

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



26/11-76  
12 - 9473

К-60

1669/2-76

А.Колачковски, В.А.Халкин

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕЖГАЛОГЕННОГО ОБМЕНА  
ДЛЯ ПРЕПАРАТИВНОГО ПОЛУЧЕНИЯ  
АСТАТБЕНЗОЛА И ЙОДБЕНЗОЛА

76-62

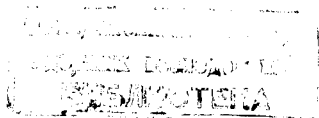
**1976**

12 - 9473

А.Колачковски, В.А.Халкин

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕЖГАЛОГЕННОГО ОБМЕНА  
ДЛЯ ПРЕПАРАТИВНОГО ПОЛУЧЕНИЯ  
АСТАТБЕНЗОЛА И ЙОДБЕНЗОЛА

Направлено в журнал "Radioanal. and Radiochem.  
Letters"



### *Введение*

Получение йодбензола, меченого радиоактивными изотопами йода, а также астатбензола - довольно сложная и длительная процедура. Она осуществляется либо обычными методами органического синтеза с использованием исходного радиоактивного препарата галогена /1-3/, либо на основе межгалогенного обмена с йодониевыми солями и последующим разложением промежуточных соединений /3,4/.

Исследования изотопного обмена в системах:  $\text{Na}^{131}\text{J} - \text{J Ph}$  - органический растворитель /5,6/ и  $^{131}\text{J}_2 - \text{J Ph}$  - органический растворитель /7/ показали, что этот путь малопригоден для препаративных целей. Меченый йодбензол, с выходом около 90%, был получен только при радиационно-химическом индуцировании реакции изотопного обмена между  $\text{J Ph}$  и растворенного в нем  $^{131}\text{J}_2$  гамма-лучами  $^{60}\text{Co}$  /8/.

Простой способ введения радиоактивного галогена в молекулу йодбензола был предложен Самсоном /3/. Он производил обмен в заполненной кизельгуром газохроматографической колонке при температуре 130-200°C между парами йодбензола и сорбированными на кизельгуре  $^{131}\text{J}^-$  или  $\text{At}^-$ . Последующее разделение смеси паров галоидорганики позволяло получать меченый йодбензол с высокой удельной радиоактивностью, либо  $\text{At Ph}$  без примеси стабильных галогенов. По мнению автора, найденные им условия межгалогенного обмена применимы для процесса радиоактивной метки лишь относительно низкокипящих галогенорганических соединений. Однако,

исходя из чисто формальной аналогии, можно предположить, что межгалогенный обмен должен идти и при замене газовой фазы конденсированной жидкой фазой. И, следовательно, таким путем радиоактивные атомы галоидов можно вводить в молекулы выкипающих органических веществ.

Так как возможность такой реакции не следует из существующих модельных представлений о взаимодействии галогенидов с фенильным кольцом<sup>/9/</sup>, предположение о межгалогенном обмене между твердой и жидкой фазами мы экспериментально проверили на примере систем:  $\text{Na}^{131}\text{J} - \text{Br Ph}$  и  $\text{Na At} - \text{Br Ph}$ .

### Экспериментальная часть

Бромбензол квалификации "Химически чистый" дистиллировали /фракция  $155 \pm 0,5^\circ\text{C}$ / и хранили над порошком металлического серебра, *n*-декан квалификации "Химически чистый" дополнительной очистке не подвергался.

Астат получен в реакциях расщепления тория протонами с энергией 680 МэВ. Очистка и концентрирование элемента проведены методом теллурических колонок<sup>/10/</sup>. Астат в щелочном (1М NaOH) растворе, по результатам электрофореза на бумаге, был только в форме астатид-иона.  $\text{Na}^{131}\text{J}$  без носителя в буферном стабилизирующем растворе ( $2,5 \cdot 10^{-3}\text{M Na}_2\text{CO}_3 - 2 \cdot 10^{-2}\text{M Na HCO}_3 - 1 \cdot 10^{-2}\text{M Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ ) был приготовлен в лаборатории OPIDI - Варшава. Для получения щелочного раствора  $^{131}\text{J}$  сорбировали из солянокислого раствора на теллурической колонке, из которой его элюировали 0,1 М NaOH. В полученном препарате  $^{131}\text{J}$  был в форме йодида.

Радиохимическая чистота астата и  $^{131}\text{J}$  контролировалась по спектрам  $\gamma$ -излучения препаратов этих радиоактивных нуклидов.

Для исследования реакции межгалогенного обмена щелочные растворы астата и йода /0,2 мл/ высушивали в стеклянных пробирках при пониженном давлении /10-15 Тор/, добавляли по 2 мл Br Ph, закрывали пробирки

обратными холодильниками, помещали в нагретую до  $160^\circ\text{C}$  масляную баню и выдерживали там заданное время. Далее отбирали бромбензол, а следы его отгоняли из пробирок при пониженном давлении. Сухие щелочные остатки растворяли в 2 мл воды. По активностям органических и водных фаз определяли извлечение галогенидов в бромбензол. Относительные количества в бромбензольном растворе  $^{131}\text{J Ph}$  и  $\text{At Ph}$ , которые образовались в результате реакций межгалогенного обмена, оценивали по результатам анализа методом бумажной хроматографии с промежуточной зоной мелкодисперсного металлического серебра и *n*-деканом в качестве элюента<sup>/11/</sup>. Измерение относительных активностей препаратов радиоактивных нуклидов проводилось сцинтилляционными счетчиками.

### Результаты и обсуждение

Скорости переходов йода и астата в системах: твердый раствор галогенида в NaOH - BrPh при температуре кипения органической фазы зависели от продолжительности процесса и количества щелочи /рис. 1/. Последнее, по-видимому, обусловлено толщиной слоя NaOH, который образуется на стенках пробирки после упаривания водного щелочного раствора. Очевидно, чем выше концентрация NaOH в исходных растворах, тем толще слой, и поэтому процессы извлечения из них ультрамикроколичеств галогенидов бромбензолом протекают медленнее и менее полно. При прочих равных условиях йодид переходил в органическую фазу быстрее и лучше, чем астатид. Возможно, это связано с более медленной диффузией в твердой фазе астатид-иона, размеры которого по имеющимся экстраполяционным оценкам, существенно больше, чем йодид-иона.

Хроматографический анализ на бумаге показал, что в бромбензольных растворах и йод и астат находились, как минимум, в трех химических формах. Формы J-I и At-I двигались вместе с фронтом элюента /рис. 3/; существенно меньше йода и астата оставалось на месте старта /формы J-III и At-III /и сорбировалось серебром

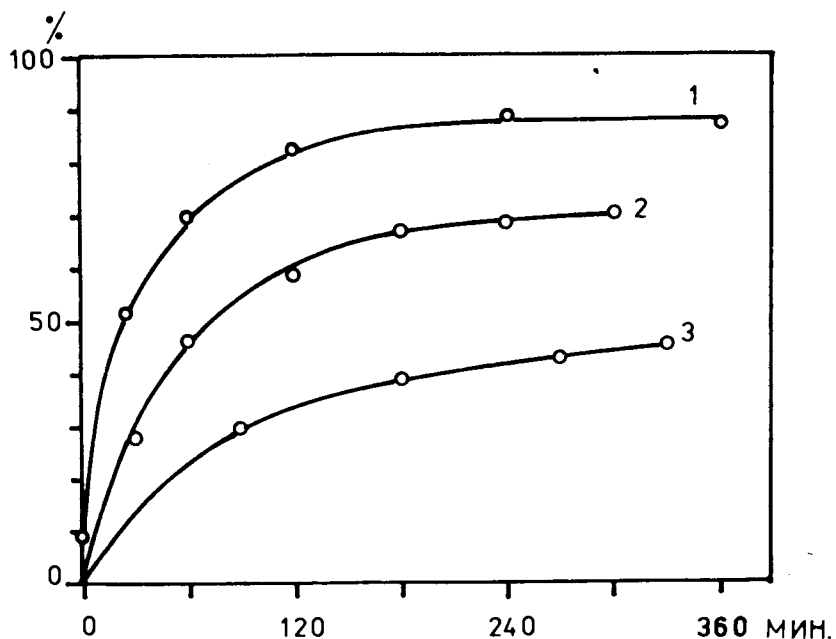


Рис. 1. Извлечение  $^{131}\text{I}$  и At в системе  $\text{NaAt}(^{131}\text{I}) - \text{NaOH} - \text{BrPh}$  в зависимости от продолжительности процесса,  $155^\circ\text{C}$ , 2 мл  $\text{C}_6\text{H}_5\text{Br}$ . . 1 -  $^{131}\text{I}$ ; 2 - At ; 0,4 мг NaOH, 3 - At ; 4 мг NaOH.

