

$$B = 21.4 \pm 2.0 \text{ мбн}/(\text{ГэВ}/c)^2, \quad b = 5.9 \pm 1.0 (\text{ГэВ}/c)^{-2}.$$

Чтобы оценить вклад спин-зависящей части амплитуды перезарядки $pn \rightarrow np$ вперед, необходимо знать полную величину $(d\sigma/dt)_p |_{t=0}$. В работе Бизарда и др. (1975), выполненной при энергии 1 ГэВ, значение $(d\sigma/dt)_p |_{t=0}$ составляет $50.8 \pm 1.2 \text{ мбн}/(\text{ГэВ}/c)^2$.

Исходя из этих данных, можно получить вклад R спин-зависящей части амплитуды при $t = 0$ [4]:

$$R = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2 / \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_p = \frac{3}{2} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_d / \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_p$$

$$R = 0.63 \pm 0.06. \quad (11)$$

Выводы

1. В рамках дифракционной теории Глаубера получено хорошее описание экспериментальных данных по зарядово-обменному рассеянию 1 ГэВ протонов на ядрах от Li до Pb под углами 4, 7.5, 11.3°.
2. Для большинства ядер полученные значения с.к.р. нейтронов оказались близкими к с.к.р. протонов. Существенное различие наблюдается в двух случаях:
 - (а) для ядра ${}^9\text{Be}$ с.к.р. нейтронов значительно превышает протонный с.к.р.,
 - (б) для ядра Pb полученные экспериментальные данные указывают либо на превышение нейтронного с.к.р. над протонным на 0.2–0.4 Фм, либо на значительную величину параметра диффузности для нейтронов.
3. Вклад спин-зависящей амплитуды перезарядки $pn \rightarrow np$ при $t = 0$ равен 0.63 ± 0.06 .

Список литературы

- [1] В.Н.Батурич, В.П.Коптев, Е.М.Маев, М.М.Макаров, В.В.Нелюбин, В.В.Сулимов, А.В.Ханзадеев, Г.В.Щербаков. // Письма в ЖЭТФ, 1979. Т.30 (Вып.1). С.86–90; Препринт ЛИЯФ–445. Гатчина, 1978, 39с.
- [2] В.Н.Батурич, В.П.Коптев, Е.М.Маев, М.М.Макаров, В.В.Нелюбин, В.В.Сулимов, А.В.Ханзадеев, Г.В.Щербаков. // ПТЭ, 1979. № 4. С.44–47.
- [3] В.П.Коптев, Е.М.Маев, М.М.Макаров, А.В.Ханзадеев. // Ядерная физика, 1980. Т.31 (Вып.6). С.1501–1509.
- [4] В.Н.Батурич, В.П.Коптев, Е.М.Маев, М.М.Макаров, В.В.Нелюбин, В.В.Сулимов, А.В.Ханзадеев, Г.В.Щербаков. // Ядерная физика, 1980. Т.31 (Вып.2). С.396–402.

углов в максимумах спектров составляет 1230 ± 20 МэВ/с²). Ширина пика на водороде $M_x(\text{FWHM})=90 \pm 10$ МэВ/с². На дейтерии наблюдается уширение пика $M_x(\text{FWHM})=130 \pm 20$ МэВ/с², что может быть связано с ферми-движением и перерассеянием нуклонов.

В табл.3 приведены сечения образования нейтронов в реакциях с рождением мезонов $(d\sigma/d\Omega)^{\text{неупр}}$, проинтегрированные по измеренному энергетическому диапазону.

Таблица 3

Сечение образования нейтронов с энергией >350 МэВ в неупругих процессах

θ_n , град	$(d\sigma/d\Omega)^{\text{неупр}}$, мбн/ср		θ_n , град	$(d\sigma/d\Omega)^{\text{неупр}}$, мбн/ср	
	H	D		H	D
4	42.7±3.4	52.1±4.2	11.3	20.7±1.7	29.6±2.4
7.5	31.0±2.5	44.7±3.6	13.2	14.0±1.1	20.4±1.6

Если предположить, что при образовании нейтронов в реакциях (6–7) система (πN) имеет изоспин $T = 3/2$, то отношение (A) неупругих сечений на дейтерии и водороде должно равняться $4/3$. Отличие величины A от $4/3$ дает оценку вклада состояний с $T = 1/2$ в $(d\sigma/d\Omega)^{\text{неупр}}$. Из наших данных это отношение, усредненное по всем углам, близко к $4/3$ и составляет 1.39 ± 0.11 . Таким образом, можно сделать вывод, что при энергии протонов 1 ГэВ вклад состояний с $T = 1/2$ в сечение реакций (6–7) мал и доминирующим процессом является процесс образования в промежуточном состоянии изобары $\Delta(1232)$. Надо отметить, что величина A , полученная из данных работы Берка и др. (1976) по образованию нейтронов под углом 0° из водорода и дейтерия при энергии протонов 647 и 800 МэВ, составляет 1.72 ± 0.31 и 2.03 ± 0.36 , соответственно.

