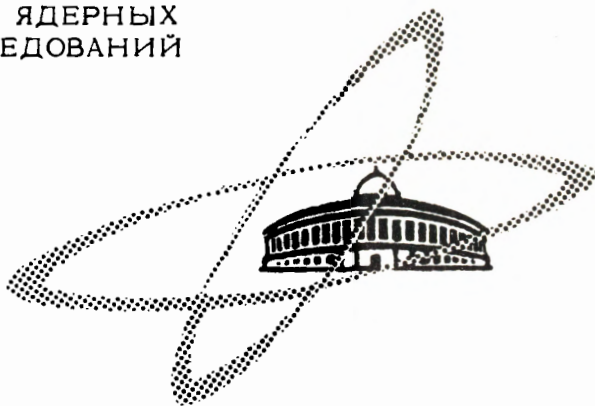


С 346.2а  
А-465

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2495



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Ю.А. Александров, Г.С. Самосват

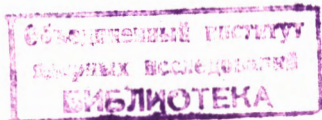
О НЕКОТОРЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОЦЕНКАХ  
ВЕЛИЧИН КОЭФФИЦИЕНТОВ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ НУКЛОНОВ

1965

Ю.А. Александров, Г.С. Самосват

О НЕКОТОРЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОЦЕНКАХ  
ВЕЛИЧИН КОЭФФИЦИЕНТОВ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ НУКЛОНОВ<sup>x)</sup>

x) Обзорный доклад, прочитанный на VI Всесоюзной меж-  
вузовской конференции по теории элементарных частиц. Ужгород,  
октябрь 1965 г.



3934/3  
нр.

Понятие о поляризуемости нуклонов было введено в связи с рассмотрением вопросов о рассеянии фотонов и фоторождении пионов на нуклонах<sup>/1,2/</sup>, а также рассеянии нейтронов на тяжелых ядрах<sup>/4,5/</sup>. Наряду с зарядом, магнитным, квадрупольным и др. моментами поляризуемость (электрическая и магнитная) является характеристикой частицы, необходимость введения которой диктуется соображениями полноты описания взаимодействия элементарных частиц. Поляризуемость характеризует деформацию мезонного облака частицы под действием электрического и магнитного полей. Она равна нулю, если трактовать частицу как некоторую жесткую структуру.

Экспериментальное определение величины поляризуемости нуклонов представляет собой довольно сложную задачу. Для протона эти измерения частично выполнены. Определена его электрическая поляризуемость. Что же касается нейтрона, то в настоящее время можно говорить лишь об экспериментальных оценках интересующих нас величин. Эти оценки можно получить из опытов с фотонами и нейтронами.

### 1. Рассеяние $\gamma$ -квантов на протонах, дейтонах и $\text{He}^4$

Рассеяние фотонов частицами со спином  $1/2$  и аномальным магнитным моментом было рассмотрено в ряде работ<sup>/1,2,6,7,8,9,10/</sup>. В области малых частот, т.е. при  $\omega \ll m$ , где  $\omega$  - частота фотона, а  $m$  - масса пиона, естественно воспользоваться разложением амплитуды рассеяния по частоте фотона. В работах<sup>/1,6,7/</sup> в амплитуде рассеяния рассматривались члены, линейные по частоте фотона. Было показано, что в этом случае для описания рассеяния достаточно лишь трех характеристик частицы: заряда, массы и аномального магнитного момента. Однако такое описание не является исчерпывающим. В работе<sup>/1/</sup> было обращено внимание на возможное участие в процессах в области низких энергий промежуточных состояний, отвечающих высоким возбуждениям нуклона. Поглощение фотона нуклоном приводит к индуцированию в нуклоне электрического и магнитного моментов и последующему их изучению. Аналогичное явление известно в оптике под названием релеевского рассеяния. Амплитуда релеев-

ского рассеяния пропорциональна квадрату частоты  $\gamma$  -квантов. Было показано, что при энергиях ниже порога рождения пионов подобное рассмотрение приводит к необходимости введения двух новых неизвестных параметров  $\alpha$  и  $\beta$  -коэффициентов электрической и магнитной поляризуемости нуклона.

В работе <sup>/2/</sup> была получена формула для сечения рассеяния фотонов на нуклоне с учетом квадратичных по частоте членов в амплитуде рассеяния в удобном для сравнения с экспериментом виде и сделаны нижняя и верхняя оценки электрической поляризуемости протона. Для рассеяния на угол  $90^\circ$  формула имеет вид:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{90^\circ} = \left( \frac{e^2}{M} \right)^2 \left[ \frac{1}{2} \left( 1 - 2 \frac{\omega}{M} \right) + \omega^2 \left( \alpha - \frac{\bar{\alpha}}{M} \right) \right], \quad (1)$$

где  $\omega$  - частота падающего фотона,  $\alpha$  - часть сечения, определяемая статическим магнитным моментом нуклона,  $\bar{\alpha}$  - среднее значение коэффициента электрической поляризуемости нуклона, определяемое через среднее значение дипольного момента.

$$\bar{\alpha} = \langle \frac{1}{2} |\alpha| \frac{1}{2} \rangle = 2 \sum_N \frac{|\langle N | \hat{d}_n | 0 \rangle|^2}{E_N - E_0}, \quad (2)$$

где  $\hat{d}_n$  - операторы компонент дипольного момента.

Из выражения (2) следует, что все возбужденные состояния системы дают положительный вклад в поляризуемость нуклона. Первое из них - это состояние нуклон + мезон. Квадрат матричного элемента можно выразить через сечение электрического дипольного фоторождения мезонов  $\sigma_{E1}$ , что позволяет сделать нижнюю оценку для  $\bar{\alpha}$  <sup>/2/</sup>:

$$\bar{\alpha} > \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{\sigma_{E1}(\omega) d\omega}{\omega^2}. \quad (3)$$

Подставляя экспериментальное значение сечения фоторождения мезонов на протонах в (3), получим

$$\alpha_p > 0,4 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3.$$

Так как известно, что сечение  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{90^\circ}$  близко к томсоновскому сечению  $\frac{1}{2} \left( \frac{e^2}{M} \right)^2$ , то можно получить и верхнюю оценку

$$\alpha_p \lesssim 1,5 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3.$$

Итак,  $0,4 \cdot 10^{-42} < \alpha_p \lesssim 1,5 \cdot 10^{-42}$ .

В работе <sup>/3/</sup> при определении поляризуемости предлагается исходить из спиновой структуры амплитуды рассеяния и определять электрическую и магнитную поляризуемости

формально как коэффициенты при квадратичном по частоте излучения члене в амплитудах  $R_1$  и  $R_2$ , где  $R_1$  описывает поглощение фотонов в электрическом состоянии, а  $R_2$  - в магнитном. При большом числе состояний в  $R_1$  дают вклад и магнитные состояния, а в  $R_2$  - и электрические, но их вклад мал.

Из дисперсионных соотношений можно получить

$$\alpha + \beta = \lim_{\omega^2 \rightarrow 0} \frac{d}{d\omega^2} (R_1 + R_2) = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\omega_t}^{\infty} \frac{\sigma(\omega) d\omega}{\omega^2} \quad (4)$$

где  $\omega_t$  - порог неупругих процессов.

Это выражение отличается от <sup>/3/</sup> тем, что в  $\sigma(\omega)$  - полное сечение поглощения - входят вклады всех состояний, а не только электрическое дипольное поглощение.

Итак, для нуклонов величина квадратичного по частоте члена определяется вкладом всех состояний в сечение фоторождения пионов, хотя рождение пионов, связанное с электрическим дипольным поглощением, играет наиболее важную роль.

