

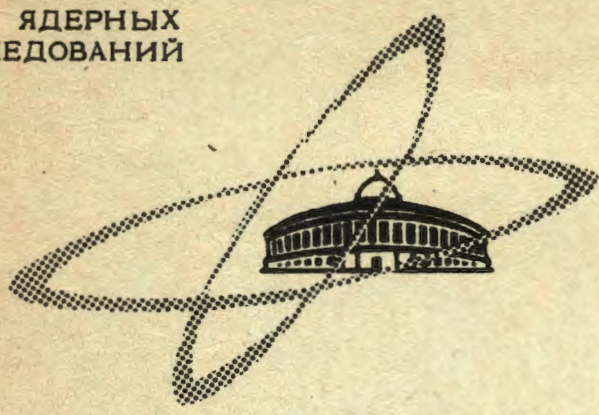
ЯФ, 1969, т. 9, в. 3, с. 494-500

К-887

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 4016



Ю.А.Кудеяров, Р.А.Эрамжян

НУКЛОННЫЕ АССОЦИАЦИИ В ЯДРАХ ${}^6\text{Li}$ И ${}^6\text{He}$
ПО ДАННЫМ НЕКОТОРЫХ РЕАКЦИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

ЛАБОРАТОРИЯ ПОРТИКЕЛОЙ ФИЗИКИ

1968

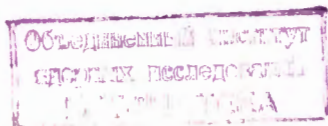
Р4 - 4016

Ю.А.Кудеяров, Р.А.Эрамбян

7486/3 мф.

НУКЛОННЫЕ АССОЦИАЦИИ В ЯДРАХ ${}^6\text{Li}$ И ${}^6\text{He}$
ПО ДАННЫМ НЕКОТОРЫХ РЕАКЦИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в ЯФ



В последнее время было установлено, что формфакторы неупругого рассеяния электронов высоких энергий на ядрах $1p$ -оболочки дают ценную информацию об ассоциировании нуклонов в этих ядрах ^{/1-3/}. В частности, было выяснено, что ядро ${}^6\text{Li}$ обладает ярко выраженной ассоциативной структурой, причём обособление нуклонных ассоциаций в этом ядре настолько велико, что для описания свойств ${}^6\text{Li}$ можно применять простую α - d модель без антисимметризации между ассоциациями ^{/2/}. Такое проявление ассоциативной структуры в ядре ${}^6\text{Li}$ требует согласования с другими экспериментальными данными, относящимися к этому ядру.

Расчёты ^{/3/} формфактора упругого $M1$ -рассеяния электронов, импульсного распределения α -частиц отдачи при поглощении остановившихся π -мезонов и функций угловых корреляций конечных протонов в реакции ${}^6\text{Li}(p, 2p){}^5\text{He}$ с использованием параметров волновых функций ${}^6\text{Li}$, определенных из анализа неупругого квадрупольного рассеяния электронов на этом ядре, показали, что указанные данные неплохо согласуются с фактом существенного обособления нуклонных ассоциаций в ядре ${}^6\text{Li}$.

В настоящей работе наряду с дальнейшим рассмотрением данных по рассеянию электронов на ядре ${}^6\text{Li}$ проводится также анализ процессов β -распада ядра ${}^6\text{He}$ и μ -захвата на ядре ${}^6\text{Li}$ с целью получения дополнительной информации об ассоциировании нуклонов в этих ядрах. Показывается, что совокупность указанных данных может быть понята на единой основе, если для их рассмотрения привлекается модель нуклонных ассоциаций (МНА), которая представляет собой аппарат, наиболее удобный для описания эффектов ассоциирования нуклонов^{/1/}.

