

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Д-598

2513 / 2-76

5/vii-76

P2 - 9582

Г.Е.Доготарь, Р.А.Эрамжян

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ
ПРИ ЗАХВАТЕ МЮОНОВ В ДЕЙТЕРИИ

1976

P2 - 9582

Г.Е.Доготарь, Р.А.Эрамжян

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ
ПРИ ЗАХВАТЕ МЮОНОВ В ДЕЙТЕРИИ

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. Введение

При разработке программ исследований на мезонных фабриках большое внимание было обращено на процесс поглощения мюонов дейтроном



Его главная особенность заключается в том, что как в начальном, так и в конечном состоянии имеются всего две сильно взаимодействующие частицы. Этот факт в значительной степени упрощает задачу описания ядерной системы и позволяет сконцентрировать основное внимание на специфических чертах нуклон-нуклонного и мюон-нуклонного взаимодействия. Наибольший интерес при изучении процесса /1/ представляет задача определения длины $(n-n)$ -рассеяния a_{nn} . Зависимость характеристик процесса /1/ от этой величины наиболее резко будет проявляться в тех случаях, когда нейтроны разлетаются под малыми углами и с малой относительной скоростью.

Использование реалистических нуклон-нуклонных потенциалов¹⁻⁴ для описания взаимодействия вылетевших нейтронов позволило в последнее время получить значение величины полной скорости захвата, согласующееся с экспериментальными данными^{5,6}. Этот факт позволяет надеяться на то, что использование тех же самых потенциалов приведет к надежному описанию и дифференциальных характеристик процесса /1/. Такое описание составит хорошую основу для последующих экспериментальных исследований дифференциальных характеристик при поглощении мюонов дейтроном с целью извлечения значения величины a_{nn} .

В настоящей работе исследуются дифференциальные характеристики процесса /1/ на основе потенциала Рейда^{7/}, используемого для описания двухнуклонной системы.

II. Основные положения

1. Процесс /1/ может идти как из дублетного /спин $F = 1/2$ /, так и квартетного /спин $F = 3/2$ / состояния мезодейтерия. Заселенность этих состояний зависит от конкретных условий эксперимента и может быть определена путем прямых измерений. Чтобы охватить все ситуации, которые могут иметь место, достаточно рассмотреть три случая: а/ заселены только состояния с $F = 1/2$; б/ заселены только состояния с $F = 3/2$ и в/ оба состояния заселены согласно статистическим весам.

2. Для описания взаимодействия мюонов с дейтроном используется стандартная форма гамильтониана

$$H_{\mu} = \frac{G \cos \Theta_C}{2} (1 - \vec{\sigma}_{\nu} \cdot \vec{\sigma}) \sum_{i=1}^2 \tau_{-}(i) \{ G_V 1 \cdot l_i + G_A \vec{\sigma} \cdot \vec{\sigma}_i + \quad /2/ \\ + G_P \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\nu} + \frac{g_A}{M_N} \vec{\sigma}_i \cdot \vec{p}_i + \frac{g_V}{M_N} \vec{\sigma} \cdot \vec{p}_i \}.$$

Константы взаимодействия полагались равными:

$$a/ \quad G \cos \Theta_C = 1,42 \cdot 10^{-49} \text{ эрг. см}^3; \quad /3a/$$

$$б/ \quad g_A(0)/g_V(0) = -1,23; \quad g_V(0) = 1; \quad /3б/$$

$$g_{V,A}(q^2) = g_{V,A}(0) / [1 + q^2/M_{V,A}^2]^2;$$

где

$$M_A^2 = 0,79 (\text{ГэВ}/c)^2, \quad M_V^2 = 0,71 (\text{ГэВ}/c)^2,$$

$$q^2 = m_{\mu} (2E_{\nu} - m_{\mu}),$$

E_{ν} - энергия, уносимая нейтрино;
в/ константа g_P индуцированного псевдоскаляра полагалась равной

$$g_P = \frac{2m_{\mu} M_N}{g^2 + m_{\pi}^2} g_A(0). \quad /3в/$$

Эта величина в точке максимального выхода нейтронов $/E_n = 1,25 \text{ МэВ}/$ равна $7g_A(0)$. В ряде случаев величина $g_P/g_A(0)$ варьировалась в интервале 6,0-8,5. Этот диапазон выбран в соответствии с результатом анализа^{3/} экспериментальных данных по захвату мюонов в водороде и дейтерии.

