

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

Λ 975

P3-89-408

Д. И. Ляпин, Л. В. Мицына, А. Б. Попов,
И. М. Саламатин, Г. С. Самосват

РАССЕЯНИЕ КИЛОЭЛЕКТРОНВОЛЬТНЫХ
НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ Ве, В, С

1989

Настоящая работа продолжает серию наших публикаций [1-4], содержащих для 40 ядер экспериментальные данные по дифференциальным сечениям упругого рассеяния нейтронов с энергиями до 300-500 кэВ. Усредненные по резонансам сечения $\sigma(\theta)$ представлены в этих работах в виде коэффициентов разложения

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma}{4\pi} [1 + \omega_1 \cos\theta + \omega_2 P_2(\cos\theta)] \quad (1)$$

для 18-22 энергетических интервалов. В таблице 1 приводятся результаты новых измерений для трех элементов естественного изотопного состава: Ве, В и С. Средние энергии интервалов E и параметры сечения даны в лабораторной системе координат. Методика измерений описана в работе [5]. Измерительный модуль был существенно модернизирован [6]: перебазирован на IBM CM-1300 с твердым диском, цветным дисплеем и линией связи с центральным процессором, программное обеспечение было сделано более устойчивым против сбоев.

В отличие от ядер, исследовавшихся нами ранее, ядра бериллия, бора и углерода - легкие, и имеют во много раз большие расстояния между резонансами. Как следствие этого, у ^9Be и ^{12}C в диапазоне изученных энергий не имеется ни одного из известных [7] резонансов, а у ^{10}B , ^{11}B и ^{13}C находятся по два резонанса, из которых только s-резонанс 370 кэВ ^{10}B и p-резонанс 430 кэВ ^{11}B сколько-нибудь заметно сказываются на измеренных нами $\sigma(\theta)$.

С помощью параметризации сечения $\sigma(\theta)$ [8], выражающей его через нейтронные силовые функции и параметры "далеких уровней" R_1^0 для s- и p-нейтронов, непосредственно учтя, как в работе [9], вклад двух вышеупомянутых резонансов, мы нашли параметры, определяющие потенциальное рассеяние, используя при этом нулевые значения силовых функций и два варианта выбора радиусов ядер (каналов): принятый в [7]

$$R=1,35A^{1/3} \text{ фм} \quad (2)$$

и близкий к часто используемому для этих ядер значениям

$$R=1,80A^{1/3} \text{ фм} \quad (3)$$

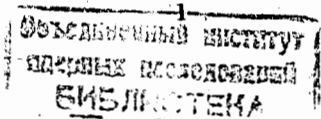


Таблица 1

Параметры дифференциального сечения упругого рассеяния нейтронов

Е кэВ	σ_e барн	ω_1	ω_2
<u>Б е р и л л и я</u>			
1,5	6,15±0,40	0,204±0,015	-0,009±0,010
4,0	6,00±0,40	0,212±0,005	-0,003±0,011
8,0	5,79±0,40	0,223±0,006	0,018±0,010
11,7	5,89±0,40	0,240±0,009	0,013±0,015
14,3	5,83±0,40	0,222±0,009	-0,007±0,014
18,0	5,62±0,40	0,229±0,011	0,018±0,013
23,1	5,64±0,40	0,220±0,007	-0,016±0,012
29,4	5,90±0,40	0,242±0,010	0,014±0,013
41,1	5,95±0,40	0,229±0,015	0,045±0,024
48,3	5,59±0,40	0,284±0,014	0,080±0,017
58,4	5,38±0,40	0,286±0,010	0,023±0,014
72	5,36±0,40	0,269±0,008	0,024±0,012
95	5,00±0,40	0,272±0,008	0,038±0,014
120	4,88±0,40	0,304±0,011	0,047±0,017
138	5,07±0,40	0,313±0,012	0,042±0,018
164	4,69±0,40	0,324±0,010	0,026±0,023
201	4,36±0,40	0,322±0,009	0,066±0,016
253	4,36±0,40	0,349±0,009	0,057±0,015
325	3,86±0,40		
442	3,72±0,40		
<u>Б о р</u>			
1,5	4,17±0,27	0,165±0,006	0,028±0,009
4,0	4,36±0,27	0,178±0,006	0,018±0,009
8,0	4,40±0,27	0,183±0,007	0,029±0,010
11,7	4,34±0,27	0,188±0,008	0,039±0,013
14,3	4,26±0,27	0,187±0,008	0,002±0,014
18,0	4,63±0,27	0,181±9,007	0,032±0,011
23,1	4,55±0,27	0,184±0,007	0,022±0,010
29,4	4,42±0,27	0,194±0,008	0,041±0,012
41,1	4,40±0,27	0,171±0,013	0,060±0,022
48,3	4,39±0,27	0,227±0,009	0,075±0,015
58,4	4,31±0,27	0,214±0,008	0,015±0,013
72	4,13±0,27	0,192±0,007	0,014±0,011
95	4,28±0,27	0,201±0,008	0,048±0,012
120	4,08±0,27	0,226±0,009	0,071±0,014