В дальнейшем теория комптон-эффекта на нуклоне была развита в работах <sup>/8,9,10/</sup>. Было показано, что при рассмотрении рассеяния фотонов малых энергий на системе со спином 1/2 с точностью до членов, кубичных по частоте фотона, в формулу для амплитуды рассеяния, помимо заряда, массы и аномального магнитного момента, входят еще три параметра:  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\langle r^2 \rangle$  - среднеквадратичный радиус распределения заряда.

Для сравнения с экспериментом удобно пользоваться выражением следующего вида <sup>/9/</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{d\sigma_0}{d\Omega} - \omega^2 \frac{e^2}{M} [ (1 + \cos^2 \theta) (\alpha + \frac{e^2}{3M} \langle r^2 \rangle) + \\ & + 2\beta \cos \theta ] + \omega^3 \frac{3e^2}{M^2} (1 - \cos \theta) [ (1 + \cos^2 \theta) (\alpha + \frac{e^2}{3M} \langle r^2 \rangle) + 2\beta \cos \theta ] + O(\frac{\omega^4}{m^4}) \quad (5) \end{aligned}$$

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left( \frac{e^2}{M} \right)^2 \{ (1 + \cos^2 \theta) [ 1 - 2\nu(1 - \cos \theta) ] + \nu^2 (1 - \cos \theta)^2 + (4 + 3 \cos^2 \theta) + \nu^2 F(\theta) \} + O(\nu^3)$$

$$F(\theta) = \kappa \left[ 2 + \frac{9}{2} \kappa + 3\kappa^2 + \frac{3}{4} \kappa^3 - (4 + 5\kappa + 2\kappa^2) \cos \theta + (2 + \frac{1}{2} \kappa - \kappa^2 - \frac{1}{4} \kappa^3) \cos^2 \theta \right],$$

$$\nu = \frac{\omega}{M},$$

$\kappa$  - аномальный магнитный момент частицы.

Сравнение этой формулы с результатами экспериментальных работ <sup>/11/</sup>, выполненных

при энергиях  $\gamma$  -квантов 60–90 Мэв, приводит к следующим значениям коэффициентов поляризуемости для протона:

$$\alpha_p = (0 \pm 4) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3, \quad \beta_p = (2 \pm 2) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3 / 12/.$$

Следует заметить, что отброшенные в формуле (5) члены высшего порядка, возможно, могут несколько изменить значение  $\alpha_p$ . Чтобы полностью исключить их влияние, следует вести измерения при энергиях  $\gamma$  -квантов порядка 10–20 Мэв. Однако это связано с большими трудностями вследствие сильного уменьшения измеряемого эффекта с уменьшением энергии.

Оценить поляризуемость нейтрона значительно более сложно, поскольку невозможно получить прямые экспериментальные данные ни по рассеянию фотонов нейтронами, ни по фоторождению пионов на нейтронах. Вследствие этого для оценок поляризуемости нейтрона приходится пользоваться данными, полученными из экспериментов по комптон-эффекту и фоторождению пионов, например, на дейтоне. Затруднения при анализе этих экспериментов связаны в первую очередь с отсутствием строгой релятивистской теории дейтона. Необходимо учитывать то обстоятельство, что в дейтоне нейтрон находится в движении. На современной стадии релятивистской теории дейтона задачу об эффекте движения можно решить лишь приближенно. Приходится делать целый ряд допущений, что в конечном счете в какой-то степени обеспечивает полученные результаты.

Анализ экспериментальных данных по комптон-эффекту на дейтоне обычно проводят в рамках импульсного приближения<sup>/13/</sup>. Оно состоит в том, что амплитуда рассеяния на дейтоне считается равной сумме амплитуд рассеяния на свободных протоне и нейтроне, причем последние имеют распределение по импульсам такое же, как в дейтоне.

Однако, как показано в ряде работ<sup>/2,14,17/</sup>, экспериментальные данные о рассеянии фотонов на дейтонах<sup>/15,16/</sup> не укладываются в рамки импульсного приближения. На амплитуду рассеяния рассматриваемого процесса в области энергий 50–100 Мэв оказывает сильное влияние фоторасщепление дейтона. Этот неупругий процесс наряду с фоторождением пионов при больших энергиях делает невозможным применение импульсного приближения к рассмотрению комптон-эффекта на дейтоне в широкой области энергий. Все это приводит в конечном счете к тому, что делать надежные заключения о поляризуемости нейтрона из экспериментов по рассеянию фотонов на дейтонах невозможно. В одной из последних работ<sup>/14/</sup> авторы, рассматривая экспериментальные данные по комптон-эффекту на дейтоне, приходят к выводу, что электрическая поляризуемость нейтрона не может превышать соответствующую величину для протона более, чем на 40%. Однако этот вывод делается на основе импульсного приближения и, как утверждают сами авторы, учет обменных эффектов, например, типа показанных на рис. 1, может привести к значительно большей величине  $\alpha_n$ .

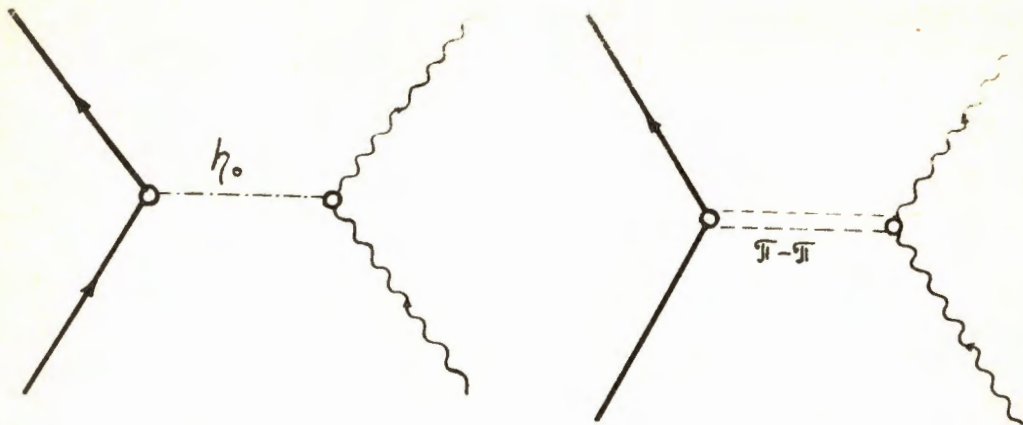


Рис. 1.

В работе /2/ было обращено внимание на то, что изучение процессов  $\gamma + d \rightarrow d + \gamma$  и  $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$  может упростить интерпретацию экспериментальных данных. Что касается первого процесса, то, видимо, при энергиях порядка нескольких десятков Мэв его трудно отделить от процесса  $\gamma + d \rightarrow p + n + \gamma$ , а эффект поляризуемости пропорционален квадрату частоты фотона и при очень низких энергиях фотонов эффект мал.