Полученные экспериментальные результаты по образованию нейтронов в реакции (8) дают возможность, используя данные по перезарядке в элементарном процессе $pn \rightarrow np$, определить вклад зависящей от спина амплитуды в сечение процесса $pn \rightarrow np$ при $t = 0$.

В рамках импульсного приближения с использованием приближения полноты дифференциальное сечение перезарядки на дейтроне может быть выражено следующим образом:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_d = (1 - S(t))\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_1 + \left(1 - \frac{1}{3}S(t)\right)\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2, \quad (9)$$

где $S(t)$ – формфактор дейтрона; $(d\sigma/dt)_1$, $(d\sigma/dt)_2$ – части сечения элементарного процесса $pn \rightarrow np$ перезарядки, соответственно, не зависящие и зависящие от спина. Из выражения (9) следует, что в импульсном приближении при $t = 0$ ($S(0) = 1$) дифференциальное сечение перезарядки на дейтроне полностью определяется частью сечения pn -перезарядки, зависящей от спина:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_d \Big|_{t=0} = \frac{2}{3} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2 \Big|_{t=0}. \quad (10)$$

Это объясняется следующим образом. При $t = 0$ система двух протонов по принципу Паули может находиться только в состоянии со спином $J = 0$. Поскольку в начальном состоянии двух нуклонов (дейтрон) $J = 1$, то переход в состояние с $J = 0$ может осуществляться (в импульсном приближении) исключительно за счет взаимодействия, зависящего от спина. Таким образом, экстраполируя величину сечения $(d\sigma/dt)_d$ в точку $t = 0$, можно определить значение спин-зависящей части амплитуды процесса перезарядки вперед. Для экстраполяции была выбрана экспоненциальная зависимость от t типа $B \cdot \exp(bt)$. При фитировании было получено:

представляется важным и с той точки зрения, что сечение реакции $pd \rightarrow n(pp)$ под углом 0° определяется спин-зависящими частями амплитуды np -перезарядки. Таким образом, исследование этого процесса позволяет получить информацию о спиновой структуре нуклон-нуклонных амплитуд. На рис.4 приведены двойные дифференциальные сечения образова-

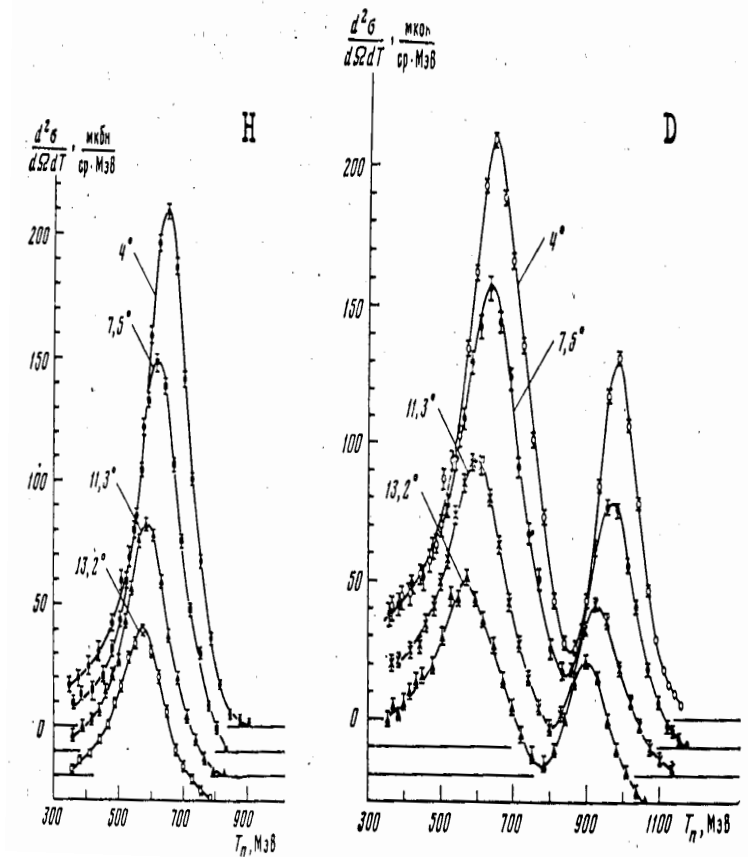


Рис.4. Нейтронные спектры на водороде и дейтерии. Указаны статистические ошибки. Кривые проведены от руки.