В МНА ядро ${}^6\text{Li}$ предполагается состоящим из α - и d -ассоциаций, движущихся друг относительно друга и обменивающихся нуклонами, т.е. волновые функции низших состояний ${}^6\text{Li}$ записываются в виде:^{/2/}

$$\Psi_{LM}(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_6) = \frac{1}{\sqrt{N_L}} \hat{A} \{ \phi(\alpha) \phi(d) \Phi_{LM}(\vec{r}) \chi(S, T) \}, \quad (1)$$

где N — нормировочный множитель;

\hat{A} — оператор антисимметризации;

$\phi(\alpha), \phi(d)$ — внутренние волновые функции α - и d -ассоциаций соответственно;

$\Phi_{LM}(\vec{r})$ — волновая функция относительного движения ассоциаций;

$\chi(S, T)$ — спин-изоспиновая функция ядра.

В свою очередь,

$$\phi(\alpha) = \exp \left\{ -\frac{a_1}{2} \sum_{i=1}^4 (\vec{r}_i - \vec{R}_\alpha)^2 \right\}; \quad \vec{R}_\alpha = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 \vec{r}_i$$

$$\phi(d) = \exp \left\{ -\frac{a_2}{2} \sum_{k=5}^6 (\vec{r}_k - \vec{R}_d)^2 \right\}; \quad \vec{R}_d = \frac{1}{2} \sum_{k=5}^6 \vec{r}_k$$

$$\Phi_{LM}(\vec{r}) = r^2 \exp\left(-\frac{2}{3} \beta r^2\right) Y_{LM}(\Omega_r) \quad (2)$$

для низших состояний с $L=0$ и 2 .

Известно^{/1/}, что в пределе $\alpha_1 = \alpha_2 = \beta$ ($\frac{\beta}{\alpha_1} \equiv x = 1$; $\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \equiv y = 1$) волновая функция (1) и (2), благодаря действию оператора антисимметризации A , переходит с точностью до постоянного множителя в оболочечную волновую функцию [42] $L=0$ или $2 >$. С другой стороны, если параметр $x = \beta/\alpha_1$, характеризующий перекрывание ассоциаций, становится малым, то роль обмена нуклонами между ассоциациями, обусловленного антисимметрией волновой функции, становится также малой, и мы имеем дело с функцией

$$\Psi_{LM}(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_6) = \frac{1}{\sqrt{N_L}} \Psi(a) \phi(d) \Phi_{LM}(\vec{r}) \chi(S, T), \quad (3)$$

где $\Psi(a)$ — внутренняя, полностью антисимметричная и нормированная на единицу волновая функция a -ассоциации.

Функция (3), по существу, является волновой функцией простейшей $a-d$ модели.

Как показал анализ данных по упругому и неупругому квадрупольному рассеянию быстрых электронов с возбуждением уровня $J^\pi = 3^+$ (2,18 Мэв) в ядре ${}^6\text{Li}$, одновременное описание этих данных достигается в МНА при одном и том же значении параметров $x=0,3-0,4$; $y=0,7$ ^{/2/}. Значение $x=0,3-0,4$ соответствует существенному обособлению ассоциаций, т.к. при таком x обмен нуклонами между ассоциациями играет малую роль: формфакторы, рассчитанные при строгом учёте антисимметризации, практически совпадают с теми, которые получены без ее учёта, т.е. структура ядра ${}^6\text{Li}$ оказывается близкой к

простой $\alpha - d$ - модели, и поэтому для описания свойств этого ядра можно использовать волновую функцию (3).

Перейдем теперь к рассмотрению данных по неупругому $M1$ -рассеянию быстрых электронов на ядре ${}^6\text{Li}$.

Уровень $J^\pi = 0^+$ (3,56 Мэв) в ${}^6\text{Li}$ принадлежит изотопическому триплету с $T=1$ ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}^*$, ${}^6\text{Be}$. Это означает, что такой уровень в ${}^6\text{Li}$ и основное состояние ${}^6\text{He}$ обладают сходной структурой. Поэтому анализ неупругого рассеяния электронов с возбуждением уровня $J^\pi = 0^+, T=1$ в ${}^6\text{Li}$, в дополнение к данным по β -распаду ${}^6\text{He}$, даст возможность получить независимую информацию о структуре основного состояния ядра ${}^6\text{He}$.

Из правил отбора по орбитальному моменту и четности следует, что рассеяние электронов на ${}^6\text{Li}$ с возбуждением уровня $J^\pi = 0^+$,

$T=1$ вызвано поперечной $M1$ составляющей электромагнитного взаимодействия ^{/4/}.