Таблица 1 /продолжение/

138	4,09±0,27	0,247±0,008	0,035±0,014
164	3,95±0,27	0,230±0,008	0,047±0,013
201	4,07±0,27	0,237±0,007	0,071±0,011
253	3,78±0,27	0,237±0,007	0,068±0,010
325	3,67±0,27		
442	3,52±0,27		
<u>У г л е р о д</u>			
1,5	4,78±0,10	0,152±0,009	0,010±0,012
4,0	4,76±0,10	0,158±0,007	0,030±0,018
8,0	4,65±0,10	0,146±0,008	0,021±0,015
11,7	4,80±0,10	0,156±0,019	0,012±0,020
14,3	4,68±0,10	0,191±0,011	0,011±0,019
18,0	4,71±0,10	0,180±0,010	0,015±0,014
23,1	4,63±0,10	0,164±0,009	-0,016±0,014
29,4	4,69±0,10	0,174±0,011	0,013±0,020
41,1	4,62±0,10	0,181±0,018	0,081±0,032
48,3	4,57±0,10	0,212±0,013	0,061±0,021
58,4	4,52±0,10	0,194±0,014	0,018±0,020
72	4,50±0,10	0,193±0,009	0,010±0,020
95	4,38±0,10	0,225±0,011	0,011±0,017
120	4,45±0,10	0,238±0,013	0,060±0,023
138	4,33±0,10	0,262±0,011	0,049±0,023
164	4,25±0,10	0,238±0,011	-0,004±0,020
201	4,14±0,10	0,255±0,011	0,058±0,020
253	3,88±0,10	0,283±0,009	0,065±0,017
325	3,78±0,10		
442	3,58±0,10		

Полученные параметры R_0^0 и R_1^0 , а также определяющиеся ими радиусы рассеяния

$$R_0' = R(1 - R_0^0), \quad R_1' = R(1 - 3R_1^0) \quad (4)$$

даны в таблице 2. При подгонке параметров к эксперименту с целью лучшего описания полного сечения рассеяния $\sigma_e(E)$ сдвиг фазы для s-нейтронов определялся не константой R_0^0 , а линейной функцией энергии $R_0^0 + \alpha E$. Параметр α также приведен в таблице.

Таблица 2
 Параметры потенциального рассеяния

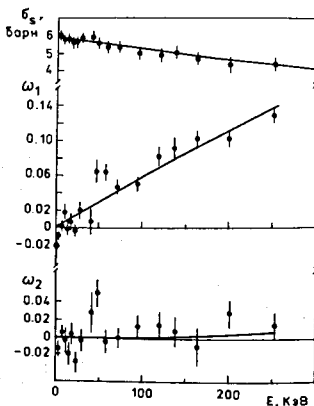
Элемент R, фм	R_0^{∞}	α , кэВ ⁻¹	R_1^{∞}	R'_0 , фм	R'_1 , фм
$R=1,35A^{1/3}$ фм					
Be	2,81	-1,44(3)	$9(3) \cdot 10^{-4}$	-0,47(4)	6,85(9) 6,75(33)
B	2,99	-0,99(3)	$4(3) \cdot 10^{-4}$	-0,27(3)	5,95(10) 5,38(28)
C	3,09	-0,99(1)	$2,5(6) \cdot 10^{-4}$	-0,14(3)	6,15(2) 4,38(24)
$R=1,80A^{1/3}$ фм					
Be	3,74	-0,83(2)	$6(2) \cdot 10^{-4}$	-0,01(2)	6,86(9) 3,81(19)
B	3,99	-0,49(2)	$3(2) \cdot 10^{-4}$	0,07(1)	5,95(10) 3,10(16)
C	4,12	-0,49(1)	$1,6(4) \cdot 10^{-4}$	0,14(1)	6,15(2) 2,44(14)

Из условия независимости фазовых сдвигов при рассеянии от радиуса канала можно получить соотношения между получаемыми при разных R значениями R_0^{∞} и R'_1 :

$$R_0^{\infty}(R^*) = 1 - \frac{R}{R^*} + \frac{R}{R^*} R_0^{\infty}(R), \quad R'_0(R^*) = R'_0(R), \quad (5)$$

$$R_1^{\infty}(R^*) = \frac{1}{3} \left(1 - \frac{R^3}{R^{*3}} \right) + \frac{R^3}{R^{*3}} R_1^{\infty}(R), \quad R'_1(R^*) = \frac{R^2}{R^{*2}} R'_1(R); \quad (6)$$

они справедливы при малых kR и хорошо подтверждаются данными из таблицы 2.



Графическое представление коэффициентов сечения (1) и их теоретического описания при подобранных значениях R_0^{∞} , α , R_1^{∞} для углерода и бора было дано в [9], а здесь оно приведено на рисунке для бериллия (ω_1 , ω_2 - в системе центра масс, σ_s - в лабораторной системе). Расчетные кривые для двух наборов параметров из таблицы 2 совершенно одинаковы.