ния нейтронов в диапазоне энергий 350–1000 МэВ из водорода и дейтерия под углами 4, 7.5, 11.3, 13.2°. На спектрах нейтронов из дейтерия видны два хорошо выраженных пика. Пик в области более высоких энергий связан с процессом квазиупругого выбивания нейтронов. Идентификация пика с наибольшей энергией как квазиупругого подтверждается тем, что на водороде (рис.4) такой пик отсутствует (нейтроны на водороде могут образовываться только в неупругом процессе с рождением π^+ -мезона).

Пики при энергии вблизи 600 МэВ, наблюдающиеся как на водороде, так и на дейтерии, связаны с образованием нейтронов в неупругих реакциях. Подобие этих пиков по форме и положению может служить указанием на то, что в pd -столкновениях нейтроны, связанные с мезообразованием, образуются в квазисвободных pp - или pn -столкновениях. Положение максимумов пиков на водороде и дейтерии в спектре недостающей массы (M_x) хорошо согласуется с массой $\Delta(1232)$ резонанса (среднее значение M_x для всех

с протонными данными ($a_p=0.494$ Фм). Расчет с фиксированным значением $a_n = 1.1a_p$ практически не изменяет величину с.к.р. нейтронов для всех ядер.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что в случае тяжелых ядер имеющиеся экспериментальные данные недостаточны для однозначного определения с.к.р. нейтронов. Необходимо провести более детальные измерения угловой зависимости $d\sigma/d\Omega$. Полученная информация о распределении нейтронов в таких ядрах, как ^{124}Sn и Pb , может служить указанием на то, что в этих ядрах либо наблюдается превышение с.к.р. нейтронов над протонным с.к.р., либо с.к.р. совпадают, но наблюдается значительное увеличение параметра диффузности в распределении нейтронов. Для ядра ^{181}Ta с.к.р. нейтронов и протонов оказались почти совпадающими в различных вариантах расчета. Такое совпадение может быть связано с тем, что ^{181}Ta имеет сильно размытую по сравнению с большинством ядер поверхность протонного распределения ($a_p = 0.64$ Фм).

При проведении расчетов было выполнено исследование ошибок в определении нейтронных с.к.р., связанных с неточностями знания параметров распределения плотности протонов и данных по нуклон-нуклонному взаимодействию. Так, изменение $\sigma_{\text{эфф}}$ на 0.5 мбн приводит к изменению с.к.р. в наихудшем случае для Pb на ~ 0.04 Фм. Изменение параметра нуклона в упругом нуклон-нуклонном рассеянии на 0.5 $(\text{ГэВ}/c)^{-2}$ меняет с.к.р. для Pb на 0.05 Фм. Наконец, когда вместо данных по перезарядке группы Бизарда и др. (1975) используются данные работы Шепарда и др. (1969) (в этой работе пучок нейтронов имел сплошной спектр в диапазоне энергий $900 \div 1200$ МэВ), с.к.р. изменяется на ~ 0.2 Фм. При введении общей нормировки на ядро ^{27}Al все перечисленные выше ошибки существенно уменьшаются, и их суммарный вклад в с.к.р. нейтронов не превышает 0.05 Фм. Изменение параметров распределения плотности протонов в пределах экспериментальных ошибок приводит к изменению нейтронных с.к.р. на уровне ~ 0.05 Фм. Таким образом, учет возможных ошибок экспериментальных данных, входящих в расчет, дает в с.к.р. ошибку ~ 0.07 Фм.

Исследовалась устойчивость определения с.к.р. нейтронов к выбору формы распределения плотности. Для ядер $^{40,44}\text{Ca}$ проводился расчет с трехпараметрической гауссовской плотностью. Изменение формы плотности не привело в пределах ошибок к изменению в значении нейтронных с.к.р.