Возможность оценки  $a_n$  при изучении реакции  $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{He}^4 + \eta$  рассмотрена в работе /10/. В этом случае вклад неупругих процессов в амплитуду рассеяния значительно меньше, чем в случае дейтона, так как порог фоторасщепления гелия достаточно высок ( $E = 20$  Мэв). Как показано в /10/, результат может быть с достаточной точностью интерпретирован на основе следующей формулы для сечения рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left( \frac{e^2}{M} \right)^2 \left\{ \left[ 1 - 2 \frac{\omega}{M} (1 - \cos \theta) + 3 \left( \frac{\omega}{M} \right)^2 (1 - \cos \theta)^2 - 4 \left( \frac{\omega}{M} \right)^3 (1 - \cos \theta)^3 \right] - \right. \\ \left. \left[ 2 \omega^2 - 6 \frac{\omega^3}{M} (1 - \cos \theta) \right] \left[ \frac{\bar{\alpha}}{(e^2/M)} (1 + \cos^2 \theta) + 2 \frac{\bar{\beta}}{(e^2/M)} \cos \theta \right] \right\}. \quad (8)$$

Измеряя рассеяние фотонов на гелии под углом  $90^\circ$ , можно получить значение  $\bar{\alpha} = a + 1/3 \left( \frac{e^2}{M} \right) \langle r_0^2 \rangle$ , где  $\langle r_0^2 \rangle$  - среднеквадратичный радиус гелия, известный из опытов по  $e - \text{He}^4$  рассеянию, а поляризуемость гелия  $a = a_{\text{nuol}} + 2a_p + 2a_n$ . Значение  $a_{\text{nuol}}$  может быть определено из опытов по фоторасщеплению гелия:

$$a_{\text{nuol}} = \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{\sigma_{E1} d\omega}{\omega^2}, \quad \text{где } \sigma_{E1} - \text{полное сечение дипольного поглощения}$$

(не принимая во внимание фоторождение мезонов). Интеграл можно оценить, заменив

$\sigma_{E_1}$  на  $\sigma_{tot}$ . Это дает:  $a_{nucl} = (70 \pm 4) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$ . Точность этой оценки определяет верхнюю границу  $a_n$ . Данным методом возможно определить величину  $a_n$ , если она более или порядка  $5 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$ . Опытов по рассеянию фотонов на гелии пока нет.

Косвенная оценка поляризуемости нейтрона может быть получена из данных по фоторождению мезонов<sup>/2,3/</sup>. Из дисперсионных соотношений получается, что<sup>/3/</sup>:

$$\alpha = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\omega_1}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega^2} \{ |E_1|^2 + 2|E_8|^2 + 1/3|E_2|^2 - 1/6|M_2^2 \} \text{ для электрической поляризуемости} \quad (7)$$

$$\beta = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\omega_1}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega^2} \{ |M_1|^2 + 2|M_8|^2 + 1/3|M_2|^2 - 1/6|E_2|^2 \} \text{ для магнитной поляризуемости} \quad (8)$$

$E_1$  и  $M_1$  - парциальные амплитуды рождения пионов на нуклоне (электрического и магнитного типов)

Из опытов по фоторождению пионов на протонах и дейтонах известно, что отношение сечений вблизи порога  $\frac{\sigma_{\pi^-}}{\sigma_{\pi^+}} = 1,3$ <sup>/16/</sup>. Поскольку электрическое дипольное рождение пионов доминирует при этих энергиях, можно предположить, что  $|E_{\pi^-}|^2 = 1,3 |E_{\pi^+}|^2$ .

Отсюда, принимая во внимание значение  $a_p$ , можно получить для нейтрона  $a_n = 1,2 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$ . Аналогичная величина получена также в работе<sup>/18/</sup>. Видимо, истинное значение величины  $a_n$  находится вблизи полученных значений.

## 2. Рассеяние нейтронов тяжелыми ядрами

Верхняя оценка электрической поляризуемости нейтрона может быть получена путем изучения рассеяния нейтронов на тяжелых ядрах. Понятие электрической поляризуемости нейтрона в связи с вопросом о рассеянии нейтронов было введено в работах<sup>/4,5/</sup>. В гамильтониане взаимодействия нейтрона с ядром появляется дополнительный член, равный  $\frac{1}{2} a_n E^2$ , где  $a_n$  - электрическая поляризуемость нейтрона, а  $E$  - электрическое поле ядра.

В работе<sup>/5/</sup> в борновском приближении была вычислена амплитуда "поляризационного" рассеяния нейтрона в кулоновском поле ядра:

$$f(\theta) = \frac{m a_n}{2R} \left( \frac{ze}{R} \right)^2 KR \left( \frac{\sin KR}{K^2 R^2} + \frac{\cos KR}{KR} + \sin KR \right), \quad (9)$$

где  $K = \frac{2}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}$ ,  $R$  - радиус ядра,  $m$  - масса нейтрона.



В предположении, что энергия ядерного взаимодействия не зависит от спина, получается следующее выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния неполяризованных нейтронов:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_0(\theta)|^2 + \frac{1}{4} \mu^2 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 \left(\frac{Ze^2}{\hbar c}\right)^2 \operatorname{ctg} \frac{2\theta}{2} + 2 \operatorname{Re} f_0(\theta) f(\theta) + f^2(\theta), \quad (10)$$

где  $f_0(\theta)$  - амплитуда ядерного рассеяния. Второй член выражения (10) описывает так называемое швингеровское рассеяние, являющееся результатом взаимодействия магнитного момента нейтрона  $\mu$  с кулоновским полем ядра. Поскольку поляризацонное рассеяние обусловлено дальнедействующими силами, то поиски эффектов, вызванных ими при энергиях нейтронов порядка нескольких мегаэлектронвольт, следует вести в интервале малых углов ( $< 10^\circ$ ). Помимо эффекта, связанного с поляризуемостью нейтрона, в области малых углов будет проявляться также швингеровское рассеяние, однако, эффект последнего можно достаточно точно учесть расчетным путем.

Основная трудность при интерпретации экспериментальных данных заключается в учете ядерного взаимодействия. Поскольку не существует соответствующей строгой теории, то при учете эффекта ядерного взаимодействия приходится прибегать к различного рода модельным представлениям. В первом приближении ядерное рассеяние в области углов  $< 10^\circ$  при энергиях порядка 1 Мэв можно считать изотропным. Действительно, нейтрон, испытывавший взаимодействие в области размерами  $R$  (радиус ядра), имеет неопределенность в импульсе  $\Delta p \approx \frac{\hbar}{R}$ , что приводит к неопределенности в угле рассеяния  $\theta$ :  $\operatorname{tg} \theta = \frac{\Delta p}{p} = \frac{\hbar}{pk} = \frac{1}{kR}$ . Если  $R = 10^{-12}$  см, кинетическая энергия нейтрона  $E_n = 2$  Мэв, то  $\operatorname{tg} \theta = 1/3$  и  $\theta = 18^\circ$ ; т.е. вплоть до углов  $\approx 20^\circ$  (и меньше) рассеяние равновероятно. В первых работах, посвященных рассеянию нейтронов, с энергией порядка нескольких мегаэлектронвольт на малые углы<sup>18,20</sup>, результаты эксперимента после учета швингеровского рассеяния сравнивались либо с зависимостью для ядерного рассеяния вида  $\sigma(\theta) = A + B \operatorname{Cos} \theta^{18}$ , либо с дифракционной формулой<sup>20</sup>. И в том и в другом случае в поведении дифференциального сечения рассеяния в области малых углов были найдены отклонения от указанных зависимостей в случае ядер урана, тория и плутония. Отклонений не наблюдалось для более легких ядер. Если эти отклонения приписать влиянию эффекта электрической поляризуемости нейтрона, то для значения  $a_n$  получается слишком большая величина  $a_n = 10^{-40}$  см<sup>3</sup>, что противоречит не только экспериментальной величине электрической поляризуемости протона, но и целому ряду теоретических расчетов, выполненных для нуклонов<sup>21, 22, 23, 24, 25</sup>.

