеем 2-канальную систему трехчастичных уравнений

$$[H^{\circ}_{dT}(\vec{r}) + V_{11}(r) + V_{\mu d}(\vec{r},\vec{\rho}) + V_{\mu T}(\vec{r},\vec{\rho}) + \frac{1}{r} + h^{\circ}_{\mu}(\vec{\rho})]\psi_1(\vec{r},\vec{\rho}) +$$

$$+ V_{12}(r)\psi_2(\vec{r},\vec{\rho}) = E\psi_1(\vec{r},\vec{\rho}), \qquad /6/$$

$$[H^{\circ}_{^4He\,n}(\vec{r}) + V_{22}(r) + h_{\mu}(\vec{r},\vec{\rho})]\psi_2(\vec{r},\vec{\rho}) + V_{21}(r)\psi_1(\vec{r},\vec{\rho}) =$$

$$= (E+Q)\psi_2(\vec{r},\vec{\rho}),$$

где H°_{AB} и h°_{μ} - соответствующие свободные гамильтонианы, $V_{\mu A}$ - потенциал взаимодействия мюона с ядром A и $h_{\mu} = h^{\circ}_{\mu} + V_{\mu ^4He}$. Воспользовавшись вторым уравнением, формально исключим ψ_2 из первого уравнения, имеем

$$\{H^{\circ}_{dT}(r) + V_{11}(r) + V_{\mu d}(r,\rho) + V_{\mu T}(r,\rho) + \frac{1}{r} + h^{\circ}(\vec{\rho}) +$$

$$+ V_{12}(r)\,[E+Q-(H^{\circ}_{^4He\,n} + V_{22} + h_{\mu}) + i\epsilon]^{-1}\,V_{21}\}\psi_1(\vec{r},\vec{\rho}) = E\psi_1(\vec{r},\vec{\rho}). \qquad /7/$$

Рассмотрим более подробно член в уравнении /7/, возникающий от связи каналов:

$$V_{12}[E+Q-(H^{\circ}_{^4He\,n} + V_{22} + h_{\mu}) + i\epsilon]^{-1}V_{21} =$$

$$= \sum_n \frac{V_{12}|n\rangle\langle n|V_{21}}{E+Q-(H^{\circ}_{^4He\,n} + V_{22} + E_n) + i\epsilon}, \qquad /8/$$

где $h_{\mu}|n\rangle = E_n|n\rangle$ и $\sum_n |n\rangle\langle n| = 1$. Для явного нахождения выражения /8/ воспользуемся приближением полноты, т.е. заменим E_n на некоторое среднее значение энергии мюона E_{μ}. В результате для /8/ получим

$$V_{12}\frac{1}{E+Q-(H^{\circ}_{^4He\,n} + V_{22} + E_{\mu}) + i\epsilon}V_{21}. \qquad /9/$$

Подставим формулу /9/ в уравнение /7/. Теперь ясно, что если в полученное уравнение ввести эффективный потенциал V_{μ}

и возвратиться к двухканальной записи, то немедленно приходим к системе уравнений /5/.

Второй способ получения уравнений /5/ из "точной" системы /6/ основывается на весьма правдоподобном предположении о том, что относительное движение нейтрона и ^{4}He несильно возмущается присутствием μ-мезона. В этом случае для трехчастичной функции $\psi_2(\vec{r},\vec{\rho})$ во втором канале имеем представление

$$\psi_2 = \psi_{^4\mathrm{He}n} \cdot \psi_{^4\mathrm{He}\mu} , \qquad /10/$$

где $\psi_{^4\mathrm{He}\mu}$ - волновая функция μ-мезона, находящегося в кулоновском потенциале ядра ^{4}He. Таким образом, переменные во втором канале приближенно разделяются и константой разделения является энергия μ-мезона, т.е. мы снова приходим к системе уравнений /5/.

Итак, из приведенных соображений следует, что трехчастичный характер движения во втором канале можно приближенно учесть, вводя диссипацию энергии в этом канале.