3. Двухнуклонная система как в связанном состоянии, так и в непрерывном спектре описывалась потенциалом Рейда^{7/}. Использовались оба варианта потенциала:

а/ С твердым кором - RHC. В этом случае вклад D-компоненты в волновую функцию связанного состояния составлял $\zeta_D = 6,497\%$, а длина рассеяния и эффективный радиус системы двух нейтронов равнялись соответственно $a_{nn}({}^{31}\text{S}) = -16,7 \text{ Фм}$ и $r_0 = 2,87 \text{ Фм}$.

б/ С мягким кором - RSC. В этом случае вклад D-компоненты составлял $\zeta_D = 6,470\%$ и $a_{nn}({}^{31}\text{S}) = -17,1 \text{ Фм}$ и $r_0 = 2,80 \text{ Фм}$.

В ряде случаев использовалось также:

а/ плосковолновое приближение;

б/ приближение, учитывающее искажение только S-волны в форме^{8/}

$$\Psi_{k,0}^{-}(r) = \frac{1}{kr} \{ \sin(kr + \delta_0) - \sin \delta_0 e^{-\lambda r} \} e^{-i\delta_0}, \quad /4a/$$

где δ_0 - сдвиг фазы S-волны, k - относительный импульс двух нейтронов. Величина λ связана с эффективным радиусом r_0 и длиной рассеяния a_{nn} соотношением

$$\lambda = \frac{3}{2r_0} \left\{ \sqrt{1 - \frac{16r_0}{9a_{nn}}} + 1 \right\}. \quad /46/$$

Такая форма представления волновой функции удобна для исследования качественной зависимости дифференциальной скорости от a_{nn} . Волновая функция /4/ довольно близка во внутренней области к волновой функции S-состояния двух нейтронов, полученной с реалистическим потенциалом, но не полностью совпадает с нею. Поэтому абсолютные значения дифференциальной скорости, рассчитанные в этих двух подходах, несколько различаются. Максимальное различие в величине дифференциальной скорости наблюдается при малых относительных импульсах и малых углах разлета. Однако оно не превышает 10%.

4. Дифференциальная скорость захвата имеет вид

$$\frac{d\Lambda}{d\Omega_1 d\Omega_2 dp_1} = R_\mu |M_{if}|^2 \frac{p_1^2 p_2 M_N}{1 + \frac{M_N}{E_\nu} \left(1 + \frac{p_1 \cos\Theta}{p_2}\right)}. \quad /5a/$$

Θ - угол разлета двух нейтронов, p_1 и p_2 - импульсы нейтронов,

$$p_1^2 = M_N (\epsilon - E_\nu) \left\{ 1 \pm \left[1 - \frac{1}{\cos^2\Theta} \left(\frac{E_\nu^2}{2M_N(\epsilon - E_\nu)} - 1 \right) \right]^{1/2} \right\};$$

$$p_2^2 = 2M_N (\epsilon - E_\nu) - p_1^2;$$

$$\epsilon = m_\mu + M_d - 2M_N = 102,14 \quad /6/$$

Энергия нейтрино заключена в интервале

$$M_N \left\{ \left(1 + 2\frac{\epsilon}{M_N}\right) - 1 \right\} \leq E_\nu \leq M (1 + \cos\Theta) \left\{ \left(\frac{2\epsilon}{M_N(1 + \cos\Theta)} + 1\right) - 1 \right\},$$

$$\text{если } \cos\Theta \geq 0; \quad /7a/$$

$$M_N (1 + \cos\Theta) \left\{ \left(\frac{2\epsilon}{M_N(1 + \cos\Theta)} + 1\right)^{1/2} - 1 \right\} \leq E_\nu \leq M_N \left\{ \left(1 + 2\frac{\epsilon}{M_N}\right)^{1/2} - 1 \right\},$$

$$\text{если } \cos\Theta < 0; \quad /7b/$$

$|M_{if}|^2$ - квадрат матричного элемента.

Если для регистрации нейтронов используется методика, основанная на измерении времени пролета, то выражение /5a/ удобно переписать в несколько иной форме:

$$\frac{d\Lambda}{d\Omega_1 d\Omega_2 d(\Lambda t)} = R_\mu |M_{if}|^2 \frac{p_1 p_2}{S} \left\{ p_1^{-3} \left[1 + \frac{M_N}{E_\nu} \left(1 + \frac{p_1 \cos\Theta}{p_2} \right) \right] + p_2^{-3} \left[1 + \frac{M_N}{E_\nu} \left(1 + \frac{p_2 \cos\Theta}{p_1} \right) \right] \right\}, \quad /5b/$$

где $\Lambda t = t_1 - t_2$ есть разность времен пролета на отрезке S.