/формы J-II и At-II /. Относительные количества форм J-I и At-I резко нарастают в первые полчаса после начала процесса /рис. 2/. Они, в отличие от остальных форм, практически не вымывались из бромбензола разбавленными растворами щелочей /рис. 3б, г/. Формы J-I и At-I идентифицированы нами как йод- и астатбензол. Правильность идентификации была подтверждена результатами газохроматографического анализа бромбензольного раствора формы J-I. Эта форма количественно прошла через газохроматографическую колонку за время, соответствующее времени удержания йод-бензола.

Формы J-II, At-II и J-III, At-III могли быть нейтральными галогенами или интергалогенными комплексами, галогенидами и продуктами галоидирования бумаги. Несомненно, что их более достоверная идентификация

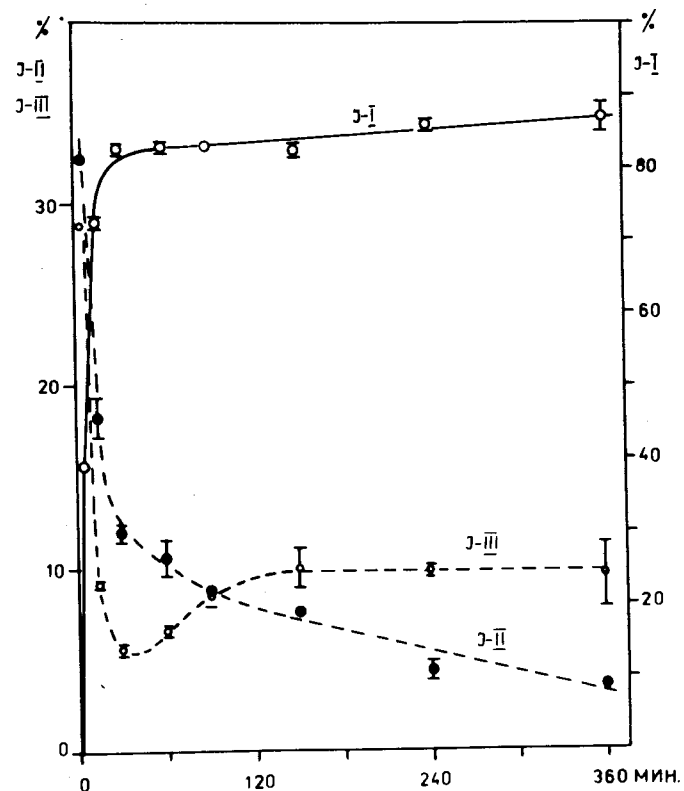


Рис. 2. Относительное содержание форм  $^{131}\text{I}$ , найденных методом бумажной хроматографии /11/ в бромбензоле, в зависимости от продолжительности контакта фаз в системе  $\text{Na}^{131}\text{I} - 0,4 \text{ мг NaOH} - 2 \text{ мл BrPh}$ ,  $155^\circ\text{C}$ .

представляет определенный интерес, но на данном этапе работы мы не смогли провести необходимые исследования в этом направлении.

Приведенные выше результаты можно рассматривать как экспериментальное подтверждение нашего предположения об эффективности метода получения  $^{131}\text{I}Ph$  и  $\text{AtPh}$ , основанного на реакциях межгалогенного обмена. Высокие выходы реакций образования меченых радиоактивными нуклидами галогенбензолов, от 50 до 60% для  $\text{AtPh}$  и 70-80% для  $^{131}\text{I}Ph$  стабильно повторялись

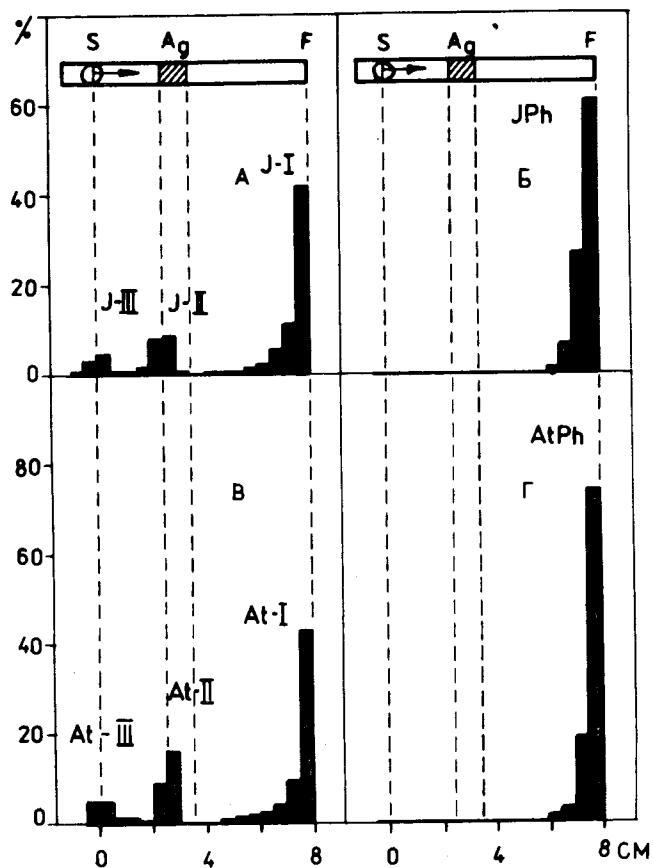
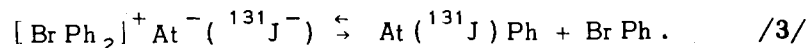
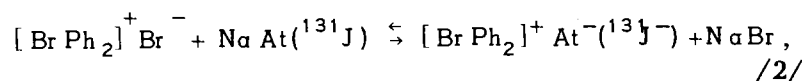
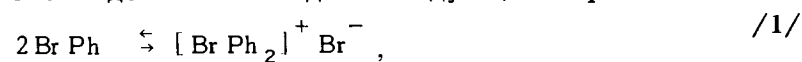


Рис. 3. Результаты хроматографического анализа форм йода и астага в бромбензоле: А:  $\text{Na}^{131}\text{J}-\text{NaOH}-\text{BrPh}$ , В:  $\text{NaAt}-\text{NaOH}-\text{BrPh}$  0,4 мг  $\text{NaOH}$ , 2 мл  $\text{C}_6\text{H}_5\text{Br}$ , 155 С, 15 мин. Формы  $^{131}\text{J}$  /Б/ и астага /Г/, сохранившиеся после трехкратной промывки бромбензольных растворов 0,5 М  $\text{NaOH}$ . S - стартовая точка; Ag - серебряное пятно; F - фронт растворителя. Хроматографическая бумага "медленная", типа ЗММ, плотностью 18,5 мг/см, элюент - декан.

всегда, когда в качестве исходных препаратов использовали щелочные препараты галогенидов. Если же условия менялись, например,  $\text{At}(0)$  или  $^{131}\text{J}(0)$  экстрагировали из водных растворов бромбензолом, затем промытый и высушенный экстракт в течение 2-3 час нагревали до  $155^\circ\text{C}$ , то лишь незначительная часть, от 2 до 10% радионуклидов обменивалась с бромом, а результаты опытов практически не воспроизводились.