Содержа вклады "хвостов" большого числа резонансов с обеих сторон от рассматриваемого диапазона энергий, величины R_0^{∞} , R'_1 должны быть близки для соседних по массе ядер. Это, конечно, приближенное правило позволяет оценить ширины отрицательных резонансов, если упомянутые величины заметно расходятся, особенно для легких соседних ядер. Последние отличаются от средних и тяжелых ядер тем, что схемы уровней у них обычно известны до энергий выше энергии связи нейтрона, так что положения, спины и четности отрицательных резонансов известны. Первая оценка ширины отрицательного p-резонанса была сделана в [9] для ядра-мишени ^{11}B , а здесь мы добавим к ней (немного изменив ее) подобный результат для ^9Be .

Как видно из таблицы 2, максимальный разброс радиусов s-рассеяния R'_0 не превышает 15%, а для p-радиусов R'_1 он более 50%. Это дает основание для вычисления предположительных значений приведенных нейтронных ширин $\Gamma_n^{(1)}$ отрицательных p-резонансов. Примем за "хорошо усредненное" одинаковое для всех трех элементов значение R_1^{∞} углерода, равное -0,14 при R по (2) и 0,14 при R по (3) (совпадение модулей R_1^{∞} здесь, конечно, случайно). Тогда прямой учет влияния на коэффициент анизотропии ω_1 p-резонанса ^{11}B с $E_0 = -709$ кэВ (спин 0^+) и двух резонансов ^9Be с $E_0 = -703$ кэВ (спин 0^+) и -949 кэВ (спин 2^+) приводит к следующим значениям:

$$^{11}\text{B} \quad \Gamma_n^{(1)}(-709 \text{ кэВ}) \cong \begin{cases} 4,0 \text{ кэВ при } R=2,99 \text{ фм} \\ 2,8 \text{ кэВ при } R=3,99 \text{ фм} \end{cases} \quad (7)$$

$$^9\text{Be} \quad \Gamma_n^{(1)}(-703 \text{ кэВ}) + 3,8 \Gamma_n^{(1)}(-949 \text{ кэВ}) \cong \begin{cases} 7,5 \text{ кэВ при } R=2,81 \text{ фм} \\ 4,6 \text{ кэВ при } R=3,74 \text{ фм} \end{cases} \quad (8)$$

При этом замена "своих" R_1^{∞} на "общие" с учетом отрицательных резонансов с $\Gamma_n^{(1)}$ по (7) и (8) практически не меняет теоретические кривые: $\sigma_s(E)$ поднимаются не более чем на 0,02-0,04 барн, а кривые $\omega_1(E)$, совпадая с прежними при 200 кэВ, в районе 100 кэВ выше только примерно на 0,002. Множитель 3,8 в (8) связан

Таблица 3
Сравнение оценок $\Gamma_n^{(1)}$ с вигнеровскими пределами $\Gamma_{nW}^{(1)}$

Резонанс	$\Gamma_n^{(1)}$, кэВ	$\Gamma_{nW}^{(1)}$, кэВ	$\Gamma_n^{(1)}$, кэВ	$\Gamma_{nW}^{(1)}$, кэВ
	$R=1,35A^{1/3}$ ФМ		$R=1,80A^{1/3}$ ФМ	
^9Be , -703 кэВ	7,5 [*]	6,5	4,6 [*]	4,8
^9Be , -949 кэВ	2,0 [*]	6,5	1,2 [*]	4,8
^{11}B , -709 кэВ	4,0	6,1	2,8	4,5

^{*} Максимальное совместимое с (8) значение.

с тем, что влияние на ω_1 Γ_n второго резонанса по сравнению с первым впятеро сильнее из-за спинового фактора g и в 1,3 раза слабее из-за его более дальнего расположения по энергии. Разделить вклады этой пары резонансов невозможно. Можно указать лишь максимальные значения ширин, совместимые с уравнением (8) и соответствующие нулевым значениям ширины другого резонанса пары. В таблице 3 они приведены вместе с шириной резонанса ^{11}B (7) и сравниваются с их вигнеровскими пределами $\Gamma_{nW}^{(1)}$, основанными на одночастичной ширине $\gamma^2 = \hbar^2 / MR^2$, где M - масса нейтрона.

Литература

1. Зо Ин Ок и др., ОИЯИ, РЗ-85-133, Дубна, 1985.
2. Попов А. В., Samosvat G. S., JINR, E3-85-226, Dubna, 1985.
3. Попов А. Б., Самосват Г. С., ОИЯИ, РЗ-86-599, Дубна, 1986.
4. Кузнецова Л. В. и др., ОИЯИ, РЗ-87-393, Дубна, 1987.
5. Вагов В. А. и др., ОИЯИ, РЗ-82-770, Дубна, 1982.
6. Ляпин Д. И., ОИЯИ, Р13-89-352, Дубна, 1989.
7. Mughabghab S.F. et al., Neutron Cross Sections, v.1, part A, Academic Press, 1981.
8. Самосват Г. С., ЗЧАЯ, 1986, т. 17, вып. 4, с. 713.
9. Мицына Л. В. и др., Письма в ЖЭТФ, 1989, т. 49, вып. 5, с. 248.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июня 1989 года.