III. Результаты расчета дифференциальных характеристик процесса поглощения мюонов дейтроном и их обсуждение

Дифференциальные спектры * нейтронов $d\Lambda/d\Omega dp_1$ /в единицах $c^{-1}cp^{-1}/MэВ/c^{-1}$ /, вылетевших под углами $\Theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ и 60° , представлены на рис. 1-4 как функции импульса p_1 . Значения импульсов приводятся в единицах $MэВ/c$. Абсолютные значения величины $d\Lambda/d\Omega dp_1$ приведены в табл. 1-4 в единицах $c^{-1}cp^{-1}/MэВ/c^{-1}$ для минимальных значений относительного импульса k . На рисунках спектры приводятся

* Как легко заметить, если ось z направить по p_1 , интегрирование по одному из телесных углов дает 4π .

Таблица 1. Дифференциальный спектр нейтронов $dN/dp_2 d\Omega$, разлетающихся под углом $\theta = 0^\circ$

$a_{nn},$ ФМ	g_p/g_A	$\frac{dN/dp_2 d\Omega}{c^{-1} \text{cp}^{-1} (\text{МэВ/с})^{-1}}$ $P_1=50,00$ $P_2=49,50$ $k=0,25$	$\chi_{k,\theta}(a_{nn})$						
			20,00	30,00	40,00	50,00	60,00	70,00	80,00
			78,63	69,12	59,41	49,50	39,40	29,08	18,54
			29,32	19,56	9,70	0,25	10,30	20,46	30,73
Захват из дублетного состояния мезодейтерия									
-16,0	7	0,933	0,0700	0,192	0,535	1,000	0,514	0,183	0,0634
-16,7	6,0	2,147	0,0601	0,175	0,514	1,000	0,492	0,165	0,0541
-16,7	7	2,083	0,0602	0,175	0,514	1,000	0,492	0,165	0,0542
-16,7	8,5	1,963	0,0606	0,175	0,514	1,000	0,492	0,166	0,0546
-17,1	7	2,184	0,0576	0,168	0,504	1,000	0,482	0,159	0,0518
-18,0	7	2,343	0,0577	0,162	0,484	1,000	0,462	0,153	0,0522
-24,0	7	3,805	0,0352	0,103	0,360	1,000	0,338	0,097	0,0317
Захват из статистической смеси состояний мезодейтерия									
-16,0	7	0,581	0,0697	0,192	0,535	1,000	0,514	0,182	0,0631
-16,7	6,0	0,748	0,0599	0,175	0,513	1,000	0,492	0,164	0,0539
-16,7	7	0,734	0,0600	0,174	0,514	1,000	0,492	0,165	0,0539
-16,7	8,5	0,708	0,0602	0,175	0,514	1,000	0,492	0,165	0,0541
-17,1	7	0,769	0,0574	0,169	0,505	1,000	0,482	0,159	0,0515
-18,0	7	0,825	0,0575	0,161	0,484	1,000	0,462	0,153	0,0519
-24,0	7	1,340	0,0351	0,103	0,360	1,000	0,338	0,097	0,0316

Таблица 2. Дифференциальный спектр нейтронов $dN/dp_2 d\Omega$, разлетающихся под углом $\theta = 15^\circ$

$a_{nn},$ ФМ	g_p/g_A	$\frac{dN/dp_2 d\Omega}{c^{-1} \text{cp}^{-1} (\text{МэВ/с})^{-1}}$ $P_1=50,00$ $P_2=50,32$ $k=6,55$	$\chi_{k,\theta}(a_{nn})$						
			20,00	30,00	40,00	50,00	60,00	70,00	80,00
			79,14	69,79	60,18	50,32	40,19	29,77	19,06
			30,02	20,77	11,97	6,55	11,80	20,98	30,89
Захват из дублетного состояния мезодейтерия									
-16,0	7	1,488	0,0888	0,232	0,581	1,000	0,606	0,240	0,0873
-16,7	6,0	1,630	0,0776	0,215	0,565	1,000	0,590	0,221	0,0759
-16,7	7	1,581	0,0777	0,215	0,565	1,000	0,590	0,222	0,0760
-16,7	8,5	1,490	0,0783	0,215	0,565	1,000	0,591	0,222	0,0766
-17,1	7	1,640	0,0752	0,209	0,558	1,000	0,583	0,216	0,0735
-24,0	7	2,283	0,0572	0,158	0,464	1,000	0,487	0,163	0,0561
Захват из статистической смеси состояний мезодейтерия									
-16,0	7	0,524	0,0825	0,231	0,580	1,000	0,607	0,240	0,0869
-16,7	6,0	0,568	0,0774	0,215	0,565	1,000	0,590	0,222	0,0757
-16,7	7	0,557	0,0774	0,214	0,566	1,000	0,591	0,221	0,0757
-16,7	8,5	0,538	0,0777	0,214	0,565	1,000	0,589	0,221	0,0759
-17,1	7	0,577	0,0749	0,210	0,558	1,000	0,583	0,217	0,0732
-24,0	7	0,804	0,05697	0,157	0,464	1,000	0,486	0,163	0,0558