Образование нейтронов в pp - и pd - столкновениях

При взаимодействии протонов с энергией 1 ГэВ с водородом и дейтерием нейтроны могут образовываться в следующих реакциях:

$$pp \rightarrow n\pi^+p, \quad (6)$$

$$pd \rightarrow n\pi^+p(n), \quad pd \rightarrow n\pi^0p(p), \quad pd \rightarrow n\pi^0n(p), \quad (7)$$

$$pd \rightarrow np(p), \quad (8)$$

где в скобках указаны нуклоны-спектаторы в дейтроне.

Измерение спектров нейтронов из реакций (6–7) представляет интерес с точки зрения исследования процесса образования мезонов в протон-протонных и протон-нейтронных взаимодействиях [4].

Нейтроны, образующиеся в реакции (8) под малыми углами, являются следствием процесса перезарядки $pn \rightarrow np$. Помимо самостоятельного интереса, изучение этого процесса

нение экспериментальных значений $d\sigma/d\Omega$ с расчетными для угла 7.5° . Там же приведен расчет в предположении $\rho_n(r) = \rho_p(r)$. Полученные в двух вариантах расчета параметры распределения плотности нейтронов приведены в табл.2.

Таблица 2

Параметры распределения плотности нейтронов

Ядро	α_n , ФМ	R_n , ФМ	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$, ФМ	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$, ФМ
^{16}F	0.564	2.82(7)	3.03(4)	+0.13(4)
	0.61(2)	2.59	3.03(4)	+0.13(4)
^{24}Mg	0.538	2.73(10)	2.91(5)	-0.12(5)
	0.49(2)	2.94	2.92(5)	-0.11(5)
^{25}Mg	0.608	2.43(12)	2.94(6)	-0.17(6)
	0.55(2)	2.76	2.95(5)	-0.16(5)
^{26}Mg	0.524	3.17(10)	3.14(6)	+0.08(6)
	0.55(2)	3.05	3.13(6)	+0.07(6)
^{40}Ca	0.563	3.39(9)	3.36(6)	-0.07(6)
	0.54(2)	3.51	3.37(5)	-0.06(5)
^{44}Ca	0.549	3.73(11)	3.54(7)	+0.10(7)
	0.58(3)	3.58	3.52(6)	+0.08(6)
Cu*	0.569	4.40(5)	3.97(4)	+0.09(4)
	0.60(1)	4.20	3.95(4)	+0.07(4)
^{116}Sn	0.552	5.59(10)	4.79(7)	+0.12(7)
	0.52(3)	5.42	4.74(5)	+0.07(5)
^{124}Sn	0.534	5.80(10)	4.91(7)	+0.22(7)
	0.61(3)	5.49	4.82(5)	+0.13(5)
^{181}Ta	0.640	6.42(6)	5.51(5)	+0.03(5)
	0.65(2)	6.38	5.50(4)	+0.02(4)
Pb*	0.494	7.22(6)	5.89(5)	+0.39(5)
	0.64(2)	6.69	5.70(4)	+0.20(4)

* Естественная изотопическая смесь.

Примечание. Приведенные в скобках ошибки нейтронных параметров не учитывают погрешности параметров протонных распределений. В таблице приведены два варианта обработки с фиксированным параметром $\alpha_n = \alpha_p$ и с фиксированным $R_n = R_p$ (параметры, указанные без ошибок, являются фиксированными).

Как видно из табл.2, для большинства ядер, за исключением наиболее тяжелых, величина с.к.р. нейтронов почти не зависит от вариантов обработки и может служить достаточно надежной характеристикой распределения нейтронов в этих ядрах. Для исследования чувствительности определения с.к.р. нейтронов к варианту обработки в тяжелых ядрах были выполнены дополнительные расчеты с фиксированным $R_n = 0.9R_p$ и с фиксированным $a_n = 1.1a_p$. Величина с.к.р. нейтронов оказалась наиболее чувствительной к предположению о величине параметра R_n . Так, например, для свинца вариант расчета с фиксированным $R_n = 0.9R_p$ приводит к совпадающим значениям с.к.р. нейтронов и протонов. Правда, чтобы согласовать экспериментальные данные с расчетом для этого ядра, требуется значительное увеличение параметра диффузности a_n ($a_n = 0.810$ ФМ) по сравнению

Определенные с.к.р. нейтронов для ядер с $A \leq 16$ вместе с используемыми в расчете протонными с.к.р. приведены в таблице 1.