Расчёт, проведенный в предположении $\alpha - d$ - модели без антисимметризации между ассоциациями для ${}^6\text{Li}$, т.е. с волновыми функциями (3) приводит к следующему выражению для формфактора неупругого $M1$ рассеяния электронов:

$$|F(M1, q^2; 1^+ \rightarrow 0^+)|^2 = \left(\frac{\hbar c \alpha_1^{1/2}}{M c^2} \right)^2 \frac{(\gamma_p - \gamma_n)^2}{3^3} \frac{q^2}{\alpha_1}$$

$$\frac{2^9 x_1^{7/2} x_2^{7/2} y_1^{3/2} y_2^{3/2}}{(x_1 + x_2)^7 (y_1 + y_2)^3} \left\{ 1 - \frac{2}{9(x_1 + x_2)} \frac{q^2}{\alpha_1} + \frac{1}{135(x_1 + x_2)^2} \left(\frac{q^2}{\alpha_1} \right)^2 \right\}^2 \quad (4)$$

$$\cdot \exp \left\{ - \left(\frac{1}{9(x_1 + x_2)} + \frac{1}{2(y_1 + y_2)} \right) \frac{q^2}{\alpha_1} \right\},$$

где $\gamma_p = 2,79$ и $\gamma_n = -1,91$ – магнитные моменты протона и нейтрона соответственно; M – масса нуклона; q – импульс, переданный электрону при рассеянии, индексы 1 и 2 в параметрах относятся к основному и возбужденному состоянию ${}^6\text{Li}$ соответственно.

Результаты расчёта, выполненного в (4) при значении параметров $x_1 = 0,4$ и $y_1 = 0,7$, определенных из анализа квадрупольного рассеяния электронов, представлены на рис. 1. Параметр α_1 выбирался равным $0,433 \text{ фм}^{-2}$, как для свободной α -частицы. Там же приведены экспериментальные данные ^{/5/}.

Поскольку формфакторы слабо зависят от величины параметра ^{/2/} y , то y_2 выбирался равным y_1 . По параметру x_2 было проведено варьирование. Из рисунка видно, что экспериментальные данные хорошо соответствуют представлению об α -d структуре уровня $J^\pi = 0^+$, $T=1$ в ядре ${}^6\text{Li}$. Наилучшее согласие получается при следующих значениях параметров: $x_1 = 0,4$ и $x_2 = 0,35$.

Представляет интерес согласование данных по неупругому $M1$ -рассеянию электронов на ${}^6\text{Li}$ с возбуждением уровня $J^\pi = 0^+$ (3,56 МэВ) с данными по времени жизни этого уровня по отношению к $M1$ -переходу. Результаты соответствующего расчёта представлены на рис. 2. Из рисунка видно, что имеется качественное согласие этих данных. К сожалению, количественное сравнение невозможно провести из-за неоднородности имеющихся экспериментальных данных ^{/6,7/}.

С целью получения дополнительной и независимой информации об ассоциативной структуре ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$, необходимо рассмотреть процессы с участием обоих ядер.