С формальной точки зрения можно рассматривать межгалогенный обмен At или  $^{131}\text{J}$ , первоначально фиксированных в форме галогенидов в твердом слое  $\text{NaOH}$ , с  $\text{BrPh}$ , как нуклеофильное замещение в бромониевых солях. При таком подходе для описания процесса можно было бы использовать модельную схему, которая приведена в работе /7/ для объяснения изотопного обмена в системе  $\text{J}_2 - \text{JPh}$ . Применительно к нашим условиям эта схема должна выглядеть следующим образом:



Но имеющиеся в нашем распоряжении экспериментальные данные, к сожалению, не позволяют принять эту модель как единственно возможную, и тем самым исключить другие, вероятные в выбранных нами условиях пути реакций межгалогенного обмена. Однако, независимо от вопроса о механизме процесса, уже сейчас очевидно, что существует надежный и быстрый способ получения  $\text{AtPh}$  и  $^{131}\text{JPh}$ , растворенных в бромбензоле, откуда их легко выделить газовой хроматографией. Он очень удобен применительно к астату, который методом теллурических колонок выделяется в 1М растворе  $\text{NaOH}$  высокой удельной объемной активности. Совершенно очевидно, что способ не ограничен только галоидбензолами. Он должен быть эффективным и по отношению к другим, более сложным соединениям, в которых потребуется заменить связанный с фенильным радикалом бром- или йодрадиоактивными нуклидами тяжелых галогенов. В этой связи можно

привести в качестве примера методику получения орто-йодгипурата натрия /И.Г./, меченого  $^{123}\text{J}/^{12}$ . Для ввода радиоактивной методики использовалась реакция изотопного обмена в системе 200 мг ИГ - 20 мг  $\text{NaOH}$  10-20 мкг  $\text{NaJ}(^{123}\text{J})$  при 180°C. Обмен проходил на 90% в течение первой минуты после расплавления исходного соединения.

### Выводы

Межгалогенный обмен в системах  $\text{NaOH} - \text{NaAt}(^{131}\text{J}) - \text{BrPh}$  при температуре 155°C позволяет получать  $\text{AtPh}$  и  $^{131}\text{JPh}$  с выходами 50-60% и 70-80% соответственно.

Авторы благодарят А.Ф.Новгородова и Ю.В.Норсеева за помощь при выполнении исследования и ценные критические замечания при обсуждении результатов.

### Литература

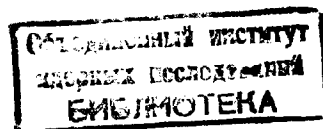
1. J.A.Jensen, G.W.Pearce. *J.Am.Chem.Soc.*, 74, 2436 /1952/.
2. J.D.Roberts, J.K.Sanford, E.L.J.Sixma, H.Cerfontain. *R.Zagt. J.Am.Chem.Soc.*, 76, 4525 /1954/.
3. G.Samson, A.H.W.Aten, Jr., *Radiochim. Acta*, 13, 220 /1970/.
4. В.Д.Нефедов, Ю.В.Норсеев, Х.Савлевич, Н.Н.Синопова, М.А.Торопова, В.А.Халкин. *ДАН СССР*, 144, 806 /1962/.
5. A.M.Kristjansson, C.A.Winkler. *Can.J.Chem.*, 29, 154 /1951/.
6. S.May, M.Sarrafi, A.Vobaure, P.Dandel. *Compt. Rend.*, 233, 744 /1951/.
7. S.Levine, R.M.Noyes. *J.Am.Chem.Soc.*, 80, 2401 /1958/.
8. H.Elias. *Radiochim. Acta*, 6, 107 /1966/.
9. К.К.Ингольд. Теоретические основы органической химии. "Мир", Москва, 1973.
10. М.Бочварова, До Ким Тюнз, И.Дудова, Ю.В.Норсеев, В.А.Халкин. *Радиохимия*, 14, /6/, 858 /1972/.
11. А.Колачковски, В.А.Халкин. *ОИЯИ*, 12-9474, Дубна, 1976.
12. M.L.Thakvi, B.M.Chausey, R.F.Hudson. *Int. J. Appl. Rad. Isotopes*, 26, 319 /1975/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 января 1976 года.

P2 - 9469

Г.Е.Доготарь, Р.А.Эрамжян

ЗАХВАТ МЮОНОВ В ДЕЙТЕРИИ И ВОДОРОДЕ  
И КОНСТАНТЫ МЮОН-НУКЛОННОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ





## **1. ВВЕДЕНИЕ**

Полученные в последнее время новые данные о скорости захвата мюонов ядрами дейтерия<sup>/1/</sup> и свободными протонами<sup>/2,3/</sup> позволяют на более широкой основе проанализировать ситуацию с константами мюон-нуклонного слабого взаимодействия. Этому способствуют также заметные успехи, достигнутые и в теоретическом описании процесса поглощения мюонов дейтоном<sup>/4-6/</sup>. Учет взаимодействия двух вылетевших нейтронов привел к существенному увеличению теоретического значения скорости захвата мюонов дейтоном. В результате - достигнуто довольно хорошее согласие с измеренной величиной. В упомянутых выше теоретических работах неопределенность, обусловленная чисто ядерной стороной задачи, сведена к минимуму, так как учтены все наиболее важные элементы задачи /за исключением, быть может, поправок на обменные токи/. В этой связи представляет интерес проведение анализа обоих процессов при одинаковых предположениях о величинах фиксируемых констант мюон-нуклонного взаимодействия и установление области допустимых значений варьируемых.

## **2. СКОРОСТЬ ЗАХВАТА МЮОНОВ СВОБОДНЫМИ ПРОТОНАМИ**

Скорость захвата мюонов протонами из определенного состояния  $F$  сверхтонкой структуры мезоводорода имеет вид /см., напр.,<sup>/7/</sup>:

$$\Lambda_F(H) = R_\mu(H) \left( \frac{G \cos \Theta_C M_p^2}{2\pi} \right)^2 a^3 \left( \frac{m_\mu}{M_p} \right) \left( \frac{m_\mu}{m_\mu + M_p} \right)^3 \frac{M_n}{m_\mu + M_p} \times$$

$$\times \left[ 1 + \sqrt{1 + \left( \frac{E_\nu}{M_n} \right)^2} \right] \left( \frac{E_\nu}{m_\mu} \right)^2 \frac{m_\mu}{h} \Gamma_F, \quad /1a/$$

где

$$\Gamma_{F=0} = (C_V - 3C_A + C_P)^2 \quad /2/$$

$$\Gamma_{F=1} = (C_V + C_A)^2 - \frac{2}{3} C_P (C_V + C_A) + C_P^2.$$

Величины  $C_V$ ,  $C_A$  и  $C_P$  определены следующим образом:

$$C_V(q^2) = g_V(q^2) \left( 1 + \frac{E_\nu}{2M_n} \right) - g_M(q^2) \frac{E_\nu^2}{2M_p M_n \left[ 1 + \sqrt{1 + \left( \frac{E_\nu}{M_n} \right)^2} \right]};$$

$$C_A(q^2) = g_A(q^2) - \frac{E_\nu}{2M_n} \{ g_V(q^2) + g_M(q^2) \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{M_n}{M_p} \right) \}; \quad /3a/$$

$$C_P(q^2) = \frac{E_\nu}{M_n \left[ 1 + \sqrt{1 + \left( \frac{E_\nu}{M_n} \right)^2} \right]} \{ g_P(q^2) - g_A(q^2) - [g_V(q^2) +$$

$$+ g_M(q^2) \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{M_n}{M_p} \right)] \},$$

где

$$E_\nu = \frac{(m_\mu + M_p)^2 - M_n^2}{2(m_\mu + M_p)} = 0,938 m_\mu \quad /4/$$

$$q^2 = m_\mu^2 \left( \frac{2E_\nu}{m_\mu} - 1 \right) = 0,877 m_\mu^2.$$

Фактор  $R_\mu(H) = 0,992$  учитывает влияние неточечных размеров протонов на волновую функцию мюона.