Таблица 1

Параметры распределения плотности нейтронов для легких ядер

Ядро	α_n^0 , ФМ	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$, ФМ	$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$, ФМ	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$, ФМ
${}^7\text{Li}$	1.77(6)	2.51(8)	2.40	0.11(8)
${}^9\text{Be}$	2.11(5)	3.06(7)	2.51	0.55(7)
${}^{10}\text{B}$	1.73(4)	2.51(5)	2.45	0.06(5)
${}^{11}\text{B}$	1.70(4)	2.51(5)	2.40	0.11(5)
${}^{12}\text{C}$	1.75(3)	2.54(4)	2.45	0.12(4)
${}^{16}\text{O}$	1.90(4)	2.85(6)	2.71	0.14(6)

Как видно из таблицы, наблюдается существенное превышение нейтронного с.к.р. над протонным для ${}^9\text{Be}$. Такое превышение может быть связано с тем, что в ядре ${}^9\text{Be}$ последний неспаренный нейтрон заметно удален от остова ядра, имеющего 2α -частичную структуру.

Для ядер с $A \geq 19$ форма плотности выбиралась в виде двухпараметрического распределения (4). Поскольку $d\sigma/d\Omega$ было измерено только в трех точках, одновременное определение двух параметров (R_n и a_n) было невозможно, и один из параметров фиксировался и полагался равным соответствующему параметру протонного распределения. В одном варианте расчета фиксировался R_n ($R_n = R_p$), в другом — a_n ($a_n = a_p$). Оба варианта расчета давали одинаковое описание экспериментальных данных. На рис.3 проведено срав-

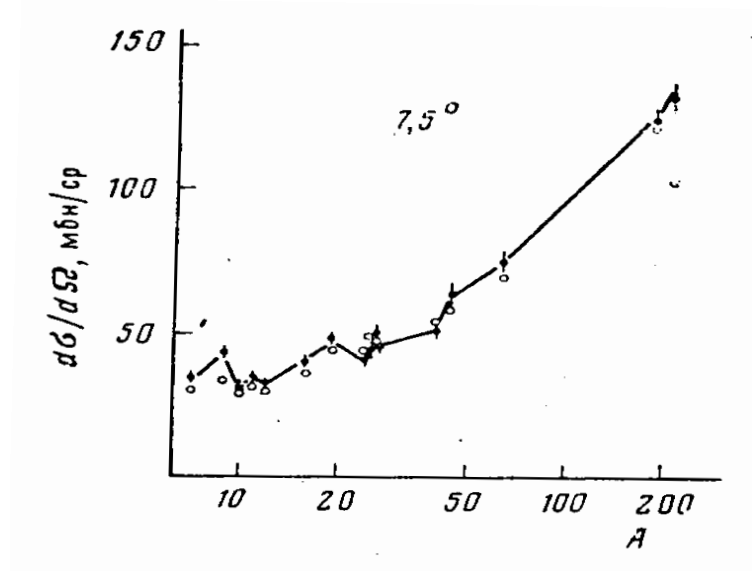


Рис. 3. Экспериментальные (●) и расчетные (○) ($\rho_n(r) = \rho_p(r)$) сечения зарядово-обменного рассеяния. Сплошная кривая соединяет значения $d\sigma/d\Omega$, вычисленные с определенными в данной работе параметрами нейтронной плотности.

$$+ \dots + N_{m+1} \epsilon^m \left[\frac{bA_1}{b + ma_1} \exp\left(\frac{ba_1}{b + ma_1} t\right) + \frac{bA_2}{b + ma_2} \exp\left(\frac{ba_2}{b + ma_2} t\right) \right] + \dots, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \epsilon &= C/(\sigma_{\text{эфф}} b); & t &= -q^2; & |f_{el}(q)|^2 &= C \exp(-bq^2); \\ |f_o(q)|^2 &= A_1 \exp(-a_1 q^2) + A_2 \exp(-a_2 q^2). \end{aligned}$$

Все результаты расчетов, обсуждаемые в дальнейшем, получены с использованием формулы (3).