Таблица 3. Дифференциальный спектр нейтронов, разлетающихся под углом $\theta = 45^\circ$

$a_{nn},$ Фм	g_p/g_A	$\frac{dN/dp \cdot d\Omega}{c^{-1} \sigma_p^{-1} (\text{МэВ/с})^{-1}}$	$\chi_{\theta, k} (a_{nn})$						
		$p_1=55,00$	20,00	30,00	45,00	55,00	60,00	70,00	80,00
		$p_2=52,23$	83,09	75,13	61,95	52,23	47,07	36,05	23,98
		$k=20,56$	35,19	28,97	21,91	20,56	21,34	25,65	32,64
Захват из дублетного состояния мезодейтерия									
-16,0	7	0,583	0,2046	0,422	0,847	1,000	0,949	0,674	0,3602
-16,7	6,0	0,627	0,1800	0,391	0,837	1,000	0,944	0,643	0,3220
-16,7	7	0,608	0,1804	0,390	0,839	1,000	0,944	0,643	0,3227
-16,7	8,5	0,574	0,1819	0,392	0,838	1,000	0,942	0,645	0,3250
-24,0	7	0,612	0,1904	0,399	0,835	1,000	0,941	0,645	0,3363
Захват из статистической смеси состояний мезодейтерия									
-16,0	7	0,205	0,2034	0,424	0,849	1,000	0,951	0,673	0,3684
-16,7	6,0	0,219	0,1791	0,388	0,836	1,000	0,941	0,639	0,3209
-16,7	7	0,214	0,1792	0,388	0,836	1,000	0,939	0,642	0,3211
-16,7	8,5	0,207	0,1799	0,391	0,836	1,000	0,942	0,643	0,3220
-24,0	7	0,216	0,1893	0,398	0,833	1,000	0,940	0,644	0,3347

Таблица 4. Дифференциальный спектр нейтронов, разлетающихся под углом $\theta = 60^\circ$

$a_{nn},$ Фм	g_p/g_A	$\frac{dN/dp \cdot d\Omega}{c^{-1} \sigma_p^{-1} (\text{МэВ/с})^{-1}}$	$\chi_{\theta, k} (a_{nn})$						
		$p_1=60,00$	20,00	30,00	40,00	50,00	60,00	70,00	80,00
		$p_2=53,89$	86,41	79,78	72,22	63,64	53,89	42,71	29,68
		$k=28,60$	39,17	34,90	31,33	29,02	28,60	30,56	35,02
Захват из дублетного состояния мезодейтерия									
-16,0	7	0,403	0,2815	0,529	0,752	0,916	1,000	0,963	0,7399
-16,7	6,0	0,449	0,2376	0,465	0,704	0,906	1,000	0,918	0,6505
-16,7	7	0,435	0,2384	0,467	0,703	0,906	1,000	0,917	0,6520
-16,7	8,5	0,411	0,2406	0,470	0,706	0,905	1,000	0,920	0,6550
-24,0	7	0,398	0,2768	0,523	0,746	0,915	1,000	0,957	0,7290
Захват из статистической смеси состояний мезодейтерия									
-16,0	7	0,142	0,2792	0,528	0,746	0,915	1,000	0,965	0,7361
-16,7	6,0	0,156	0,2361	0,468	0,705	0,910	1,000	0,917	0,6479
-16,7	7	0,153	0,2364	0,464	0,699	0,908	1,000	0,912	0,6484
-16,7	8,5	0,148	0,2373	0,466	0,703	0,905	1,000	0,919	0,6500
-24,0	7	0,140	0,2750	0,521	0,743	0,914	1,000	0,957	0,7259