Особый интерес представляет реакция



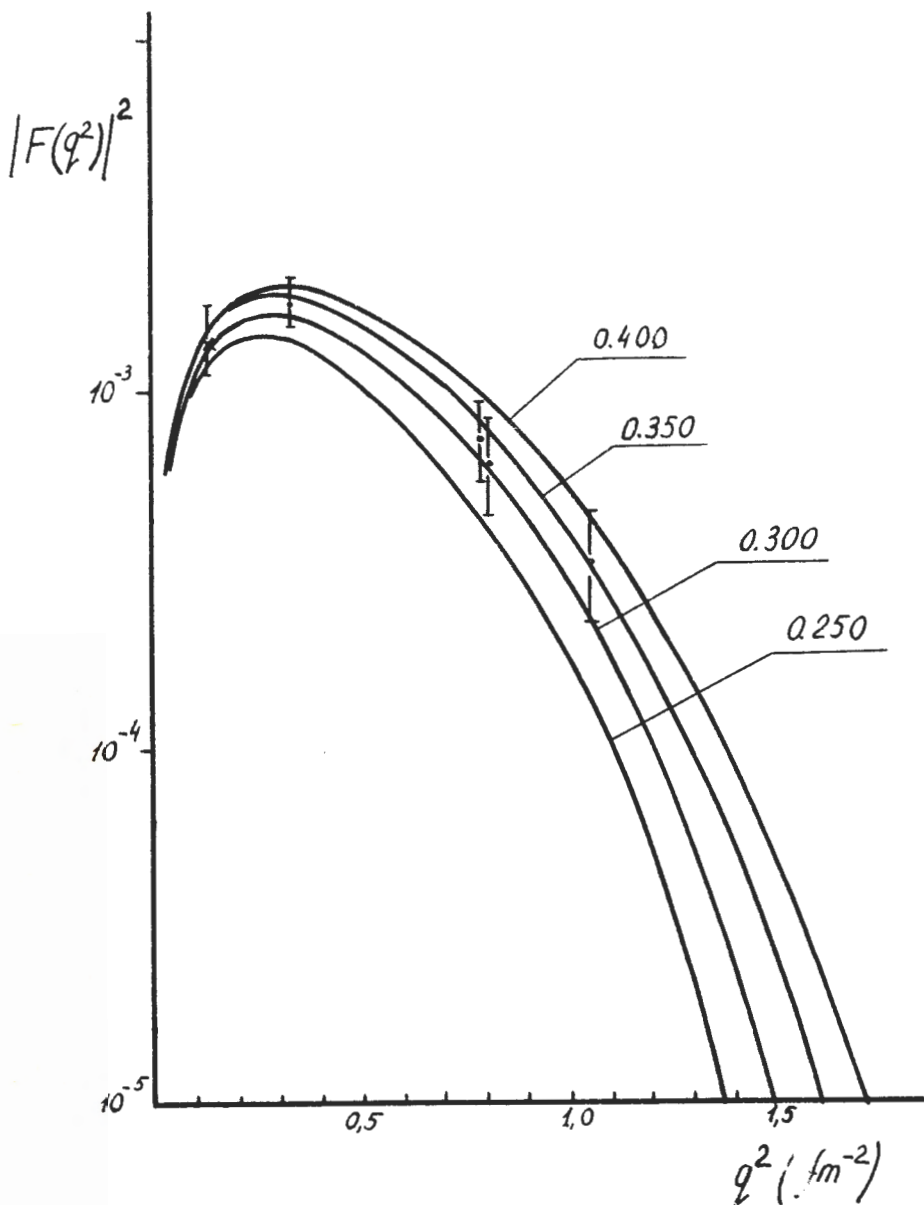


Рис. 1. Формфактор неупругого рассеяния электронов на ядре ${}^6\text{Li}$ с возбуждением уровня $J^\pi = 0^+$ (3,56 Мэв).

В теоретических работах она рассмотрена довольно подробно /8-11/. Наибольшей полнотой отличается работа /10/, в которой исследуется чувствительность значения вероятности реакции (5) к виду волновых функций ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$. В частности, рассматривается ряд функций МНА ядра ${}^6\text{Li}$, предложенных ранее разными авторами для описания энергетического спектра, энергии связи в основном состоянии и средне-квадратичного радиуса этого ядра. Основной вывод, к которому приходят они /10/, заключается в том, что парциальная вероятность μ -захвата на ${}^6\text{Li}$ с переходом в основное состояние ${}^6\text{He}$, очень чувствительна к величине модельных параметров. Поэтому значительный интерес представляет задача вычисления вероятности реакции (5) с помощью функций МНА, параметры которых определены из экспериментов по неупругому рассеянию электронов.

Прежде чем вычислять вероятность μ -захвата, воспользуемся экспериментальным значением величины f_r для β -распада ${}^6\text{He}$ с целью определения параметров функции МНА этого ядра. Считая два нейтрона в ${}^6\text{He}$ нуклонной ассоциацией, запишем волновую функцию ${}^6\text{He}$ в виде

$$\Psi({}^6\text{He}) = \frac{1}{\sqrt{N_L}} \Psi(\alpha) \phi(2n) \Phi_{LM}(\vec{r}) \chi(S=0, T=1) \quad (6)$$

и, используя функцию (3) для ${}^6\text{He}$, получим:

$$f_r = \frac{6200}{\lambda^2 M^2}; \quad M^2 = \frac{3 \cdot 2^8 x_1^{7/2} x_2^{7/2}}{(x_1 + x_2)^7}, \quad (7)$$

где $\lambda^2 = (g_A \beta / g_V \beta)^2 = 1,4$ - отношение квадратов аксиальной и векторной констант слабого взаимодействия.