Результаты расчета

При расчете дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ реакции (1) использовались следующие данные по нуклон-нуклонному рассеянию при энергии 1 ГэВ:

$$\begin{aligned} \sigma_{pp}^{tot} &= 47.5 \text{ мбн}, & \sigma_{pn}^{tot} &= 38.2 \text{ мбн}, \\ \alpha_{pp} &= \frac{\text{Re} f_{el}^{pp}(0)}{\text{Im} f_{el}^{pp}(0)} = -0.1, & \alpha_{pn} &= \frac{\text{Re} f_{el}^{pn}(0)}{\text{Im} f_{el}^{pn}(0)} = -0.4, \\ b &= 6.5 (\text{ГэВ}/c)^{-2} \text{ (считаем, что } b_{pp} = b_{pn}), \\ C &= |f_{el}(0)|^2 = \left| \frac{f_{el}^{pp}(0) + f_{el}^{pn}(0)}{2} \right|^2, & f_{el}^{pp,pn}(0) &= \frac{ik}{4\pi} \sigma_{pp,pn} (1 - \alpha_{pp,pn}), \\ A_1 &= 24.4 \text{ мбн/стер}, & A_2 &= 21.8 \text{ мбн/стер}, \\ a_1 &= 156.0 (\text{ГэВ}/c)^{-2}, & a_2 &= 6.5 (\text{ГэВ}/c)^{-2} \end{aligned}$$

(A_1, A_2, a_1, a_2 получены из данных работы Бизарда и др.(1975)).

Распределение плотности нуклонов для ядер с $A \geq 19$ выбиралось в виде ферми-распределения с двумя параметрами:

$$\rho_{p,n}(r) = \rho_{p,n}^0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_{p,n}}{a_{p,n}}\right) \right]^{-1}, \quad (4)$$

где R – радиус половинной плотности, a – параметр диффузности.

Для легких ядер от ${}^7\text{Li}$ до ${}^{16}\text{O}$ вид плотности соответствовал гармоническому осцилляторному потенциалу

$$\rho_{p,n}(r) = \rho_{p,n}^0 \left[1 + \delta_{p,n} \left(\frac{r}{\alpha_{p,n}^0} \right)^2 \right] \exp \left[- \left(\frac{r}{\alpha_{p,n}^0} \right)^2 \right], \quad (5)$$

где $\delta_p = (Z - 2)/3$, $\delta_n = (N - 2)/3$, $\alpha_{p,n}^0$ – радиальный параметр. Величина $\rho_{p,n}^0$ находилась из условия нормировки ($\int \rho_{p,n}(r) d^3r = 1$).

В расчете параметры распределения плотности протонов считались известными, а параметры пространственного распределения плотности нейтронов находились из сравнения расчетных (по формуле (3)) и экспериментально измеренных [1] сечений зарядово-обменного рассеяния).

Фитирование экспериментальных сечений под углами 4, 7.5 и 11.3° проводилось по формуле (3) методом наименьших квадратов. Для легких ядер, вплоть до кислорода, форма плотности выбиралась в виде (5) и при фитировании находился один параметр плотности распределения нейтронов a_n^0 . Этот параметр связан с с.к.р. нейтронов формулой

$$\langle r_n^2 \rangle^{1/2} = a_n^0 (2.5 - 2/N)^{1/2}.$$

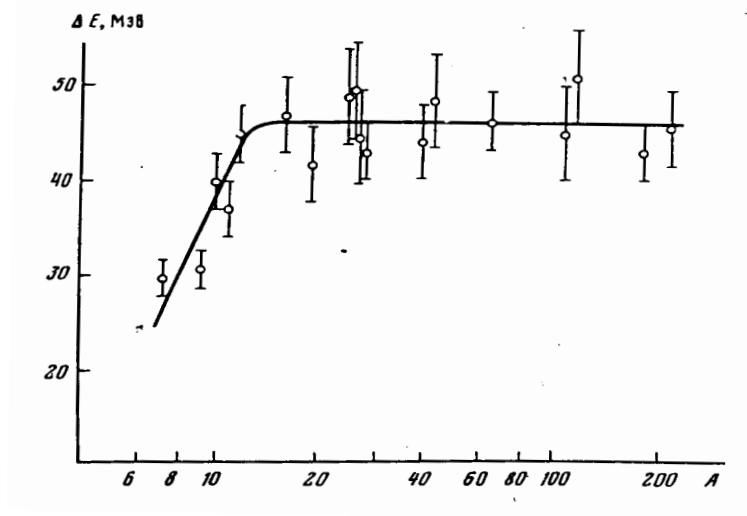


Рис.2. Значения средних энергий отделения нейтронов в процессе квазиупругого выбивания. Кривая проведена от руки.

случаев образования нейтрона в процессах с рождением мезонов, а с другой – захватить достаточно большое число возможных конечных состояний ядра.