Перейдем к обсуждению результатов численного решения уравнений /5/. Поскольку "экспериментальные" значения реальной и мнимой частей длины ядерного рассеяния известны с некоторой неопределенностью, расчеты были проведены с двумя наборами параметров сильного dT-взаимодействия, V_1 и V_2: 1/ V_1 = = 1,16 МэВ, V_2 = 1,8 МэВ, что соответствует a = 39 Фм и b = = -15 Фм; 2/ V_1 = 1,08 МэВ, V_2 = 1,42 МэВ, что соответствует a = 48 МэВ, b = -15 Фм.

Уравнения /5/ решались со следующими граничными условиями:

$$\psi_1(r) \underset{r\to\infty}{\sim} e^{ik_1r} , \quad \mathrm{Im}\,k_1 > 0, \quad k_1 = \sqrt{(E-E_1)\,2\mu_{dT}} , \qquad /10/$$

$$\psi_2(r) \underset{r\to\infty}{\sim} f e^{ik_2r} , \quad \mathrm{Re}\,k_2 > 0 , \quad k_2 = \sqrt{(E+Q-E_\mu)\,2\mu_{^4\mathrm{He}n}} . \qquad /11/$$

Граничное условие /10/ обеспечивает экспоненциальное спадание функции $\psi_1(r)$, т.е. отсутствие d и T на больших расстояниях. Граничное условие /11/ обеспечивает расходящуюся волну в канале $n\,^4$He.

Как обычно, собственные значения находились из условия сшивания решений системы /5/ при $r = r_c$ с функциями, обладающими асимптотиками /10/ и /11/. При этом оказалось, что система уравнений /5/ допускает решение с собственным значением E = = $E_R - i\Gamma/2$, у которого $E_R = 0$, а $\Gamma \sim 10^4$ эВ. Решение такого типа существует при фиксированном значении E_μ, которое в случае набора параметров сильного взаимодействия /1/ получилось равным 2,5 МэВ, а для набора /2/ E_μ = 1,4 МэВ. Итак, молекула, находящаяся в таком состоянии, может испускать жесткие μ-мезоны, с энергией, значительно превышающей характерные мезоатомные энергии. Приведем качественные соображения, иллюстрирующие механизм появления жестких мюонов.

Как уже отмечалось в §2, волновая функция рассматриваемого состояния по мезонной координате будет иметь сильные осцилляции. Такое поведение волновой функции обеспечивает наличие высокоимпульсных компонент в ее спектральном разложении по переменной μ-мезона $/k^2/2\mu - W_0 \simeq 1$ МэВ/, представленных с большим весом, что и будет приводить к значительной вероятности испускания жестких мюонов. И наоборот, из-за практического отсутствия плавных компонент по мюонной переменной в волновой функции этого состояния испускание мягких мюонов с $E_\mu \sim$ кэВ будет подавлено.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенное рассмотрение приводит к следующим качественным заключениям. Во-первых, при учете сильного dT -взаимодействия в молекуле $dT\mu$ при $L=0$ может возникнуть уровень с реальной частью энергии, близкой к нулю, и шириной, значительно превышающей величину, получаемую по теории возмущений. Во-вторых, ядерная реакция из такого состояния приводит к испусканию жестких мюонов с энергией, значительно превышающей характерные мезоатомные энергии.

Итак, эксперименты по наблюдению жестких мюонов $/E_\mu \geq$ ≥ 100 кэВ/ могли бы стать критическими в поисках такого рода состояний.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность О.И.Картавцеву и Ю.А.Симонову за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев В.Б., Зубарев А.Л., Картавцев О.И. ОИЯИ, Р4-80-400, Дубна, 1980.
2. Flowers B.H. Proc.Roy.Soc., 1951, 204, p.503.
3. Виницкий С.И. и др. ОИЯИ, Р4-13036, Дубна, 1980.
4. Барит И.Я., Сергеев В.А. Труды ФИАН, 1969, т.XIV, с.3.
5. Герштейн С.С., Зельдович Я.Б. УФН, 1960, 71, с.581.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 января 1981 года.