Недавно были предприняты новые измерения рассеяния нейтронов на малые углы на тяжелых ядрах в широкой области энергий, перекрывающей интервал

0,5–10 Мэв<sup>/26,27,28/</sup>. Результаты измерений сравнивались с расчетами, проведенными на основе оптической модели ядра. В работе<sup>/26/</sup> измерения были выполнены на уране при энергии нейтронов 0,57 Мэв. В пределах ошибок эксперимента никаких отклонений от ядерного рассеяния не было найдено. В работе<sup>/27/</sup> рассеяние на малые углы на уране, свинце и меди изучалось при энергиях нейтронов от 0,8 до 8,5 Мэв. Результаты эксперимента после учета швингеровского рассеяния сравнивались с расчетами по оптической модели ядра, хорошо описывающей полные сечения, сечения захвата и угловые распределения при углах, больших  $20-25^\circ$ . Как на уране, так и на свинце в области малых углов обнаружены расхождения с расчетными кривыми. В то же время для более легких ядер—меди и вольфрама—отклонений никаких нет. Эти кривые вместе с экспериментальными точками приведены на рис. 2, 3, 4. Экспериментальные данные при 14,2 Мэв взяты из работы<sup>/20/</sup>. Знак отклонения от расчетных кривых в какой-то мере коррелирует со знаком реальной части амплитуды ядерного рассеяния  $Re f_0$ , что иллюстрируется рис. 3. Возможно, что это обстоятельство связано с интерференцией  $Re f_0$  с амплитудой рассеяния на неизвестном пока дальнедействующем потенциале. Наконец, в работе<sup>/28/</sup> результаты эксперимента по рассеянию на малые углы нейтронов с энергией 0,83 Мэв на уране также отличаются от результатов расчетов, проведенных на основе оптической модели ядра. Отклонения иллюстрируются рис. 5.

В целом ряде работ были предприняты попытки учесть эффекты, способные вызвать различного рода аномалии в области малых углов<sup>/29,30,31,32/</sup>. Перечислим кратко эти эффекты: влияние квадрупольного и магнитного моментов ядра, влияние электронной оболочки (неупругое рассеяние на К-электронах, поляризуемость К-оболочки), интерференция швингеровского и ядерного рассеяния (при учете спин-орбитальной связи), деформация ядер и др. Удовлетворительное объяснение наблюдаемого эффекта пока не найдено. Наличие пока непонятной аномалии в сечении рассеяния нейтронов на тяжелых ядрах в области малых углов и неопределенность в расчетах хода ядерного сечения рассеяния сильно уменьшает точность верхней оценки электрической поляризуемости нейтрона, сделанной на основании рассматриваемых опытов. Можно лишь утверждать, что  $a_n < (2-3) \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ .

Другой серией опытов, позволяющих сделать верхнюю оценку  $a_n$ , являются эксперименты по рассеянию нейтронов на тяжелых ядрах в области низких энергий. В настоящее время имеются измерения на тяжелых элементах от 50 кэв и выше<sup>/33/</sup> и в области 1–10 кэв<sup>/34/</sup>. При этих энергиях для того чтобы иметь такой же интервал переданных ядру импульсов, как при рассеянии на малые углы в области больших энергий, следует анализировать экспериментальные данные в широкой области углов ( $0-180^\circ$ ).

Так как в борновском приближении амплитуда рассеяния  $f = \int V(r) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d\vec{r}$ , где  $\vec{q}$  - переданный импульс, то, если имеющиеся в области малых углов при энергиях порядка нескольких мегаэлектронвольт аномалии вызваны эффектами, не зависящими от энергии (если  $V(r)$  не зависит от энергии), они должны теперь проявиться в области больших углов. В работе<sup>/35/</sup> анализировались экспериментальные данные<sup>/33/</sup>. В случае короткодействующих ядерных сил асимметрия рассеяния  $\Delta = \alpha(0) - \alpha(\pi)/\alpha(\pi)$  является линейной функцией энергии нейтронов вплоть до сотен килоэлектронвольт. При наличии дальнего действия должны наблюдаться отклонения от линейности. Влияние величины  $a_n$  на асимметрию рассеяния нейтронов на свинце иллюстрируется рис. 6. Пунктирными линиями на этом рисунке показаны результаты расчетов величины  $\Delta$  для разных значений параметра  $a$  общепринятого потенциала Вуда-Саксона

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp \frac{r-R}{a}}$$
 При этом принималось  $V_0 = -40$  Мэв,  $R = 7,4$  ф. Как видно из рисунка, при  $a_n = 0$  в широком интервале значений  $a$   $\Delta$  представляет собой линейную функцию энергии  $E$ . На том же рисунке проведены кривые с учетом влияния электрической поляризуемости нейтрона для значений  $a_n = 2 \cdot 10^{-41}$ ,  $10^{-41}$ ,  $5 \cdot 10^{-42}$  см<sup>3</sup> и  $a = 0,52$ . В этом случае линейная зависимость  $\Delta$  от энергии нарушается.

Экспериментальные данные по рассеянию нейтронов при энергиях выше 50 кэв на уране и свинце дают в пределах ошибок линейную зависимость величины  $\Delta$  от энергии, что позволяет сделать верхнюю оценку поляризуемости нейтрона  $a_n \lesssim 2 \cdot 10^{-41}$  см<sup>3/35/</sup>. Более чувствительным к эффектам дальнего действия оказывается интервал энергий ниже 50 кэв, что видно из рис. 6. Результаты выполненных в работе<sup>/34/</sup> измерений величины  $\Delta$  в этом интервале энергий приведены на рис. 7. Из сравнения экспериментальных точек с теоретическими кривыми рис. 7 следует, что электрическая поляризуемость нейтрона  $a_n < 10^{-41}$  см<sup>3</sup>.

В работах<sup>/36,37/</sup> обсуждалась другая возможная причина существования дальнего действующего сил при взаимодействии нейтронов с ядрами - наличие у ядерного потенциала "хвоста", более протяженного, чем это дает обычное вуд-саксоновское распределение. В связи с этим следует заметить, что изучение анизотропии рассеяния нейтронов в киловольтной области энергий так же, как и рассеяние на малые углы в области энергий порядка нескольких мегаэлектронвольт, может явиться чувствительным инструментом для обнаружения существования подобного хвоста. Качественно это иллюстрируется приведенными на рис. 8 кривыми зависимости анизотропии  $\Delta$  от энергии, вычисленными для прямоугольной ямы глубиной 40 Мэв и шириной  $R_0 = 7,4$  ф и такой же ямы с добавлением "хвостов", параметры которых приведены

на рисунке. Пунктиром проведена кривая для вуд-саксоновского потенциала с параметрами  $\nu_0 = 49 \text{ Мэв}$ ,  $R_0 = 7,4 \text{ ф}$ ,  $a = 0,52 \text{ ф}$ .

### 3. Поляризуемость нуклонов вследствие нелинейных эффектов электродинамики

До сих пор шла речь о поляризуемости нуклонов, связанной с облаком пионов, окружающих нуклон. Однако вокруг нуклона всегда имеется облако виртуальных электронно-позитронных пар размером  $\frac{\hbar}{2m_e c} = 10^{-11} \text{ см}$ . На это обстоятельство было обращено внимание в работе <sup>/38/</sup>. Как отмечалось в этой работе, возможно, что заметную роль по рассеянию нуклонов на ядрах играют диаграммы шестого порядка по  $e$ , содержащие блок рассеяния фотонов кулоновским полем ядра. (см. рис. 9).

Полный коэффициент при квадратичных по частоте членах в этом случае можно записать в виде <sup>/38/</sup>:

$$a_t = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\omega}^{\infty} \frac{\sigma_t(\omega') d\omega'}{(\omega')^2} \quad a_t = a_m + a_e, \quad (11)$$

где  $a_m$  и  $a_e$  — вклады от мезонных и электродинамических процессов.