Сечение процесса (1) в рамках теории Глаубера может быть записано следующим образом [3]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 N \int d^2b d^2b' \exp(iq(b-b')) H_o(b, b') \times \\ \times [1 - h_p(b) - h^*(b') + H_p(b, b')]^Z [1 - h_n(b) - h_n^*(b') + H_n(b, b')]^{N-1}, \quad (2)$$

где

$$h_{p,n}(b) = \int \Gamma_{el}(b-s) \rho_{p,n}(r) d^3r, \\ H_{p,n}(b, b') = \int \Gamma_{el}(b-s) \Gamma_{el}^*(b'-s) \rho_{p,n}(r) d^3r, \\ H_o(b, b') = \int \Gamma_o(b-s) \Gamma_o^*(b'-s) \rho_n(r) d^3r, \\ \Gamma_{el,o}(b) = \frac{1}{2\pi i k} \int f_{el,o}(q) \exp(-iqb) d^2q;$$

здесь $q = k - k_n$ – переданный импульс ($t = -q^2$); k, k_n – импульсы налетающего протона и вылетевшего нейтрона; s, b – поперечная координата одного из нуклонов ядра и вектор прицельного параметра, лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению k ; N, Z – число нейтронов и протонов в ядре; $f_{el}(q)$ – амплитуда упругого нуклон-нуклонного рассеяния; $f_o(q)$ – амплитуда перезарядки $pn \rightarrow np$; $\rho_{p,n}(r)$ – одночастичная функция плотности протонов или нейтронов в ядре.

Окончательная формула для вычисления сечения зарядово-обменного процесса (1) в виде ряда по кратности рассеяния имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N_1 |f_o(q)|^2 + N_2 \epsilon \left[\frac{bA_1}{b+a_1} \exp\left(\frac{ba_1}{b+a_1}t\right) + \frac{bA_2}{b+a_2} \exp\left(\frac{ba_2}{b+a_2}t\right) \right] +$$

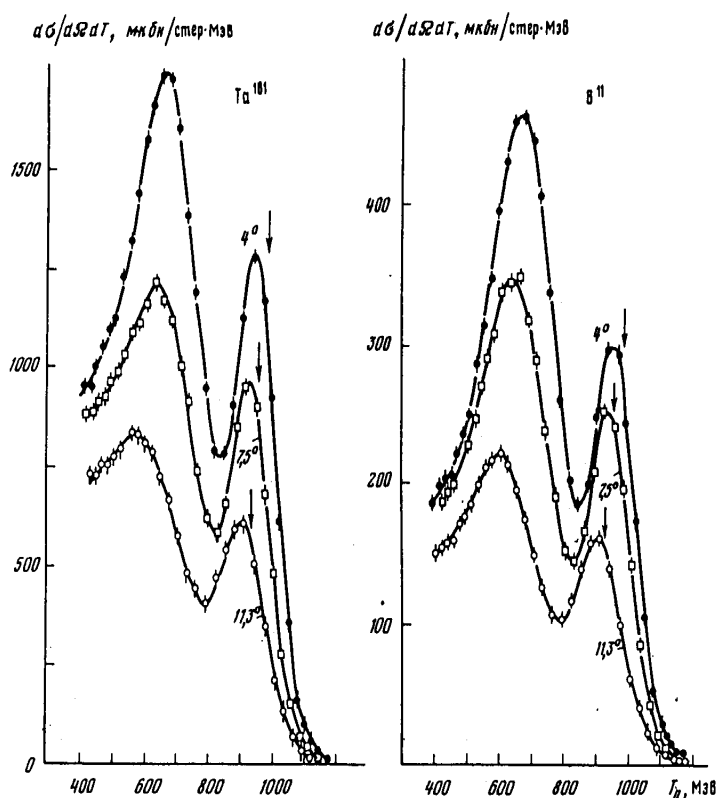


Рис.1. Спектры нейтронов для B^{11} и Ta^{181} под углами $4, 7.5$ и 11.3° . Стрелками показаны значения энергий нейтрона, соответствующие упругому pn -рассеянию.

коэффициент, равный 51.3, 36.8 и 25.1 мбн/стер для углов $4, 7.5$ и 11.3° , соответственно. Интересно отметить, что для всех трех углов коэффициенты $C_{\text{кв}}(\theta)$ и $C_{\text{неуп}}(\theta)$ оказались близкими по величине к соответствующим значениям сечений квазиупругого и неупругого выбивания нейтронов из дейтерия, которые были измерены в этом же эксперименте.