После подстановки численных значений выражение /1a/ для скорости захвата в водороде принимает следующий вид:

$$\Lambda_F = 14,88 (G \cos \Theta_C)^2 \Gamma_F \quad /1б/$$

/  $G \cos \Theta_C$  подставляется в единицах  $10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 /$ .

Скорость захвата мюонов в водороде измерена в следующих трех случаях:

а. Из ортосостояния мезомолекулярного иона  $\mu p$  /спин двух протонов равен  $S=1$  и полный момент системы  $J=1/2$ /. Скорость захвата в этом случае выражается через скорость захвата из синглетного и триплетного состояний мезоводорода

$$\Lambda_M = 2\gamma \left\{ \frac{3}{4} \Lambda_0 + \frac{1}{4} \Lambda_1 \right\}, \quad /5/$$

где  $\gamma$  есть фактор, учитывающий вероятность нахождения мюона в точке расположения протона. Согласно теоретическим оценкам<sup>8/</sup> эта величина равна

$$2\gamma = 1,01 \pm 0,01.$$

Заметим, что приводимая погрешность величины  $2\gamma$  связана только с разбросом теоретических результатов, полученных в различных приближениях. Численные значения  $\Lambda_\mu$  рассчитывались с величиной  $2\gamma = 1$ .

б. Из смеси синглетного состояния мезоводорода и орто-состояния мезомолекулярного иона. Считается<sup>9/</sup>, что вклад синглетного состояния мезоводорода составляет 17%, а остальные 83% приходятся на  $\mu p$ -ион. В этом случае скорость захвата определяется как

$$\Lambda_{M,0} = 0,17 \Lambda_0 + 0,83 \Lambda_M. \quad /6/$$

в. Из синглетного состояния мезоводорода. В этом случае используется газообразная мишень.

### 3. ЗАХВАТ МЮОНА ДЕЙТОНОМ

Выражение для скорости захвата мюонов дейтоном

$$\mu^- + d \rightarrow 2n + \nu \quad /7/$$

из состояния F мезодейтерия имеет вид

$$\Lambda_F(d) = R_\mu(d) \frac{(G \cos \theta_C M_P^2)^2}{\pi (2\pi)^3} a^3 \left(\frac{m_\mu}{M_P}\right)^2 \left(\frac{M_n}{M_P}\right)^2 \frac{m_\mu}{h} \left[ \frac{1}{1 + \frac{m_\mu}{M}} \right]^3 \times$$

$$\times \int \Gamma_F(d) dE_n = 44,16 R_\mu(d) (G \cos \theta_C)^2 \int \Gamma_F(d) dE_n, \quad /8/$$

где

$$\Gamma_{1/2}(d) = \{ [(G_V - 2G_A)^2 + \frac{2}{3} G_P (2G_V - 4G_A + G_P)] I_t +$$

$$+ \frac{1}{3} (3G_A - G_P)^2 I_s \} + \Gamma_{1/2, vel};$$

$$\Gamma_{3/2}(d) = \{ [(G_V + G_A)^2 - \frac{2}{3} G_P (G_V + G_A - G_P)] I_t +$$

$$+ \frac{1}{3} G_P^2 I_s \} + \Gamma_{3/2, vel}.$$

Величины  $\Gamma_{1/2, vel}$  и  $\Gamma_{3/2, vel}$  учитывают вклад скоростных членов мюон-нуклонного взаимодействия;  $I_t$  и  $I_s$  являются интегралами по импульсу нейтрино

$$I_{t,s} = \int |M_{t,s}|^2 p_\nu dp_\nu \quad /10/$$

от ядерных матричных элементов

$$M_{t,s} = \langle f_{t,s}(\vec{r}, \vec{k}) | \exp(-i\vec{p}_\nu \vec{r}/2) | \Psi_d(\vec{r}) \rangle, \quad /11/$$

где  $\Psi_d(\vec{r})$  - дейтонная волновая функция,  $f_{t,s}(\vec{r}, \vec{k})$  - волновая функция относительного движения двух нейтронов соответственно в триплетном  $t$ - и синглетном  $s$ -состояниях с относительным импульсом  $\vec{k}$ . Константы слабого взаимодействия входят в выражение для скорости захвата в следующих комбинациях:

$$G_V = g_V(q^2) [1 + E_\nu / 2M],$$

$$G_A = g_A(q^2) - [g_V(q^2) + g_M(q^2)] \frac{E_\nu}{2M}, \quad /12/$$

$$G_P = \{ [g_P(q^2) - g_A(q^2)] - [g_V(q^2) + g_M(q^2)] \} \frac{E_\nu}{2M}.$$

Фактор  $R_\mu$  учитывает влияние конечных размеров ядра дейтерия на волновую функцию мюона. Он близок к единице, а в расчетах полагался равным единице.

Волновая функция системы двух частиц как в связанном состоянии  $\Psi_d(\vec{r})$ , так и в непрерывном спектре  $f_{t,s}(\vec{r}, \vec{k})$  рассчитывались численно путем решения уравнения Шредингера с потенциалом Рейда<sup>/10/</sup>. Этому потенциалу соответствует волновая функция дейтона, содержащая 6,50% примеси  $D$ -компоненты. Расчеты проводились с потенциалом, содержащим как мягкий (RSC) так и твердый (RHC) кор. Результаты оказались практически совпадающими в обоих случаях. Потенциал RHC приводит к синглетной длине рассеяния, равной  $a_{nn} = -16,7 \text{ Фм}$  и эффективному радиусу  $r_{nn} = 2,87 \text{ Фм}$ .

#### 4. КОНСТАНТЫ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В расчетах использовались следующие значения констант взаимодействия:

а. Константа слабого взаимодействия  $G \cos \theta_C$  варьировалась в интервале<sup>/11/</sup>

$$1,41 \leq G \cos \theta_C \leq 1,43$$

в единицах  $10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$ ;

б. Зависимость векторной константы связи и константы слабого магнетизма от переданного 4-импульса бралась в дипольном приближении

$$g_V(q^2) = \frac{g_V(0)}{[1 + q^2/M_V^2]^2}; \quad g_M(q^2) = \frac{3,706}{[1 + q^2/M_V^2]^2}; \quad /14/$$

где  $M_V^2 = 0,71 \text{ ГэВ}^2 / c^2$ . В случае протона  $g_V(q^2)$  и  $g_M(q^2)$  и их комбинации принимают следующие значения:

$$g_V(q^2) = 0,973; \quad g_M(q^2) = 3,606;$$

$$C_V(q^2) = 1,014; \quad C_A(q^2) = g_A(q^2) - 0,2411;$$

$$C_P(q^2) = 0,05262 \{g_P(q^2) - g_A(q^2)\} - 0,24106.$$

в. Аксиальная константа взаимодействия варьировалась в интервале

$$-1,26 \leq g_A(0)/g_V(0) \leq -1,20. \quad /15a/$$

Как следует из данных по  $\beta$ -распаду, ее значение равно /12/

$$g_A(0)/g_V(0) = -(1,250 \pm 0,009). \quad /15b/$$

г. Зависимость аксиальной константы от переданного 4-импульса также бралась в дипольном приближении

$$g_A(q^2) = \frac{g_A(0)}{[1 + q^2/M_A^2]^2}. \quad /16/$$

Как следует из экспериментальных данных по рассеянию нейтрино,

$$M_A = /0,87 \pm 0,076/ \text{ ГэВ}/c. \quad /17a/$$

В расчетах использовалась величина

$$M_A^2 = 0,79 \text{ ГэВ}^2/c^2. \quad /17b/$$

д. Константа индуцированного псевдоскалярного взаимодействия задавалась в виде

$$g_P(q^2) = x g_A(0). \quad /18a/$$

Величина  $x$  принимала значение  $x = 2; 6; 8,5$  и  $12$ . Расчет проводился также и с учетом зависимости  $g_P$  от  $q^2$ :

$$g_P(q^2) = \frac{2m_\mu M}{m_\pi^2 + q^2} g_A(0). \quad /18b/$$

В случае свободного протона

$$g_P(q^2) \approx 7 g_A(0) \approx -9 g_V(0). \quad /18в/$$

е. Константа индуцированного тензорного взаимодействия полагалась равной нулю, т.е. считалось, что имеет место  $G$ -инвариантность токов. Включение индуцированного тензорного взаимодействия приведет лишь к замене  $g_P$  на  $(g_P - g_T)$  в выражениях для скорости захвата.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ОБСУЖДЕНИЕ