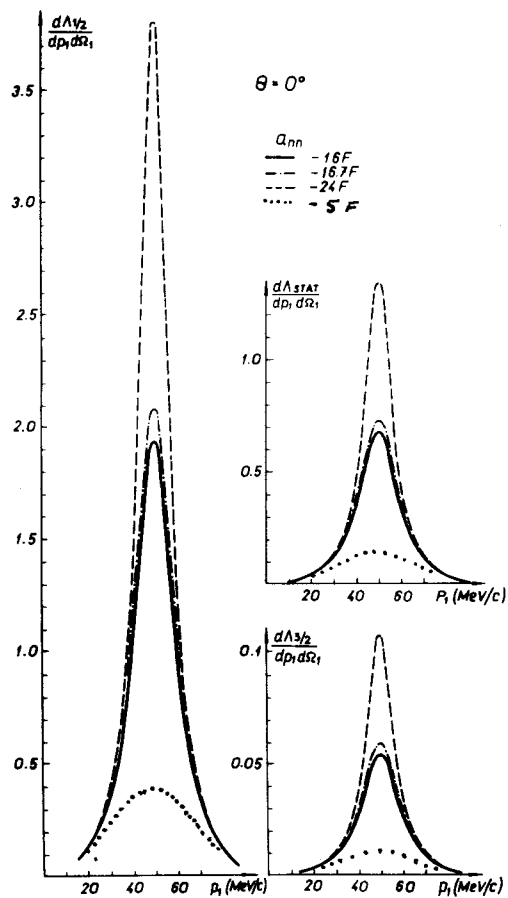


Рис. 1. Дифференциальный спектр нейтронов $d\Lambda/d\Omega dp_1$, разлетающихся под углом $\Theta = 0^\circ$ при различных значениях длины рассеяния.

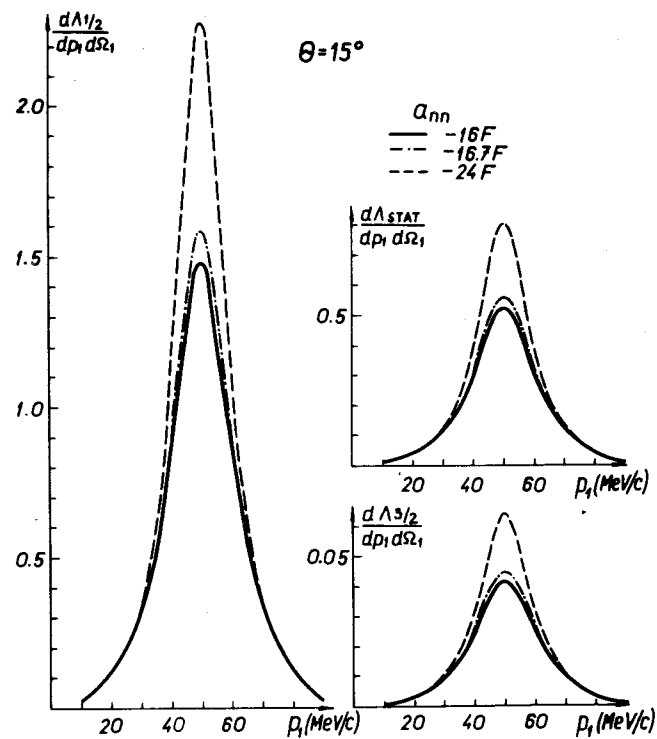


Рис. 2. Дифференциальный спектр нейтронов $d\Lambda/d\Omega dp_1$, разлетающихся под углом $\Theta = 15^\circ$ при различных значениях длины рассеяния.

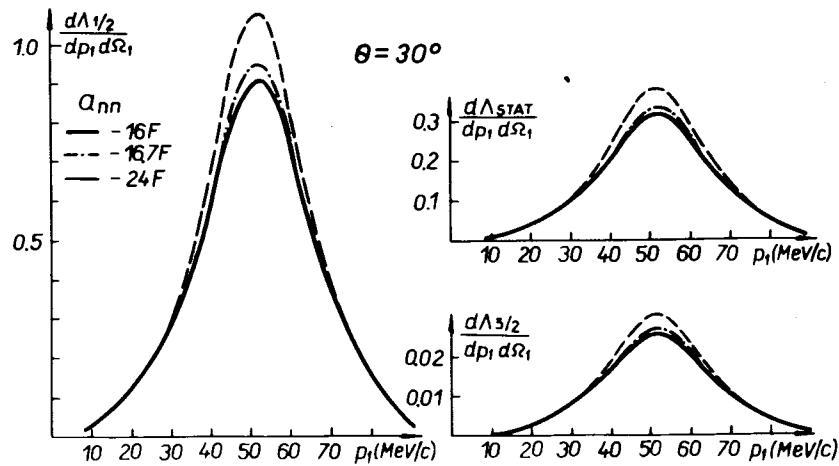


Рис. 3. Дифференциальный спектр нейтронов $d\Lambda/d\Omega dp_1$, разлетающихся под углом $\Theta = 30^\circ$ при различных значениях длины рассеяния.