Из-за особенностей угловой зависимости  $\sigma_{\text{ур}}$  — рассеяния существенную роль при рассеянии на большие углы при энергиях порядка 50–60 Мэв играет только мезонная часть, т.е.  $a_m$ . При рассеянии же на малые углы или при очень низких энергиях становится существенным эффект рождения электронно-позитронных пар. Подставляя в (11) сечение образования пар на протоне, получим, что  $a_{\text{сп}} \approx 0,7 \cdot 10^{-39} \text{ см}^3$ . Такая большая величина, несомненно, может быть обнаружена, например, при рассеянии протонов на тяжелых ядрах. Для аналогичной оценки для нейтрона необходимо знать сечение рождения  $e^+e^-$  пар на нейтроне. В работе <sup>/38/</sup> было вычислено сечение рождения электронно-позитронных пар на аномальном магнитном моменте нейтрона. Результаты вычисления по формуле (11) дают при этом величину  $a_{\text{ан}} = 10^{-44} \text{ см}^3$ . Обнаружить подобную малую величину в нейтронных и фотонных опытах безнадежно.

В работе <sup>/39/</sup> было отмечено, что, возможно, главный вклад в  $a_{\text{ан}}$  дает эффект рождения пар, связанный не с аномальным магнитным моментом нейтрона, а с электрически заряженным пионным облаком. Диаграммы, описывающие электромагнитные взаимодействия нуклонов с учетом их поляризуемости, обусловленной облаком виртуальных электронно-позитронных пар для протона и нейтрона, приведены на рис. 10. По порядку величины поляризуемость электронно-позитронного облака в протоне и нейтроне <sup>/12/</sup>:

$$\alpha_{\text{оп}} \approx \bar{G}_{\text{оп}} \left( \frac{e^2}{hc} \right)^3 \left( \frac{h}{2m_e c} \right)^3 \quad (12)$$

$$\alpha_{\text{он}} \approx \bar{G}_{\text{он}} \left( \frac{k^2}{hc} \right) \left( \frac{e^2}{hc} \right) \left( \frac{h}{2m_e c} \right)^3, \quad (13)$$

где  $\bar{G}_{\text{оп}}$  и  $\bar{G}_{\text{он}}$  - средние значения зарядового форм-фактора протона и нейтрона,  $g$  - константа сильного взаимодействия

$$\bar{G}_{\text{оп,н}}(q^2) = F_{1p,n}(q^2) + \left( \frac{q}{2M} \right)^2 K_{p,n} F_{2p,n}(q^2),$$

где  $F_{1p,n}$  и  $F_{2p,n}$  - дираковский и паулиевский форм-факторы протона или нейтрона,  $k_{p,n}$  - аномальный магнитный момент протона или нейтрона,  $M$  - масса нуклона. Для протона  $\bar{G}_{\text{оп}}$  известно, и подстановка значений констант в (12) дает  $\alpha_{\text{оп}} = 1,5 \cdot 10^{-39} \text{ см}^3$ , что близко к значению, полученному из выражения (11). Зарядовый форм-фактор нейтрона, вычисленный по данным группы Хофштадтера <sup>/40/</sup> в области квадрата переданного импульса  $q^2 = (0-2) \text{ ф}^{-2}$ , в среднем равен 0,02-0,03. При вычислении используются также результаты опытов по  $\nu$ - $e$  взаимодействию, дающие

$$\left( \frac{dG_{\text{он}}}{dq^2} \right)_{q^2=0} = 0,021 \text{ ф}^{-2}. \quad (14)$$

Последующие более точные измерения рассеяния электронов на дейтонах дали для нейтрона значение  $G_{\text{он}}(q^2) = 0,00 \pm 0,01$  в интервале  $q^2 = (0,3-2,2) \text{ ф}^{-2} /40/$ . Таким образом, в области малых  $q^2$  существует трудность в сшивании данных по  $G_{\text{он}}$ , полученных на основе  $e$ - $d$  рассеяния с данными по  $\nu$ - $e$  взаимодействию. Поэтому точное значение  $G_{\text{он}}$  в области малых  $q^2$  пока неизвестно и, следовательно, вопрос о величине  $\alpha_{\text{он}}$  остается неясным. В работе <sup>/41/</sup> предложено объяснить отмеченную выше трудность эффектами поляризуемости мезонного облака электрона. Амплитуда рассеяния медленного нейтрона на атоме с  $Z$  электронами:

$$f = f_1 + f_2 + f_3 \quad (15)$$

$$\text{где } f_1 = -2Me^2 Z \left( \frac{dF_{1n}}{dq^2} \right)_{q^2=0}; \quad f_2 = -\frac{e^2 Z k_n}{2M}; \quad f_3 = -\alpha_n \frac{Z e^2 M}{R}$$

- амплитуда рассеяния на электрическом заряде, аномальном магнитном моменте и на потенциале, обусловленном электрической поляризуемостью нейтрона:

$$V(r) = \begin{cases} -\alpha \frac{e^2}{2r^4} & r > R \\ 0 & r < R \end{cases} \quad R = \langle r^4 \rangle^{1/4}.$$

Из опытов по  $n$ - $e$  взаимодействию следует, что  $f = f_2$ , откуда  $f_1 + f_3 = 0$ . Но из измерений рассеяния электронов на дейтонах следует, что  $G_{en}(q^2) = \text{const}$ , откуда

$$\frac{dG_{en}}{dq^2} = f_1 + f_2 = 0.$$

Таким образом,  $e-d$  и  $n$ - $e$  эксперименты можно согласовать между собой, если  $f_2 = f_3$ , откуда  $\frac{\alpha}{R} = \frac{k_n}{2M^2} = 0,5 \cdot 10^{-27}$ . Если дело обстоит подобным образом, то, видимо, величина  $\alpha_{en}$  должна быть небольшой из-за малости  $G_{en}^0$  в области малых  $q^2$  и вряд ли может существенно влиять на рассеяние нейтронов тяжелыми ядрами при рассматриваемых энергиях, хотя для окончательного заключения необходимы более точные расчеты, так как при взаимодействии нейтрона с кулоновским полем ядра в сечение дают вклад различные значения  $q$ . Помимо этого, как отмечено в работе <sup>138/</sup>, может существовать сильная энергетическая зависимость эффекта в области порога рождения пар при столкновении нейтрона с ядром. Возможно, что подобного рода явления вызывают аномальное рассеяние нейтронов тяжелыми ядрами на малые углы в области энергий порядка нескольких мегаэлектронвольт и не дают эффекта в области очень низких энергий. Во всяком случае данный вопрос требует дальнейшего теоретического и экспериментального изучения.

Авторы благодарны В.С. Барашенкову за обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. A. Klein, Phys. Rev., 99, 998 (1955).
2. А.М. Балдин. Nucl. Phys., 18, 310 (1960).
3. Л.И. Липидус. Препринт ОИЯИ Р-967, Дубна 1962.
4. Ю.А. Александров, И.И. Бондаренко. ЖЭТФ, 31, 726 (1956).
5. В.С. Барашенков, И.П. Стаханов, Ю.А. Александров. ЖЭТФ, 32, 154 (1957).
6. J.L. Powell. Phys. Rev., 75, 32 (1949).
7. M. Gell-Mann, M. Goldberger. Phys. Rev., 96, 1433 (1954).
8. В.А. Петрунькин. ЖЭТФ, 40, 1148 (1960).
9. В.С. Барашенков, Г.Ю. Капусник, Я.С. Квещиньски. Препринт ОИЯИ Р-1348, Дубна 1963.
10. V.A. Petrunkin. Nucl. Phys., 55, 197 (1964).
11. В.И. Гельдаевский, О.А. Карпунин, А.В. Куценко, В.В. Павловская. ЖЭТФ, 38, 1965 (1960); C.L. Oxley, V.L. Telegdi. Phys. Rev., 100, 435 (1955); L.G. Hyman, R. Fly, D.H. Frish, M.A. Wahlig. Phys. Rev., 3, 93 (1959).
12. В.С. Барашенков. Международная зимняя школа теоретической физики при ОИЯИ (1964г.)
13. G.F. Chew. Phys. Rev., 80, 196 (1950); G.F. Chew, M.L. Goldberger. Phys. Rev., 87, 778 (1952), R.H. Capps. Phys. Rev. 106, 1031 (1957).
14. A. Tenore, A. Verganelakis. Nuovo, Cim., 35, 261 (1965).
15. R. Sá Jones, H.J. Gerber, A.O. Hanson, A. Wattenberg. Phys. Rev., 128, 1357 (1962); J. Fox, L. Criegee, H.J., A.O. Hanson, R.S. Jones. Bull. Am. Phys. Soc., 9, 69 (1964).