При выводе (7) предполагалось полное перекрывание между функциями $\phi(d)$ и $\phi(2a)$, т.е. $y_1 = y_2$.

График зависимости рассчитанного с помощью (7) значения f_r от величины параметра x_2 при значении $x_1 = 0,4$ приведен на рис. 3. Минимальное значение функции $f_r(x_2)$, равное 740 сек, соответствует полному перекрыванию радиальных частей волновых функций начального и конечного ядер. Заштрихованная полоса изображает область экспериментально определенных значений f_r от максимального значения, равного 862 сек^{/12/}, до минимального, равного 793 сек^{/13/}. В эту область попадает значение $f_r = 802$ сек^{/12/}, определенное в^{/14/} при усреднении результатов четырнадцати экспериментов.

Результаты расчёта показывают, что данные по β -распаду не дают однозначной информации о величине параметров ассоциативной функции ${}^6\text{He}$. Сравнение с данными по рассеянию электронов с возбуждением аналогового состояния в ядре ${}^6\text{Li}$ показывает, что реальным значением параметра обособления ассоциаций в ядре ${}^6\text{He}$ является значение $x_2 = 0,3$.

Перейдем теперь к вычислениям вероятности μ -захвата на ядре ${}^6\text{Li}$, описываемого реакцией (5).

В рамках универсального $V - A$ -взаимодействия Ферми и гипотезы сохраняющегося векторного тока эта вероятность имеет следующий вид^{/8/}:

$$\Lambda_{\mu} = \frac{G_{G-T}^2 q^2}{2\pi} \int \frac{d\Omega_q}{4\pi} |M_{G-T}|^2, \quad (8)$$

где

$$G_{G-T}^2 = G_A^2 + \frac{1}{3} (G_P^2 - 2G_P G_A).$$

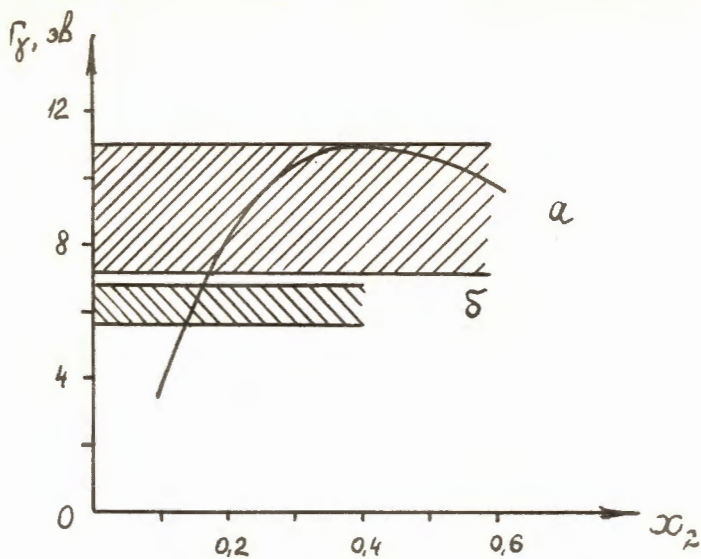


Рис. 2. Зависимость рассчитанной ширины M1 перехода в ${}^6\text{Li}$ от величины параметра x_2 . а - экспериментальные данные работы [76]. б - экспериментальные данные работы [77].