Сечение квазиупругого выбивания нейтронов было вычислено в рамках дифракционной теории Глаубера с учетом эффектов перерассеяния и поглощения падающего протонного пучка и образовавшихся нейтронов [3].

Зарядово-обменное рассеяние в теории Глаубера

Рассмотрим процесс зарядово-обменного рассеяния протонов на ядре:



Если в эксперименте не выделяется состояние оставшегося ядра и, таким образом, проводится суммирование сечения по всем конечным состояниям (ядро ${}^{Z+1} A_{N-1}$ может находиться в возбужденном состоянии), то из условия полноты сечение реакции (1) определяется только волновой функцией основного состояния ядра и может быть рассчитано по теории Глаубера. При этом достаточно иметь экспериментальное разрешение при измерении энергии нейтрона ~ 100 МэВ, чтобы, с одной стороны, надежно отделиться от

ЗАРЯДОВО-ОБМЕННОЕ РАССЕЙЯНИЕ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГэВ

В.П.Коптев, Е.М.Маев, М.М.Макаров, А.В.Ханзадеев

Введение

Исследование нейтронов, образующихся при взаимодействии протонов с ядрами, важно для понимания механизма взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами и изучения структуры ядра. Однако экспериментов имеется крайне мало (см. [1] и ссылки в ней), и в основном они относятся к углу вылета нейтрона 0° . В большинстве работ сведения об энергетических спектрах получались при дополнительном рассеянии нейтронов на водородосодержащей мишени. В данной работе энергия нейтронов измерялась методом времени пролета с использованием временной микроструктуры пучка ускорителя [2]. Применение этого метода оказалось возможным благодаря хорошим временным параметрам пучка синхроциклотрона ЛИЯФ и позволило значительно увеличить скорость набора статистики по сравнению с методом двойного рассеяния. Впервые были выполнены систематические исследования процесса образования нейтронов под несколькими углами для широкого набора ядер с $1 \leq A \leq 208$.

Установка и методика измерений описаны в работе [1]. На рис.1 приведены двойные дифференциальные сечения образования нейтронов из ядер B^{11} и Ta^{181} . Аналогичные спектры наблюдаются и для других ядер. На всех спектрах видны два хорошо выраженных пика. Пик в области более высоких энергий связан с процессом квазиупругого выбивания нейтронов. Его положение ($T_{кв}$) несколько отличается от значения энергии $T_{кин}$, соответствующего кинематике упругого pn -рассеяния. Зависимость величины $\Delta E = T_{кин} - T_{кв}$, которая характеризует среднюю энергию отделения нейтрона в данном процессе, приведены на рис.2. Как следует из рисунка, величина ΔE становится практически постоянной для ядер тяжелее углерода. Сечения квазиупругого выбивания $(d\sigma/d\Omega)^{кв}$ были получены при интегрировании энергетических спектров в области квазиупругого пика по процедуре, описанной в работе [1]. Зависимость $(d\sigma/d\Omega)^{кв}$ от атомного номера ядра мишени имеет следующие особенности:

1. для симметричных ($Z = N$) ядер $(d\sigma/d\Omega)^{кв}$ пропорционально $A^{1/3}$;
2. для ядер тяжелее Cu ($N > Z$) зависимость $(d\sigma/d\Omega)^{кв}$ меняет свой характер и становится близкой к $A^{2/3}$;
3. для всех измеренных изотопов B, Mg, Ca, Sn наблюдается значительное возрастание сечения с увеличением числа нейтронов.

Отмеченные выше особенности могут быть описаны с точностью 10% простой феноменологической зависимостью: $(d\sigma/d\Omega)^{кв} = C_{кв}(\theta) \frac{N}{Z} A^{1/3}$, где $C_{кв}(\theta)$ – нормировочный коэффициент, равный 18.5, 14.8 и 10.5 мбн/стер для углов 4, 7.5, и 11.3° , соответственно. Наблюдаемый в энергетических спектрах широкий максимум, отстоящий приблизительно на 300 МэВ от квазиупругого пика, связан в основном с образованием нейтронов в неупругих реакциях с рождением π -мезонов.

Зависимость сечения неупругого образования нейтронов с $T_n > 400$ МэВ от A хорошо аппроксимируется выражением: $(d\sigma/d\Omega)^{неуп} = C_{неуп}(\theta) A^{1/2}$, где $C_{неуп}(\theta)$ – нормировочный