16. G. Bernardini, 9th International Annual Conference on High Energy Physics. (Kiev, 1959).
17. Л.И. Лапидус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 39, 1286 (1960).
18. Л.Г. Мороз, В.Н. Третьяков. Доклады АН БССР, 575 (1964).
19. Ю.А. Александров. ЖЭТФ, 33, 33 284 (1957).  
Ю.А. Александров, Г.В. Анякин, А.С. Солдатов. ЖЭТФ, 40, 1878 (1961).
20. Ю.В. Дукаревич, А.Н. Дюмин. ЖЭТФ, 44, 130 (1963).
21. В.С. Барашенков, Б.М. Барбашов. Nucl. Phys., 9, 426 (1958).  
В.С. Барашенков, Г.Ю. Кайзер. Препринт ОИЯИ Р-771, 1 Дубна 1961.
22. G. Bret, M.L. Rustgi. Phys. Rev., 114, 830 (1959).
23. T. Veda, M. Samawara. Progr. Theoret. Phys., 24, 519 (1960).
24. T. Sawada. Progr. Theor. Phys., 24, 1132 (1960).
25. A. Kazanawa. Nucl. Phys., 24, 524 (1961).
26. M. Wait, D. B. Fossan. Phys. Rev., 137, B 629 (1965).
27. G. V. Anikin, Yu. A. Alexandrov, A. S. Soldatov. Intern. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp, Belgium, July 19 to 23, 1965.
28. A. J. Elwyn, J. E. Monahan, R. O. Lane, A. Langsdorf, Jr., F. P. Mooring. Intern. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp, Belgium, July 19 to 23 1965 and also Preprint, Argonne National Laboratory USA, 1965.
29. Ю.А. Александров. Диссертация ФЭИ 1958 год.
30. В.М. Копров, Л.Н. Усачев. Ядерные реакции при малых и средних энергиях, стр. 213. Труды 2-й Всесоюзной конференции, июль 1960 г.
31. В.М. О Агранович, Д.Д. Одищов. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Стр. 181. Труды 2-й Всесоюзной конференции, июль 1960 г.
32. А.Н. Дюмин. Диссертация ФТИ им. Иоффе 1964 г.
33. R. O. Lane, A. S. Langsdorf, Jr., J. E. Monahan, A. J. Elwyn. Ann. of Phys., 12, 135 (1961); Phys. Rev., 107, 1077 (1957).
34. Ю.А. Александров, Д. Дорчоман, Г.С. Самосват, Ж. Сэрээтэр, Цой Ген Сор. Сообщение на ХУ совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Минск, январь 1965 г.
35. R. M. Thaler. Phys. Rev., 114, 827 (1959).
36. D. H. Wilkinson. Proceedings of the Rutherford Jubilee International Conf. Manchester (см. перевод "Современные проблемы ядерной физики" Госатомиздат, 1963).
37. R. Fox. Nucl. Phys., 43, 110 (1963).
38. С.Б. Герасимов, А.И. Лебедев, В.А. Петрунькин. ЖЭТФ, 43, 1872 (1962).
39. В.С. Барашенков, Г.И. Кайзер. Сообщение на конференции по структуре нуклона. Стэнфорд, США, 1964 г.
40. C. de Vries, R. Hofstadter, A. Johansson. Preprint, Stanford University, 1963.
41. H. J. Kaiser. Nuovo Cim., 33, 214 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 декабря 1965 г.

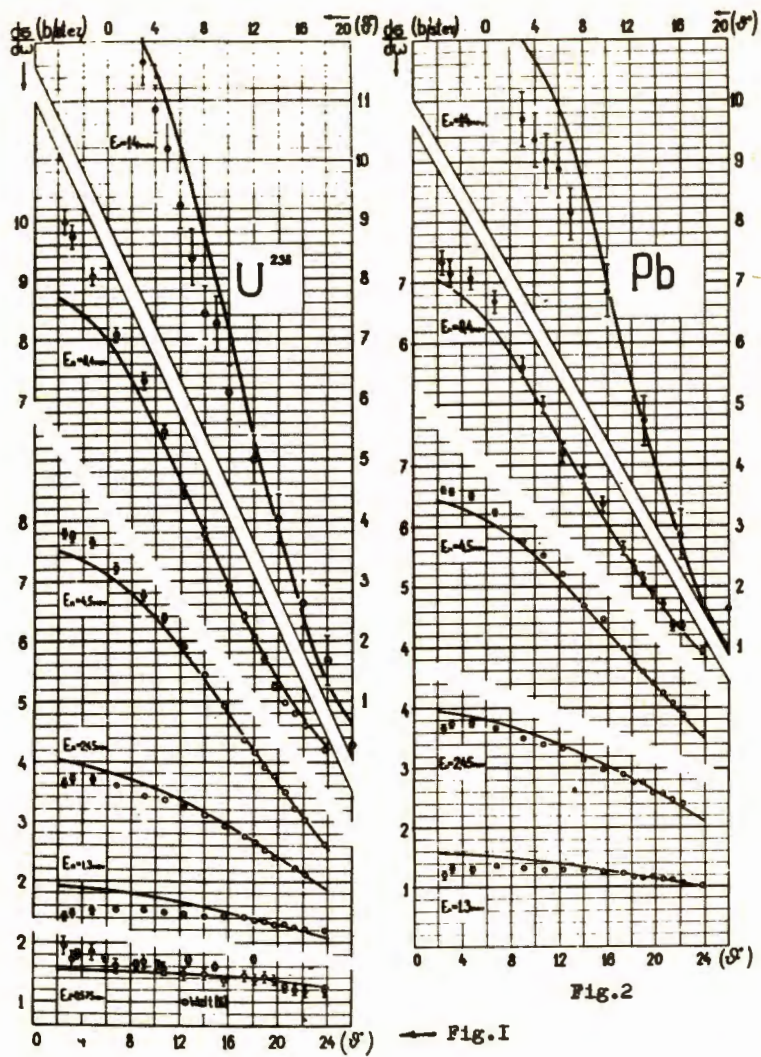


Рис. 2.