### 1. Захват мюонов протонами

Зависимость скоростей захвата мюонов протонами  $\Lambda_0$ ,  $\Lambda_M$  и  $\Lambda_{M,0}$  от констант взаимодействия представлена на рис. 1-3 и в табл. 1. Кривые, соединенные прямыми ли-

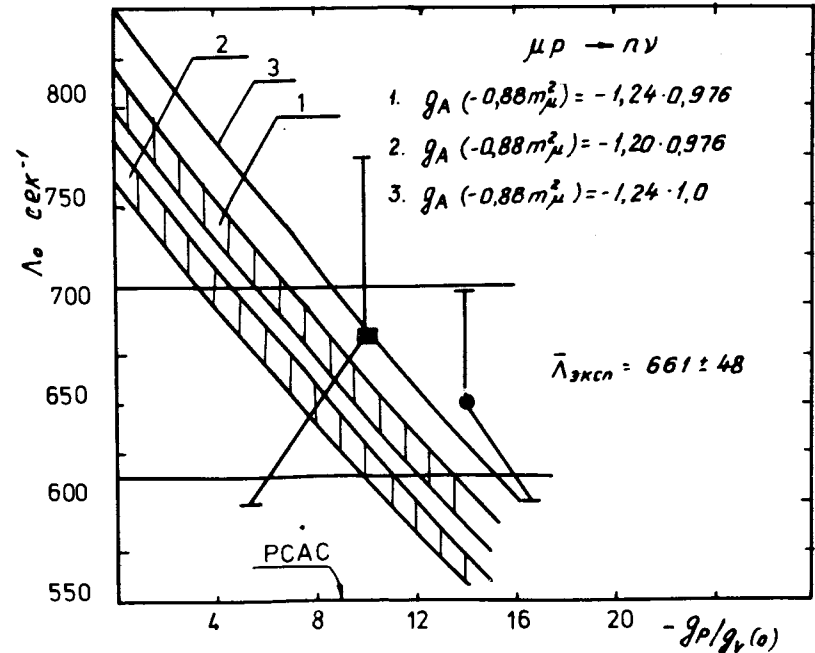


Рис. 1. Зависимость скорости захвата  $\Lambda_0$  мюонов протонами из синглетного состояния мезоводорода от констант взаимодействия.

Таблица 1

Скорости захвата мюонов в водороде в единицах  $c^{-1}$ ;  $G \cos \Theta_C = 1,42$  (вверху) и  $1,41$  (внизу)

| $g_p/g_V(0)$               | $g_A(0)/g_V(0)$ | $\Lambda_0$                              | $\Lambda_1$ | $\Lambda_1/\Lambda_0$                      | $\Lambda_M$                                | $\Lambda_{M,0}$ |
|----------------------------|-----------------|--|-------------|--|--|-----------------|
| -7,0                       | -1,20           | 663                                      | 9,39        | 0,0142                                     | 501  | 529             |
|                            | -1,24           | 698                                      | 9,89        | 0,0142                                     | 527  | 556             |
| -9,0                       | -1,20           | 634                                      | 12,34       | 0,0195                                     | 480  | 506             |
|                            | -1,24           | 667                                      | 12,75       | 0,0191                                     | 505  | 533             |
| -11,0                      | -1,20           | 605                                      | 15,96       | 0,0260                                     | 459  | 484             |
|                            | -1,24           | 638                                      | 16,3        | 0,0255                                     | 484  | 510             |
| Экспериментальные значения |                 | $651 \pm 57 / 3 /$<br>$686 \pm 88 / 2 /$ |             | $515 \pm 85 / 14 /$<br>$464 \pm 42 / 15 /$ | $428 \pm 85 / 16 /$<br>$450 \pm 50 / 17 /$ |                 |
| Среднее значение           |                 | $661 \pm 48$                             |             | $474 \pm 37$                               | $444 \pm 53$                               |                 |
| -7,0                       | -1,20           | 654                                      | 9,26        | 0,0142                                     | 494  | 522             |
|                            | -1,24           | 688                                      | 9,75        | 0,0142                                     | 519  | 548             |
| -9,0                       | -1,20           | 625                                      | 12,17       | 0,0195                                     | 473  | 499             |
|                            | -1,24           | 658                                      | 12,57       | 0,0191                                     | 498  | 525             |

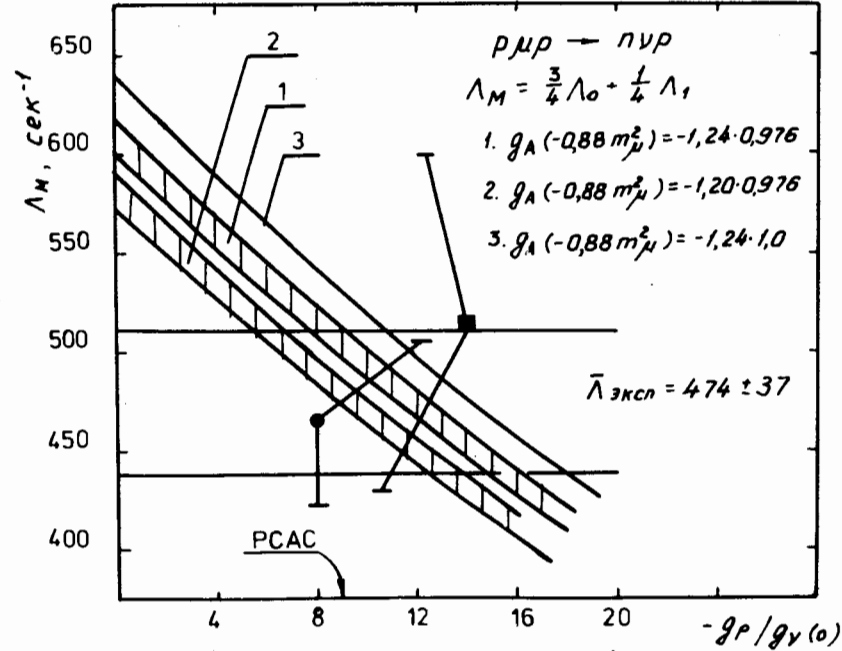


Рис. 2. Зависимость скорости захвата  $\Lambda_M$  мюонов протонами из орто-состояния мезомолекулярного иона  $p\mu r$  от констант взаимодействия.

ниями, отличаются лишь величиной  $G \cos \Theta_C$ . Верхней кривой соответствует значение  $G \cos \Theta_C = 1,43$ , а нижней -  $G \cos \Theta_C = 1,41$ . При  $M_A \rightarrow \infty$ , что соответствует на рисунках кривой 3,  $G \cos \Theta_C$  полагалось равным 1,43. Если учесть зависимость  $g_A$  от  $q^2$ , то кривой 3 будет соответствовать величина  $g_A(q^2) = -1,27 \cdot 0,976$ . На рисунках приводятся также результаты измерений соответствующих величин /1-3,14-17/ и их средние значения.