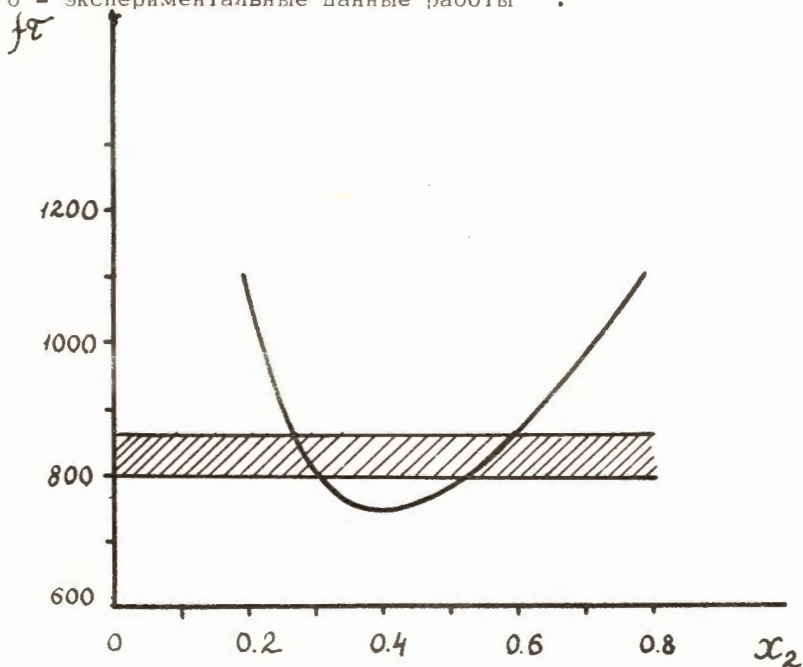


Рис. 3. Зависимость рассчитанного значения f_T для β -распада ${}^6\text{He}$ от величины параметра x_2 .

В свою очередь,

$$G_A = g_A^\mu - g_V^\mu (\gamma_p - \gamma_n) \frac{q}{2M}$$

$$G_p = \{ g_p^\mu - g_A^\mu - g_V^\mu (\gamma_p - \gamma_n) \} \frac{q}{2M}$$

и

$$g_A^\mu = g_A^\beta$$

$$g_V^\mu = 0,972 g_V^\beta.$$

Гамов-теллеровский ядерный матричный элемент в (8) определяется выражением:

$$|M_{G-T}|^2 = \frac{1}{2J_i + 1 M_i' M_i} \sum_{j=1}^{\lambda} | \langle f | \sum_{i=1}^{\lambda} r_i^{(-)} \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}_i) \vec{\sigma}_i \cdot \phi_\mu(\vec{r}_i) | i \rangle |^2, (9)$$

где $\phi_\mu(\vec{r}_i)$ -нерелятивистская волновая функция μ -мезона на K -орбите мезоатома.

Для легких и средних ядер волновая функция μ -мезона слабо меняется внутри ядра. Поэтому обычно ее выносят из-под знака интеграла, заменяя средним значением $\langle \phi_\mu^2 \rangle_{\text{ср}}$. Удобно пользоваться безразмерной величиной