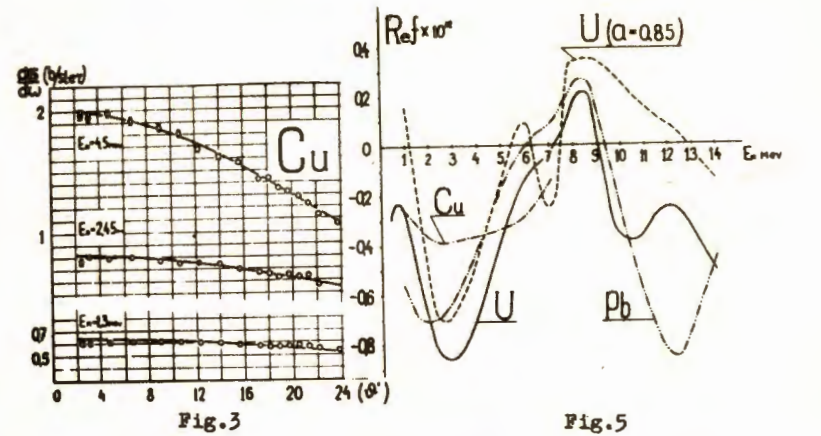
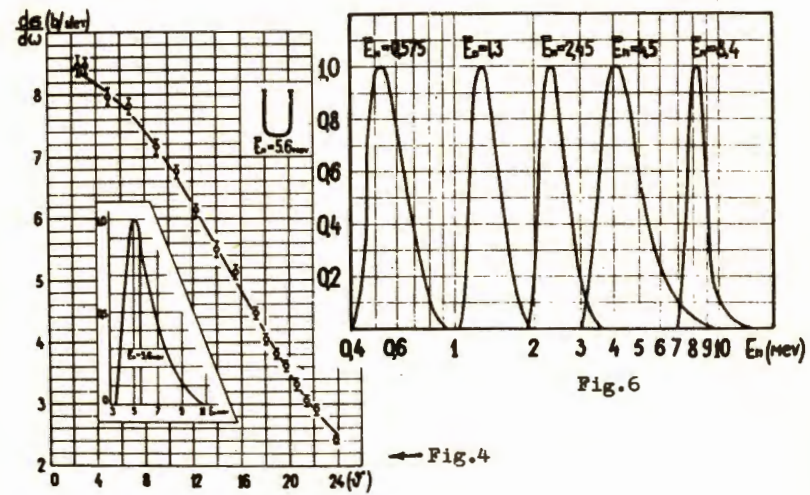


Рис. 3.





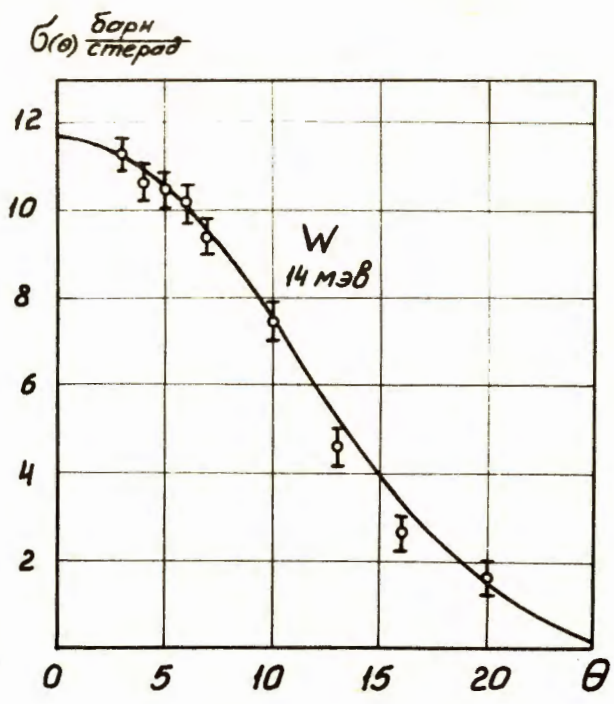


Рис. 4.

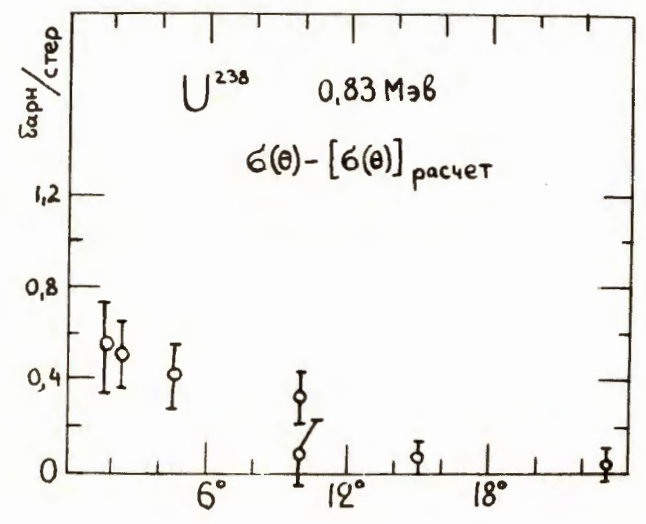


Рис. 5.

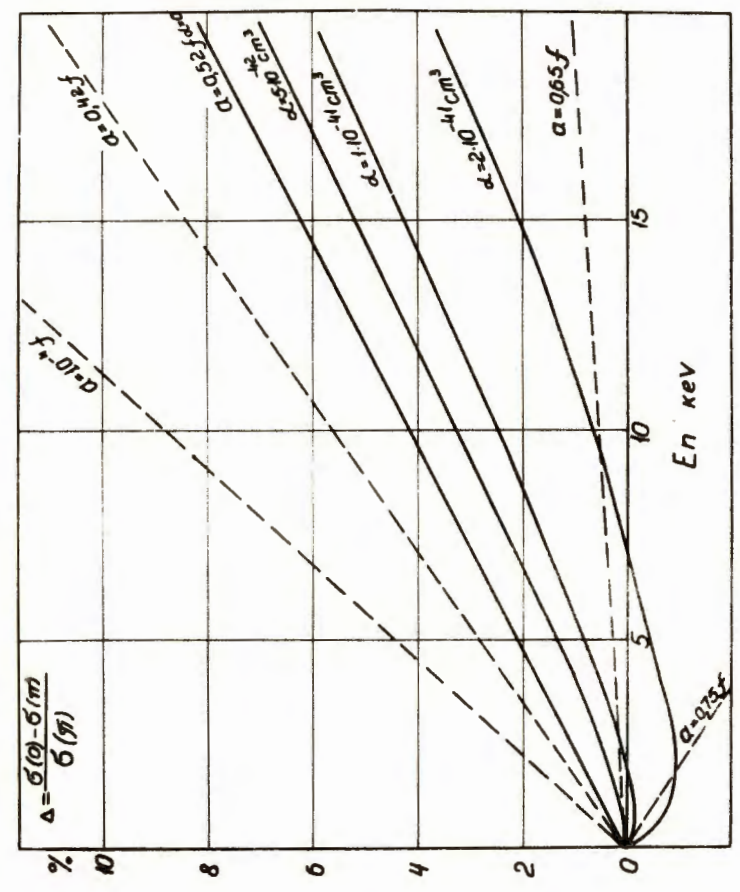


Рис. 6.