#### б. Захват из синглетного состояния мезоводорода

Результаты расчетов скорости захвата мюонов протонами из синглетного состояния мезоводорода в целом очень хорошо согласуются с экспериментальными дан-

ными. В частности, если  $g_A(0)/g_V(0) = -1,24$ , тогда с учетом разброса величины  $G \cos \Theta_C$

$$-5,5 \geq g_P/g_V(0) \geq -13,5.$$

Значение  $g_A(0)/g_V(0) = -1,26$  также не противоречит экспериментальным данным, но несколько смещает область допустимых значений  $g_P$ :

$$-7 \geq g_P/g_V(0) \geq -15.$$

#### в. Захват из орто-состояния мезомолекулярного иона

Результаты расчетов в целом также очень хорошо согласуются с экспериментальными данными. Область допустимых значений варьируемых констант взаимодействия практически оказывается такой же, как и в случае захвата мюонов из синглетного состояния мезоводорода.

#### г. Захват из смеси мезоводорода и мезомолекулярного иона

В отличие от двух предыдущих случаев, для согласования теории с экспериментом требуется смещение области допустимых значений константы  $g_P$  в сторону больших значений, или  $g_A$  - в сторону меньших. Однако следует иметь в виду и возможную неточность определения доли мезоводорода в смеси. Если в действительности в смеси содержится меньшая доля мезоводорода, то это приведет к уменьшению теоретического значения скорости захвата и к лучшему согласию с экспериментом.

#### д. Захват из триплетного состояния мезоводорода

Хотя экспериментальные данные о скорости захвата мюонов из триплетного или из статистической смеси состояний сверхтонкой структуры мезоводорода отсутствуют, возможности измерения этих величин уже обсуждаются в различных лабораториях. Измерение этих характеристик позволит получить очень важную информацию о константах слабого взаимодействия. Чтобы исключить неоднозначность, связанную с неточным знанием величины  $G \cos \Theta_C$ , целесообразно рассматривать отношение скоростей захвата из триплетного  $\Lambda_1$  и синглетного  $\Lambda_0$  состояний. Это отношение равно

$$\Lambda_1/\Lambda_0 = \Gamma_1/\Gamma_0. \quad /19/$$

Зависимость  $\Lambda_1/\Lambda_0$  от констант  $g_A$  и  $g_P$  приведена в

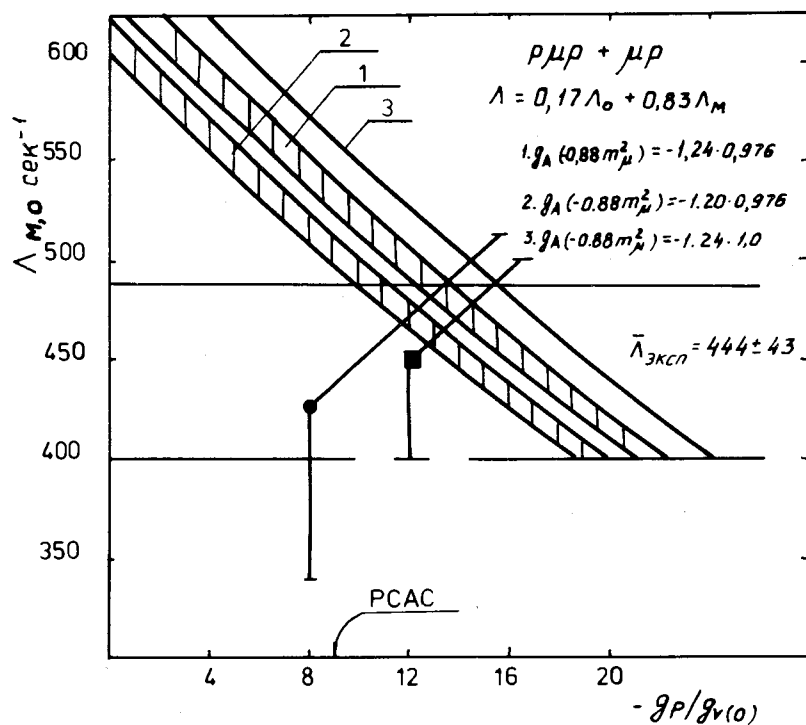


Рис. 3. Зависимость скорости захвата  $\Lambda_{M,0}$  мюонов протонами из смеси синглетного состояния мезоводорода и ортосостояния мезомолекулярного иона  $p p + \mu p$  от констант взаимодействия.

табл. 1 и на рис. 4. В области изменения константы индуцированного псевдоскаляра, определяемой соотношением  $-4 \geq g_p/g_V(0) \geq -12$ , отношение скоростей оказывается очень близким для всех значений константы  $g_A(0)$  в области  $-1,20 \geq g_A(0)/g_V(0) \geq -1,24$  и постепенно расходится с увеличением или уменьшением величины  $g_A(0)/g_V(0)$ .

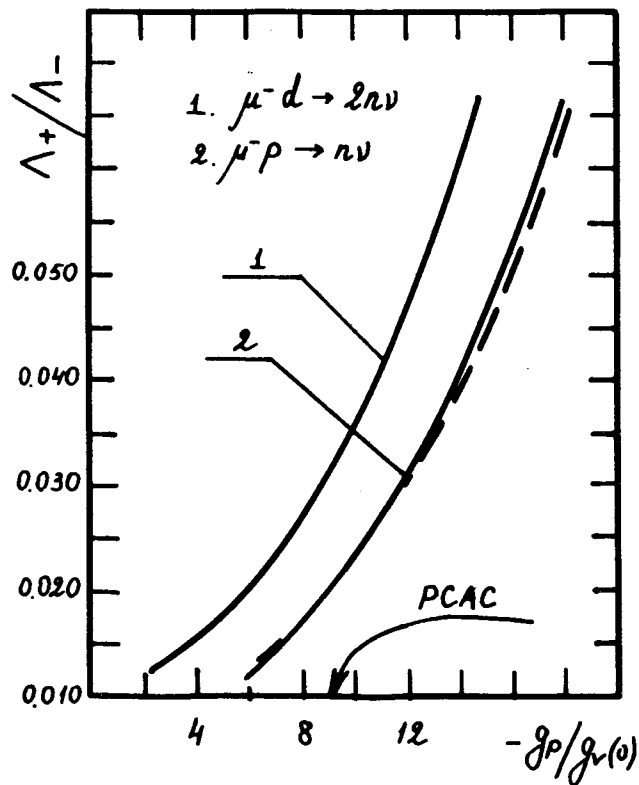


Рис. 4. Зависимость отношения скоростей захвата мюонов протонами в мезоатоме дейтерия  $\Lambda_{3/2}/\Lambda_{1/2}$  и в мезодеутерии  $\Lambda_1/\Lambda_0$ . Сплошная кривая в последнем случае соответствует случаю  $g_A(0)/g_V(0) = -1,20$ , пунктирная -  $g_A(0)/g_V(0) = -1,24$ .