$$R = \langle \phi_\mu^2 \rangle_{\text{ср}} / \langle \phi_\mu(0) \rangle^2,$$

где

$$\langle \phi_\mu(0) \rangle^2 = (\alpha Z m'_\mu)^3 / \pi.$$

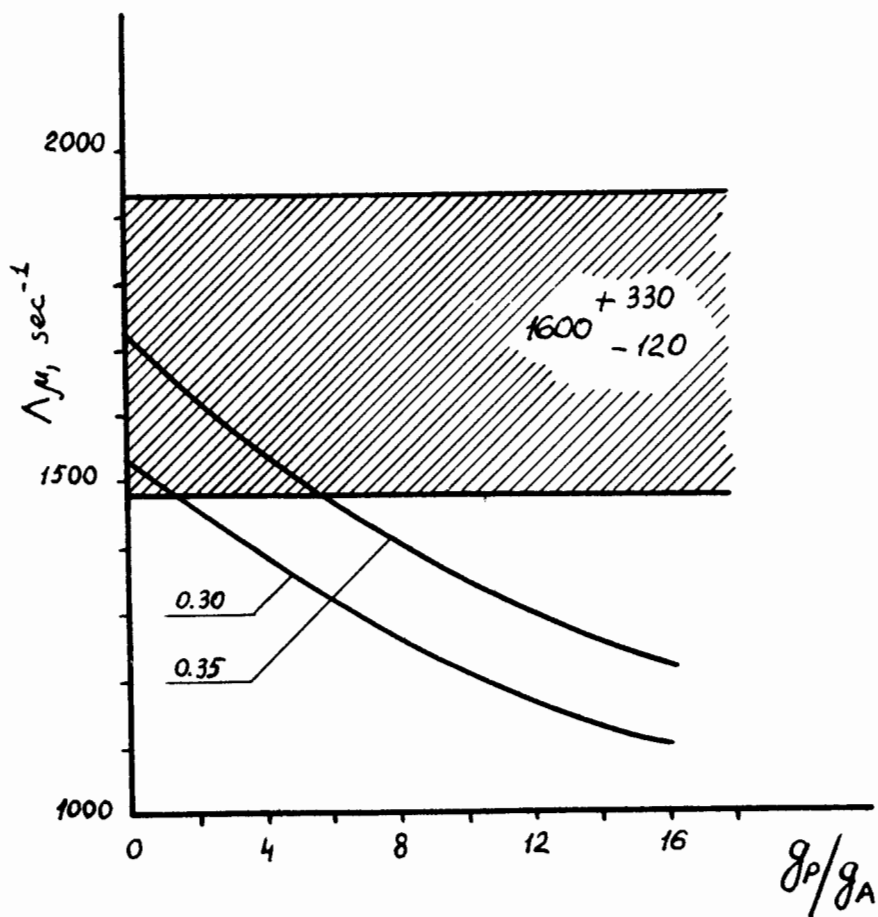


Рис. 4. Зависимость вероятности μ -захвата на ядре ${}^6\text{Li}$ от величины наведенного псевдоскаляра.

Здесь $m'_\mu = \frac{m_\mu}{1 + m_\mu / AM}$ - приведенная масса μ - мезона, $\alpha = 1/137$.
 Величина R вычислена в работе /15/. Для ${}^6\text{Li}$ она оказалась равной 0,92.

Отметим, что при выводе (8) пренебрегалось вкладом членов, зависящих от скорости, т.к. они составляют лишь несколько процентов /9/.

Для ядра ${}^6\text{Li}$

$$\Lambda_\mu = 4(\alpha Z m'_\mu)^3 \frac{G_{G-T}^2 q^2 R}{\pi^2} \int \frac{d\Omega_q}{4\pi} |M_{G-T}|^2. \quad (10)$$

Вычисление радиального интеграла в (9) в предположении МНА без антисимметризации между ассоциациями для ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ сводится к вычислению радиального интеграла для неупругого М1 -рассеяния электронов на ядре ${}^6\text{Li}$. В результате получим:

$$\Lambda_\mu = D \frac{2^{10} x_1^{7/2} x_2^{7/2} y_1^{3/2} y_2^{3/2}}{(x_1 + x_2)^7 (y_1 + y_2)^3} \left\{ 1 - \frac{2}{9(x_1 + x_2)} \frac{q^2}{\alpha_1} + \frac{1}{135(x_1 + x_2)^2} \left(\frac{q^2}{\alpha_1} \right)^2 \right\}^2. \quad (11)$$

$$\cdot \exp \left\{ - \frac{1}{3(x_1 + x_2)} + \frac{1}{2(y_1 + y_2)} \right\} \frac{q^2}{\alpha_1},$$

где

$$D = (\alpha Z m'_\mu)^3 G_{G-T}^2 \frac{R q^2}{\pi^2}.$$

При μ -захвате на ${}^6\text{Li}$ вылетевшее нейтрино имеет импульс $q \approx 100,56$ Мэв/с. Константа слабого взаимодействия была взята равной $1,40 \cdot 10^{-49}$ эрг·см³ и $g_A^\beta / g_V^\beta = -1,18$.