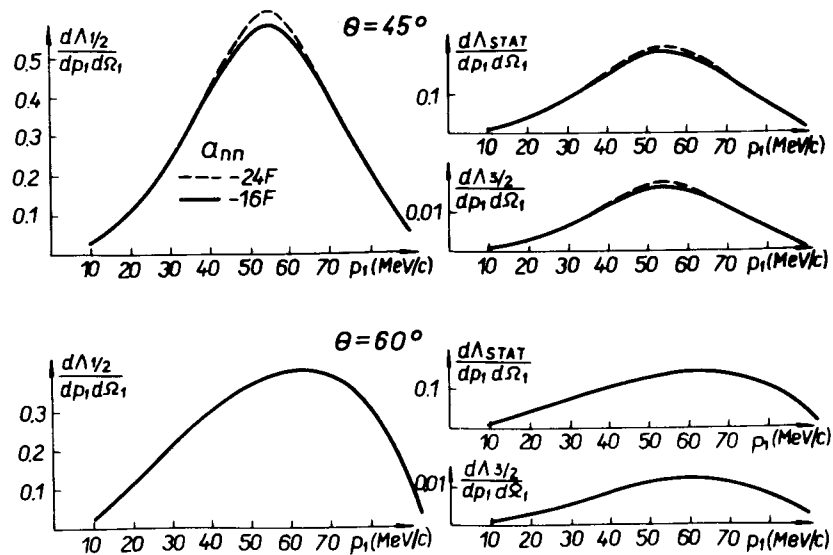


Рис. 4. Дифференциальный спектр нейтронов $d\Lambda/d\Omega dp_1$, разлетающихся под углами $\Theta = 45^\circ$ и 60° при различных значениях длины рассеяния.

для трех значений длин рассеяния: $a_{nn} = -16,0$; $-16,7$ и $-24,0$ Фм. При разлете нейтронов под углом $\theta = 0^\circ$ приводятся также результаты для $a_{nn} = -5$ Фм. Результат, соответствующий $a_{nn} = -16,7$ Фм, получен в варианте RHC и $a_{nn} = -17,1$ Фм - в варианте RSC. В остальных случаях использовалась волновая функция /4/ с эффективным радиусом $r_0 = 2,84$ Фм.

Взаимодействие между нейтронами оказывает максимальное воздействие на спектр нейтронов в том случае, когда они вылетают под углом $\Theta = 0^\circ$ и с нулевой относительной скоростью. При этом импульс каждого нейтрона равен $p = 50$ МэВ/с. С увеличением угла Θ влияние взаимодействия в конечном состоянии ослабевает. Такая закономерность хорошо прослеживается на рис. 5, где приводятся дифференциальные спектры нейтронов с фиксированным импульсом $p_1 = 50$ МэВ/с.

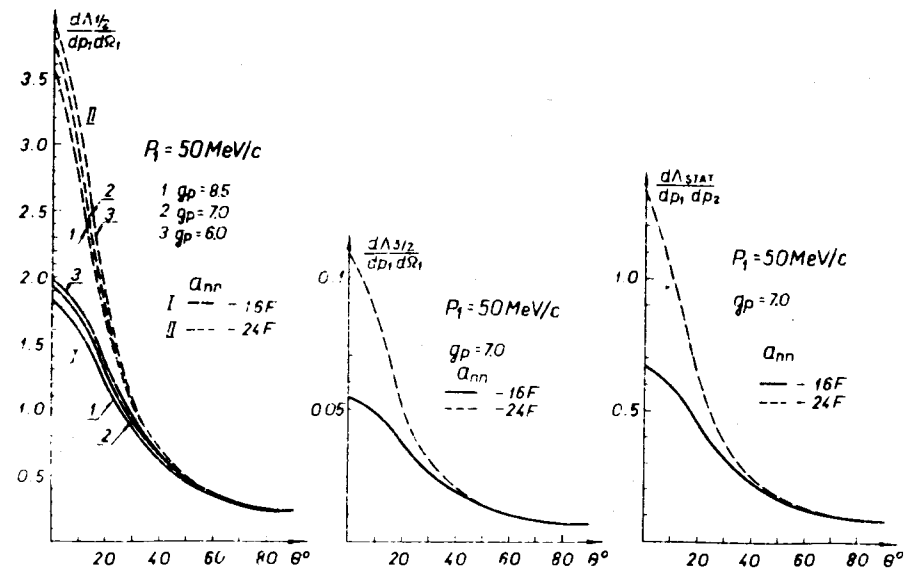


Рис. 5. Дифференциальный спектр нейтронов $d\Lambda/d\Omega dp_1$ при фиксированном значении $p_1 = 50$ МэВ/с и различных значениях длины рассеяния.