## 2. Захват мюонов дейтоном

### а. Захват из дублетного состояния мезодейтерия

Зависимость скорости захвата мюонов из дублетного состояния мезодейтерия от констант взаимодействия приведена на рис. 5 и в табл. 2. Там же приведены результаты измерений <sup>[18,1]</sup>

$$\Lambda_{1/2}(d) = \begin{matrix} 365 \pm 96 \text{ c}^{-1} \\ 445 \pm 60 \text{ c}^{-1} \end{matrix}$$

и средняя величина

$$\bar{\Lambda}_{1/2}(d) = 424 \pm 56 \text{ c}^{-1}$$

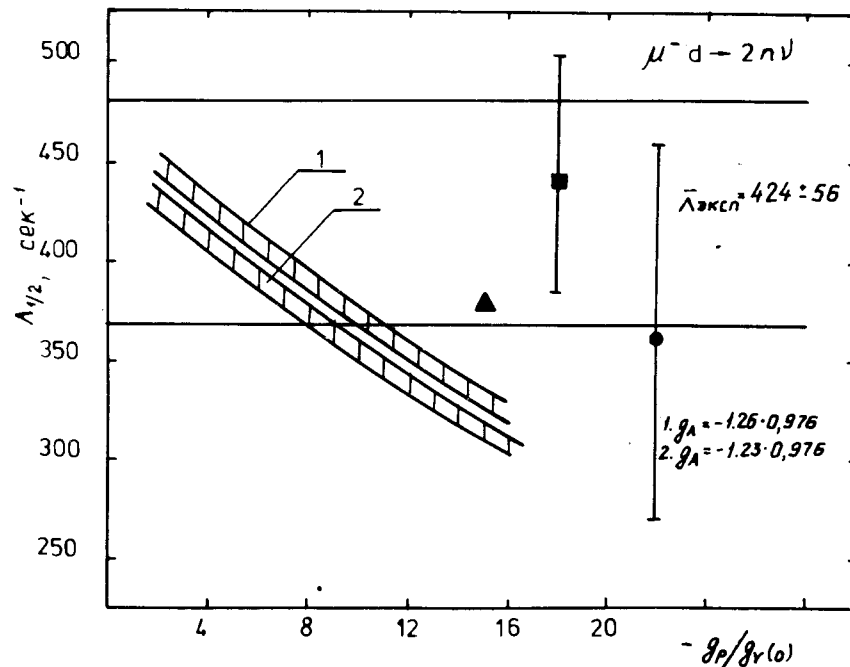


Рис. 5. Зависимость скорости захвата  $\Lambda_{1/2}$  мюонов протонами из дублетного состояния мезодейтерия от констант взаимодействия.

Таблица 2

Скорость захвата мюонов дейтоном;  $G \cos \theta_C = 1,41$ ;  $M_A^2 = 0,79$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>

| $g_A(0)/g_V(0)$               | $-1,26$ | $-1,23$ |        |        |                                    |        |        |
|-------------------------------|---------|---------|--------|--------|------------------------------------|--------|--------|
| $g_P/g_A(0)$                  | 6,0     | 8,5     | 2,0    | 12,0   | $\frac{2m_\mu M_N}{m_\pi^2 + q^2}$ |        |        |
| $\Lambda_{1/2}$               | 390     | 363     | 376    | 349    | 422                                | 314    | 375    |
| $\Lambda_{3/2}$               | 9,4     | 13,4    | 9,0    | 12,9   | 5,3                                | 20,3   | 10,8   |
| $\Lambda_{\text{стат}}$       | 136     | 130     | 131    | 125    | 144                                | 118    | 132    |
| $\Lambda_{3/2}/\Lambda_{1/2}$ | 0,0240  | 0,0369  | 0,0240 | 0,0369 | 0,0126                             | 0,0647 | 0,0287 |

Результаты расчета с использованием соотношения /18а/ показаны в виде кривых, а с использованием соотношения /18б/ - зачерненным треугольником. В целом результаты расчета довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Так, при  $g_A(0)/g_V(0) = -1,23$ ,  $g_P/g_V(0) > -9$ , а при  $g_A(0)/g_V(0) = -1,26$   $g_P(0)/g_V(0) \geq -11$ , что согласуется с выводами, сделанными при анализе захвата мюонов протоном.

Заметим, что, как показал теоретический анализ процесса

$$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e, \quad /20/$$

учет обменных токов на основе так называемых низкоэнергетических теорем приводит к увеличению сечения на 10%. Однако можно думать, что это верхняя граница вклада мезонных токов. Если такая же тенденция сохранится и в области промежуточных энергий, то это приведет лишь к лучшему согласию с экспериментом рассчитанного значения скорости захвата мюонов дейтоном.

#### б. Захват из квартетного состояния мезодейтерия

Захват из квартетного состояния или из статистической смеси дублетного и квартетного состояния мезодейтерия также пока не исследовался экспериментально. Возможности измерения этих величин обсуждаются в различных лабораториях /см., напр., /20/. Как и в случае мезоводорода, отношение скоростей захвата из квартетного  $\Lambda_{3/2}$  и дублетного  $\Lambda_{1/2}$  состояний не зависит от  $G \cos \theta_C$ . Практически отношение не зависит и от величины аксиальной константы и наиболее критично к значению константы индуцированного псевдоскалярного взаимодействия. Результаты расчета этого отношения приводятся на рис. 4 и в табл. 2. Зависимость отношения скоростей захвата  $\Lambda_{3/2}/\Lambda_{1/2}$  от  $g_P/g_V(0)$  в дейтоне оказалась такой же, как и отношения  $\Lambda_1/\Lambda_0$  в случае водорода.



Отличие заключается лишь в абсолютном значении самого отношения. Таким образом, если отношение  $\Lambda_+/ \Lambda_-$  удастся измерить, то будет сделан очень важный шаг в определении величины константы индуцированного псевдоскалярного взаимодействия.

### 3. Совместный анализ результатов расчетов скоростей захвата мюонов из синглетного состояния мезоводорода, ортосостояния мезомолекулярного иона и дублетного состояния мезодейтерия

Если зафиксировать значение скорости захвата мюонов из синглетного состояния мезоводорода и положить его равным  $\bar{\Lambda}_{\text{эксп}} = /661 \pm 48/ \text{ с}^{-1}$ , то можно найти область допустимых значений  $g_p/g_v(0)$  и  $g_A(0)/g_v(0)$ , приводящую к указанной величине скорости. Соответствующие результаты приведены на рис. 6. Сплошные линии соответствуют выбору  $G \cos \Theta_C = 1,43$ , пунктирные - 1,41. На рисунке показаны и нижние границы значений  $g_p/g_v(0)$ , полученные из анализа данных в дейтоне. Экспериментальное значение скорости захвата мюонов в дейтерии бралось равным  $\Lambda_{\text{эксп}} = /424 \pm 56/ \text{ с}^{-1}$ . Комбинируя результаты анализа обоих процессов, получим совместную область допустимых значений констант  $g_A(0)/g_v(0)$  и  $g_p/g_v(0)$ . Как видно из приводимых на рис. 6 и табл. 3 результатов, найденные допустимые области изменения констант находятся в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями. Скорость захвата  $\Lambda_M$  также хорошо воспроизводится с найденными таким образом значениями констант  $g_A$  и  $g_p$ . Заметим, что аналогичный анализ, проведенный в работах /1,21,22/, привел к другому заключению, что связано с пренебрежением взаимодействием между двумя нейтронами в конечном состоянии.

Если учесть теперь результаты анализа величин  $\Lambda_M$  - скорости захвата мюонов из орто-состояния мезомолекулярного иона, то область допустимых значений величин  $g_A(0)/g_v(0)$  и  $g_p/g_v(0)$  резко сужается: так, при

$$g_p/g_v(0) = -9 \quad G \cos \Theta_C = 1,43 \quad -1,225 \geq g_A(0)/g_v(0) \geq -1,24;$$

$$g_p/g_v(0) = -9 \quad G \cos \Theta_C = 1,41 \quad -1,245 \geq g_A(0)/g_v(0) \geq -1,26;$$

или же при

$$g_A(0)/g_v(0) = -1,24 \quad G \cos \Theta_C = 1,43 \quad -9 \geq g_p/g_v(0) \geq -10;$$

$$g_A(0)/g_v(0) = -1,24 \quad G \cos \Theta_C = 1,41 \quad -8 \geq g_p/g_v(0) \geq -9.$$