Результаты расчёта вероятности μ -захвата при оптимальных^{/17/} значениях параметров $x_1 = 0,4$; $x_2 = 0,30$ и $0,35$, определенных из данных по рассеянию электронов и β -распаду, приведены на рис.4. Полученные значения вероятности μ -захвата при $x_1 = 0,4$ и $x_2 = 0,3$, близки к значению $\Lambda_\mu = 1160$ сек^{-1/10/}, найденному с помощью "улучшенной" функции МНА, которая была предложена Вильдермутом^{/16/} специально для правильного описания среднеквадратичного радиуса этого ядра^{x/}. Конструкция этой функции отличается от функции (3), используемой нами: она является многопараметровой и в нее параметр x явным образом не входит. В работе^{/2/} было найдено, что максимальное перекрытие функции Вильдермута и функции (3) достигается при значении параметра $x = 0,3$, что близко к используемым нами параметрам. Этим и объясняются близкие значения рассчитанных вероятностей μ -захвата.

Сравнение с экспериментальными данными^{/18/} по μ -захвату показывает, что при $x_2 = 0,35$ согласие с теорией хорошее. Конечно, для более детального сравнения необходимо было учесть и скоростные члены, вклад которых привел бы к некоторому увеличению теоретической вероятности захвата. Это привело бы к лучшему согласию с экспериментом. Однако мы не преследовали эту цель.

Таким образом, анализ данных по неупругому $M1$ -рассеянию электронов на ядре ${}^6\text{Li}$, β -распаду ${}^6\text{He}$ и μ -захвату на ${}^6\text{Li}$, проведенный в рамках МНА, позволяет с единой точки зре-

^{x/} Отметим, что функция (3) также правильно описывает среднеквадратичный радиус ядра ${}^6\text{Li}$: $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 2,4$ ферми ($x_1 = 0,4$ и $y_1 = 0,7$).

ния понять совокупность этих данных, что, в свою очередь, является дополнительным подтверждением проявления ассоциирования нуклонов в ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$.

Авторы благодарят В.Г.Неудачина и Ю.Ф.Смирнова за интерес к работе и многочисленные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г.Неудачин, Ю.Ф.Смирнов *Atomic Energy Review*, 3, 157 (1965).
2. Ю.А.Кудеяров, Ю.Ф.Смирнов, М.А.Чеботарев. *ЯФ*, 4, 1048 (1966).
3. Ю.А.Кудеяров, В.Г.Неудачин, С.Г.Серебряков, Ю.Ф.Смирнов, *ЯФ* 6, 1203 (1967).
4. R.S.Willey. *Nucl. Phys.*, 40, 529 (1963).
5. R.M.Hutcheon, T.E.Drake, V.W.Stobil, G.A.Beer, H.S.Caplan. *Nucl. Phys.*, A107, 266 (1968).
6. L.Cohen, R.A.Tobiss. *Nucl. Phys.*, 14, 243 (1959).
7. W.C.Barber, F.Berthold, G.Ricke, F.E.Gudden. *Phys. Rev.*, 120, 2081 (1960).
8. A.Fujii, H.Primakoff. *Nuovo Cimento* 12, 327 (1959).
9. H.Uberall. *Phys. Rev.*, 116, 218 (1959).
10. A.Lodder, C.C.Jonker. *Phys. Lett.*, 15, 245 (1965).
11. C.W.Kim, H.Primakoff, *Phys. Rev.*, 140, B566 (1965).
J.Delorme. *Nuovo Cimento* 32, 1360 (1964).
12. S.Malmskog, J.Konijn. *Nucl. Phys.*, 38, 196 (1962).
13. J.K.Bienlein, F.Pleasanton. *Nucl. Phys.*, 37, 529 (1962).
Nucl. Phys., 40, 694 (1963).
14. T.Lauritsen, F.Ajzenberg. *Nucl. Phys.*, 78, 20 (1966).
15. K.W.Ford, J.G. Willis. *Nucl. Phys.*, 35, 295 (1962).

16. E.W.Schmid, K.Wildermuth, Y.C.Tang. *Phys.Lett.*, 7, 263 (1963).
17. Ю.А.Кудеяров, Р.А.Эрамжян. Сообщения Межд. симпозиума по структуре ядра. Дубна, 1968 стр. 133.
18. J.P.Deutsch, L.Grenacs, P.Igo-Kemenes, P.Lipnik, P.C.Macg. *Phys. Lett.*, 26B, 315 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 августа 1968 года.