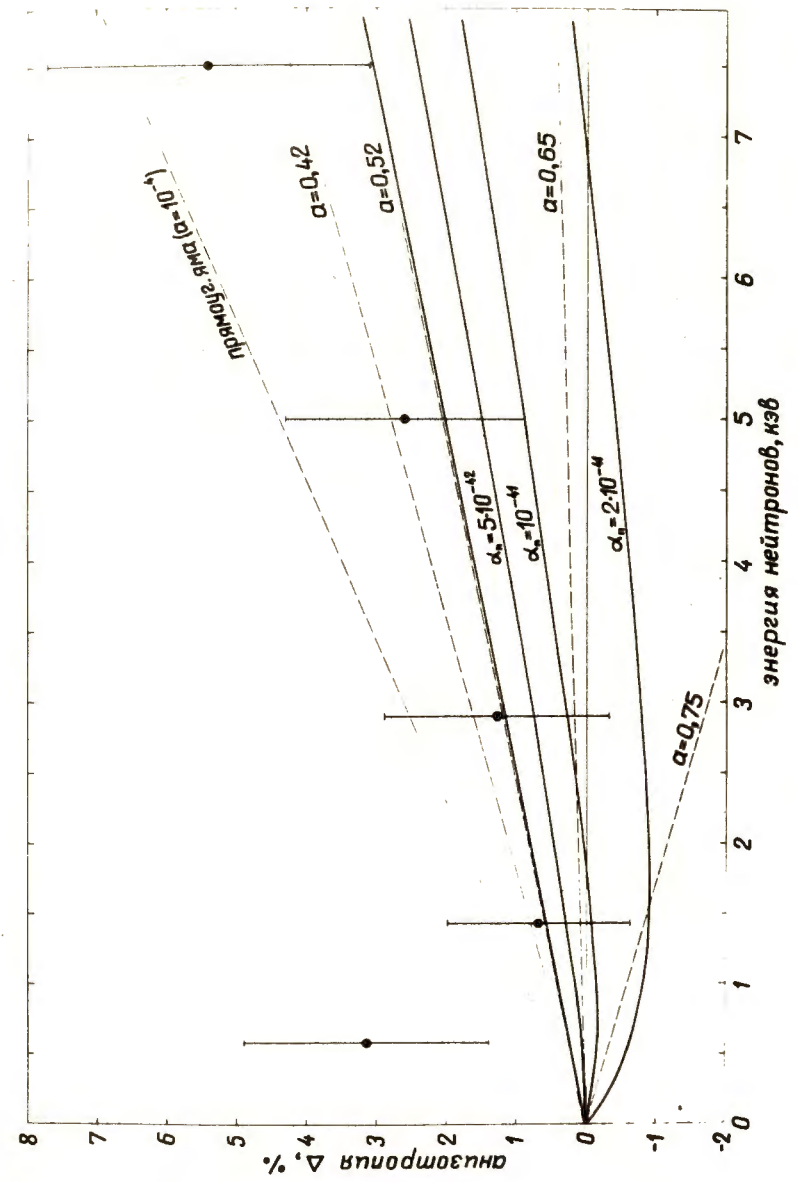


Рис. 7.

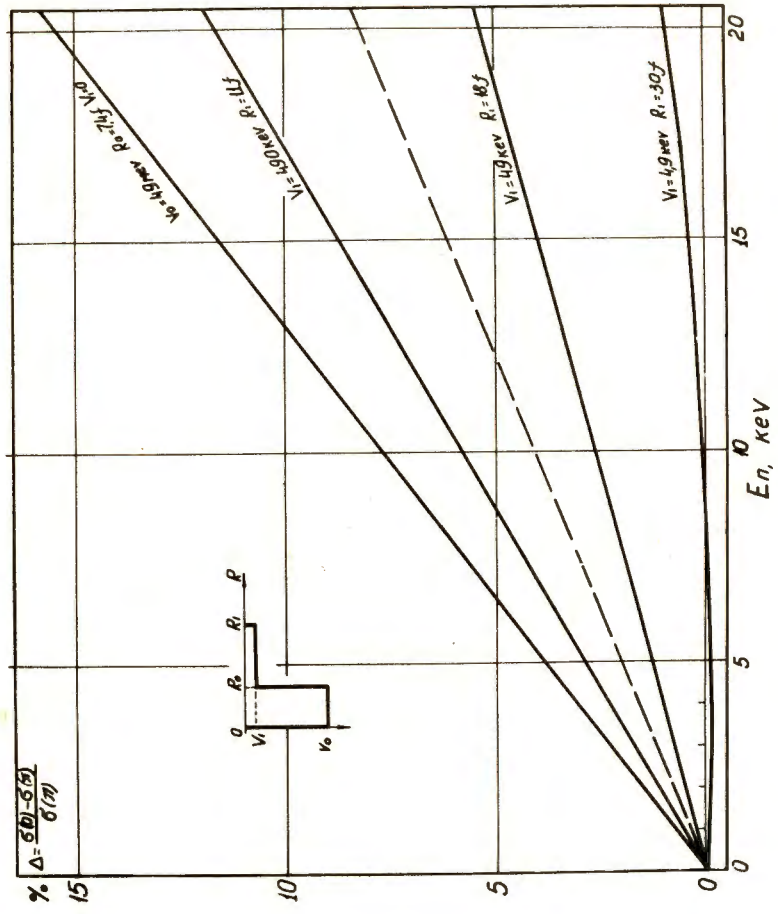


Рис. 8.

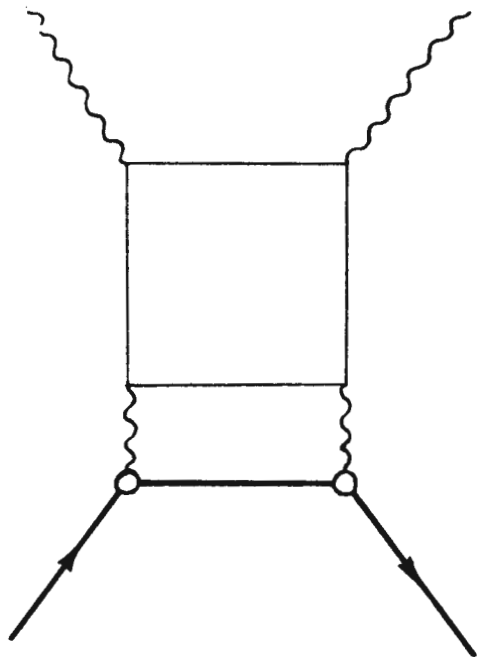


Рис. 9.

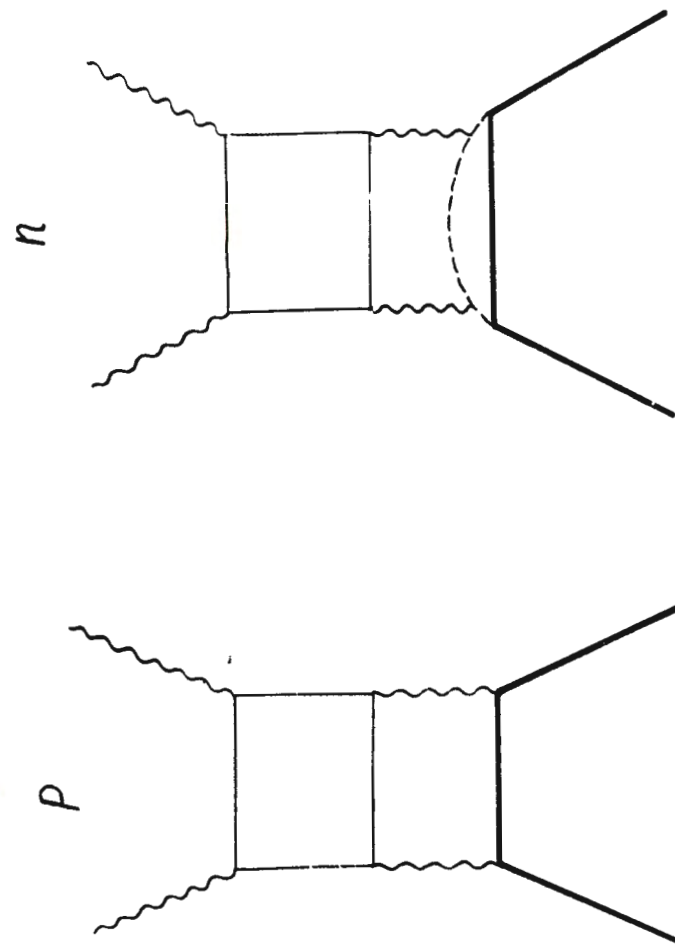


Рис. 10.