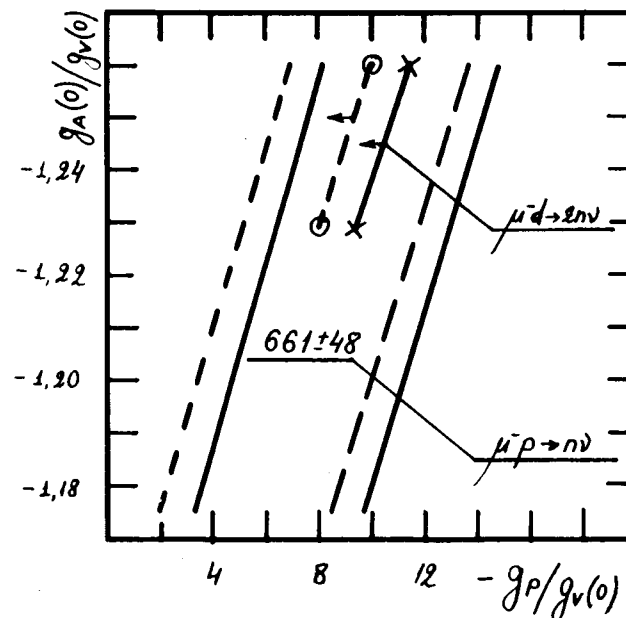


Рис. 6. Зависимость скорости захвата  $\Lambda_0$  мюонов протонами из синглетного состояния мезоводорода и верхней границы скорости захвата  $\Lambda_{1/2}$  мюонов протоном из дублетного состояния мезодейтерия от  $g_A(0)/g_v(0)$  и  $g_p/g_v(0)$ .

Окончательный результат приводится на рис. 7.

Таблица 3

Область допустимых значений  $g_p/g_V(0)$  при различных значениях констант  $G \cos \theta_C$  и  $g_A(0)/g_V(0)$  по результатам измерения скоростей захвата  $\Lambda_0$  в водороде и  $\Lambda_{1/2}$  в дейтерии

| $G \cos \theta_C$ | $g_A(0)/g_V(0)$                  |
|-------------------|----------------------------------|
|                   | -1,23                            |
|                   | -1,26                            |
| 1,41              | $-5,2 \geq g_p/g_V(0) \geq -8,0$ |
| 1,43              | $-6,4 \geq g_p/g_V(0) \geq -9,4$ |
|                   | $-7 \geq g_p/g_V(0) \geq -10$    |
|                   | $-8 \geq g_p/g_V(0) \geq -11,4$  |

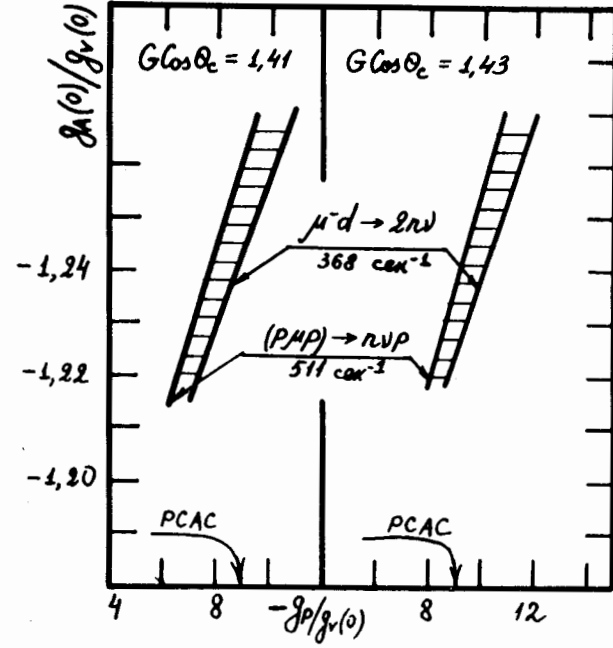


Рис. 7. Область допустимых значений величин  $g_p/g_V(0)$  и  $g_A(0)/g_V(0)$  по результатам анализа скоростей  $\Lambda_0$ ,  $\Lambda_M$  и  $\Lambda_{1/2}$  захвата мюонов в водороде и дейтерии.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретические значения скоростей захвата мюонов в водороде и дейтерии находятся в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными. Это свидетельствует о справедливости в целом гипотез, положенных в основу описания мюон-нуклонного взаимодействия. Исключение составляет величина  $\Lambda_{M,0}$  которая зависит также и от концентрации синглетного состояния мезоводорода в момент захвата. Вполне вероятно, что причина расхождения теории с экспериментом в этом случае может быть связана с недостаточно точным знанием этой величины. Тем самым детальное исследование величины примеси представляет большой интерес.

Одной из первоочередных задач является существенное повышение точности эксперимента при измерении скоростей захвата. Уменьшение погрешности измерений позволит уменьшить разброс при определении величин варьируемых констант взаимодействия. Принципиально важное значение приобретает постановка новых экспериментов, которые позволили бы измерить отношение скоростей захвата из состояний сверхтонкой структуры в водороде или в дейтерии.

Важное значение приобретает исследование роли мезонных токов в дейтоне, что позволит с большей определенностью использовать данные о скоростях захвата мюонов дейтоном для определения величин констант мюон-нуклонного взаимодействия.

#### Литература

1. A. Bertin, A. Vitale, P. Placci, E. Zavattini. *Phys. Rev.*, D8, 3774 /1973/.
2. В.М.Быстрицкий, В.П.Джеленов, П.Ф.Ермолов и др. *ЖЭТФ*, 66, 43 /1974/.
3. A. A. Quaranta, A. Bertin, G. Matore et al. *Phys. Rev.*, 177, 2118 /1969/.
4. E. Truhlik. *Nucl. Phys.*, B45, 303 /1972/.  
M. Sotona, E. Truhlik. *Nucl. Phys.*, A229, 471 /1974/.
5. Г.Е.Догомарь, Ю.А.Салганик, Р.А.Эрамжян. *ЯФ*, 22, 472 /1975/.
6. Quang Ho-Kim, J.P.Lavine, H.S.Picker. *Proc. Int. Conf. on Few-Body Problems in Nuclear and Particle Physics, Quebec, Canada, 1974*, p. 414.
7. P. Pascual. *CERN Preprint TH-1081 /1969/*.
8. P.K.Kabir. *Z. Phys.*, 191, 447 /1966/.
9. G. Conforto, C. Rubbia, E. Zavattini, S. Focardi. *Nuovo Cim.*, 33, 1001 /1964/.
10. R. V. Reid. *Annals of Physics*, 50, 441 /1968/.
11. R.J.Blin-Stoyle. *Fundamental Interactions and the Nucleus*. North-Holland Publ. Company, 1973.
12. *Particle Data Tables*, *Phys. Lett.*, 50 /1974/.
13. *Proc. of the Neutrino Symp., Philadelphia, 1974*.

14. E.J.Bleser, L.M.Lederman, J.L.Rosen, J.E.Rothberg, E.Zavattini. *Phys.Rev.Lett.*, 8, 288 /1962/.
15. J.E.Rothberg, E.W.Anderson, E.J.Bleser et al. *Phys.Rev.*, 132, 2664 /1963/.
16. R.Hildebrand. *Phys.Rev.Lett.*, 8, 34 /1962/.  
R.Hildebrand, J.H.Doede. In *Proc. of Int. Conf. on High Energy Physics at CERN*, ed. by J.Prentki (CERN, Geneva, 1962), p. 418.
17. E.Bertolini, A.Citron, G.Gialanella et al. In *Proc. of Int. Conf. on High Energy Physics at CERN*, ed. by Prentki (CERN, Geneva, 1962), p. 421.
18. I.T.Wang, E.W.Anderson, E.J.Bleser et al. *Phys. Rev.*, 139, B1528 /1965/.
19. A.Gari, A.H.Hyffman. *Astrophys. J.Letters*, 174, L151 /1972/. and 178, 543 /1972/.
20. N.C.Mukhopadhyay. *CERN Preprint TH-1959, 1974*.
21. A.Bertin, A.Vitale, A.Placci. *Rivista Nuovo Cim.*, 5, 423 /1975/.
22. A.Vitale, A.Bertin, G.Carboni. *Phys.Rev.*, D11, 2441 /1975/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 января 1976 года.