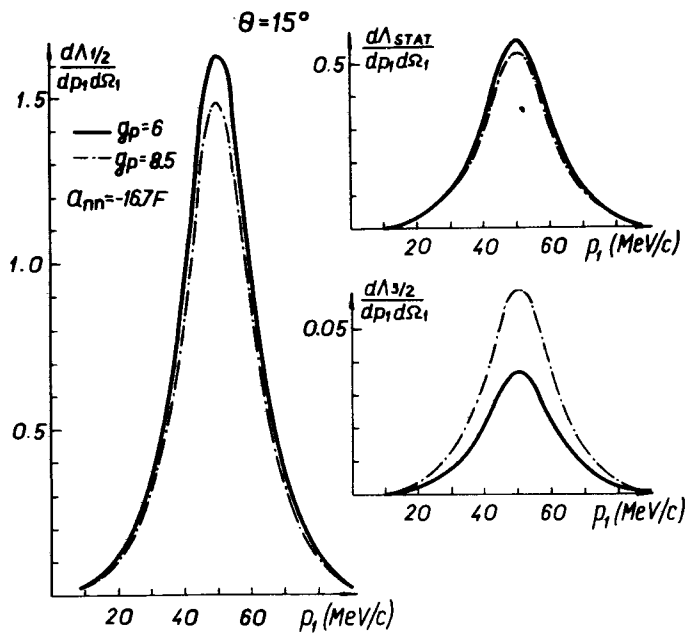


Рис. 6. Дифференциальный спектр нейтронов $d\Lambda/d\Omega dp$, разлетающихся под углом $\Theta = 15^\circ$ при фиксированном значении длины рассеяния $a_{nn} = -16,7$ Фм, но разных значениях величины g_p/g_A .

Абсолютные значения дифференциальных скоростей захвата оказываются критичными к величине константы индуцированного псевдоскаляра /см. рис. 5 и табл. 1-4/. Относительные значения дифференциальной скорости

$$\chi_{\theta,k}(a_{nn}) = (d\Lambda/d\Omega dp_1)_{\theta,k} / (d\Lambda/d\Omega dp_1)_{\theta,k=k_{\min}}$$

практически не зависят от g_p . Значения величины $\chi_{\theta,k}(a_{nn})$ приводятся в табл. 1-4. Резко ослабевает зависимость и от характера заселения уровней сверхтонкой структуры. Величина $\chi_{\theta,k}(a_{nn})$ тем сильнее зависит от a_{nn} , чем больше импульс k относительного движения двух нейтронов. Однако при приближении импульса k к своему максимальному значению начинает сказываться неопределенность, возникающая в $\chi_{\theta,k}(a_{nn})$ из-за неточного

знания константы g_p . При $k = 20$ МэВ/с неопределенность величины $\chi_{\theta,k}(a_{nn})$ оказывается порядка 1%.

При увеличении угла Θ влияние взаимодействия в конечном состоянии на величину $\chi_{\theta,k}(a_{nn})$ также ослабевает. Максимум в дифференциальном спектре несколько смещается в сторону больших импульсов. При этом увеличивается и значение k_{\min} . При больших углах Θ начинает сказываться, хотя и очень слабо, зависимость величины $\chi_{\theta,k}(a_{nn})$ от характера заселения уровней сверхтонкой структуры.

До сих пор все результаты приводились с волновой функцией дейтрона, содержащей определенный ($\zeta_D = 0,065$) вклад D-компоненты. Роль этой компоненты можно установить, если сопоставить полученные таким образом результаты с теми, которые следуют из расчетов, в которых $\zeta_D = 0$, а вес S-компоненты берется равным $\zeta_S = 1,0$. Соответствующие результаты при углах разлета $\Theta = 0^\circ$ и 45° приведены в табл. 5 и 6.

Примесь D-компоненты, равная 6,5%, приводит к изменению абсолютного значения дифференциальной скорости захвата из дублетного состояния на 7-8%, т.е. чуть более 1% на каждый процент примеси. Введение нормировочного множителя, равного весу S-компоненты, учитывает большую часть эффекта, обусловленного D-состоянием. Если захват идет из квартетного состояния, тогда влияние D-компоненты оказывается более сильным и в ряде случаев превышает 3% на каждый процент примеси. Величина $\chi_{\theta,k}(a_{nn})$, как видно из результатов, приведенных в табл. 5 и 6, от примеси D-состояния практически не зависит.

Заключение

Анализ зависимостей дифференциальных характеристик $d\Lambda/dp_1 d\Omega$ процесса поглощения мюонов дейтроном показывает, что задача извлечения значения длины рассеяния a_{nn} из рассматриваемой реакции требует прецизионного измерения величины $\chi_{\theta,k}(a_{nn})$. Наиболее сильно эффект взаимодействия в конечном состоянии про-

Таблица 5. Влияние D -компоненты на $dN/dp_1 d\Omega$ и $f_{k,\theta}(a_{nn})$; $\theta = 0^\circ$; $a_{nn} = -16,7$ фМ

$$1 - \xi_D = 0, \quad \xi_{D'} = 1,0.$$

$$2 - \xi_D = 0,065, \quad \xi_{D'} = 0,935.$$

	$\frac{dN/dp_1 d\Omega}{c^{-I} \text{cp}^{-I} (\text{МэВ})^{-I}}$	$f_{k,\theta}(a_{nn})$				
		$k = 0,25$	29,32	19,56	0,25	20,46
		Захват из дублетного состояния мезодейтерия				
1	2,241	0,060	0,174	1,000	0,165	0,054
2	2,083	0,060	0,175	1,000	0,165	0,054
		Захват из статистической смеси состояний мезодейтерия				
1	0,796	0,059	0,173	1,000	0,165	0,054
2	0,734	0,060	0,174	1,000	0,165	0,054

Таблица 6. Влияние D -компоненты на $dN/dp_1 d\Omega$ и $f_{k,\theta}(a_{nn})$; $\theta = 45^\circ$; $a_{nn} = -16,7$ фМ

$$1 - \xi_D = 0, \quad \xi_{D'} = 1,0.$$

$$2 - \xi_D = 0,065, \quad \xi_{D'} = 0,935.$$

	$dN/dp_1 d\Omega$	$f_{k,\theta}(a_{nn})$				
		$k = 20,56$	35,19	28,97	20,56	25,65
		Захват из дублетного состояния мезодейтерия				
1	0,653	0,181	0,391	1,000	0,643	0,322
2	0,608	0,181	0,390	1,000	0,643	0,322
		Захват из статистической смеси состояний мезодейтерия				
1	0,231	0,177	0,390	1,000	0,641	0,320
2	0,214	0,178	0,388	1,000	0,645	0,322

является при малых углах разлета нейтронов и уже при $\Theta = 30^\circ$ становится довольно слабым.

Необходимость достижения высокой степени точности измерения выхода нейтронов усложняет проведение необходимых экспериментов. Однако важность информации, которая может быть получена из опытов такого типа, уже стимулировала в ряде лабораторий разработку методик для проведения измерений дифференциальных спектров. Можно надеяться, что в ближайшие годы будет получена информация о дифференциальных спектрах нейтронов при захвате мюонов дейтроном.

Литература

1. E. Truhlik. *Nucl. Phys.*, B45, 303 /1972/;
M. Sotona, E. Truhlik. *Nucl. Phys.*, A229, 471 /1974/.
2. Г.Е. Доготарь, Ю.А. Салганик, Р.А. Эрамжян. *ЯФ*, 22, 472 /1975/.
3. Г.Е. Доготарь, Р.А. Эрамжян. *Сообщения ОИЯИ*, P2-9469, Дубна, 1976.
4. Quang Ho-Kim, J. P. Lavine, H. S. Picker. *Proc. Int. Conf. on Few Body Problems in Nuclear and Particle Physics, Quebec, Canada*, p. 414 /1974/.
5. A. Bertin, A. Vitale, P. Placci, E. Zavattini. *Phys. Rev.*, D8, 3774 /1973/.
6. I. T. Wang, E. W. Anderson, E. J. Bleser et al. *Phys. Rev.*, 139, B1528 /1965/.
7. H. G. Dosch. *Nuovo Cimento*, 39, 731 /1965/.
8. R. V. Reid. *Ann. of Phys.*, 50, 411 /1968/.
9. Г.Е. Доготарь, Р.А. Эрамжян. *Захват мюонов в дейтерии*. В сб. "Образование и распад возбужденных атомных ядер". Изд-во "Штиинца", Кишинев, 1976.

*Рукопись поступила в издательский отдел
2 марта 1976 года.*