

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



РЗ - 4783

Ю.А. Александров

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРОНА:
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ
ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
ФОРМФАКТОРЫ, ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ,
(n-e) -ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1969

РЗ - 4783

Ю.А. Александров

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРОНА:
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ
ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
ФОРМФАКТОРЫ, ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ,
(n-e) -ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ**

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

1. Введение

С открытием нейтрона (1932 г.) началась эра ядерной физики, быстрое развитие которой привело в 40-50 гг. к рождению ядерной техники и физики элементарных частиц.

О нейтроне мы знаем довольно много: достаточно хорошо изучено его взаимодействие с ядрами - без этого не могли быть построены ядерные реакторы; мы знаем его массу, спин, магнитный момент, электрический заряд - знание этих характеристик позволяет использовать нейтрон в качестве удобнейшего инструмента во многих исследованиях, например, при изучении структуры конденсированных сред. В последние годы удалось составить качественное представление о структуре нейтрона. Оказалось, что нейтрон представляет собой частицу, имеющую довольно сложное строение, во всяком случае поведение его при взаимодействии с веществом обнаруживает свойства, присущие неточечной частице.

Все сведения о нейтроне получены путем изучения его взаимодействий с другими частицами и полями. Как известно, имеется четыре типа взаимодействий: гравитационное, слабое, электромагнитное, сильное. Самое слабое из них - гравитационное. Нейтрон является единственной из имеющих массу покоя частиц, падение которой в гравитационном поле Земли было зафиксировано экспериментально. Пока не обнаружено никаких

неожиданностей - нейтрон ведет себя в гравитационном поле так же, как обычное макроскопическое тело.

Слабое взаимодействие ответственно за распад нейтрона на протон, электрон и антинейтрино. Изучение распада нейтрона ведется давно и тем не менее продолжает привлекать внимание экспериментаторов: ведь даже такая характеристика как период полураспада нейтрона требует уточнения - расхождение между различными измерениями втрое превышает ошибку измерений.

Благодаря сильным взаимодействиям возможны реакции нейтронов с ядрами. В этой области ядерной физики накоплен богатейший экспериментальный материал, правильно осмыслить который вряд ли удастся без понимания сильных взаимодействий между элементарными частицами.

Наконец, электромагнитное взаимодействие, благодаря которому узнают о таких фундаментальных свойствах нейтрона, как электрический заряд, дипольный электрический момент и электромагнитная структура нейтрона, относится к области, о которой мы думаем, что знаем ее достаточно хорошо. По крайней мере до сих пор не обнаружено ни одного явления, противоречащего квантовой электродинамике. Возможно, что обнаружение такого явления стало бы отправным пунктом новой теории, развитие которой привело бы к пониманию сильных взаимодействий.

II. Электрический заряд нейтрона

Вопрос о существовании у нейтрона электрического заряда тесно связан с более общим вопросом: почему заряды всех элементарных частиц равны либо $\pm Q_e$, либо нулю? Нейтрон обычно считают электрически нейтральной частицей, однако не существует никаких теоретических запретов на существование у нейтрона небольшого заряда, и экспериментальное обнаружение этого заряда было бы чрезвычайно ценно для теории.

В современной теории элементарных частиц очень важную роль играют законы сохранения электрического, барионного и лептонного зарядов. Экспериментально эти законы подтверждены с очень высокой точностью и являются абсолютными, т.е. справедливыми для трех типов взаимодей-

ствий элементарных частиц (сильных, электромагнитных и слабых). Наряду с законами сохранения энергии, импульса и момента количества движения они управляют процессами взаимодействия элементарных частиц. Сущность трех перечисленных законов сохранения заключается в том, что у частиц имеется три независимых набора чисел Q_i , B_i , L_i (электрический, барионный и лептонный заряды), которые удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} \sum_i Q_i &= \text{const} && \text{во времени,} \\ \sum_i B_i &= \text{const} && \text{во времени,} \\ \sum_i L_i &= \text{const} && \text{во времени.} \end{aligned} \quad (1)$$

Можно показать [1,2], что применение закона сохранения электрического заряда вместе с законами сохранения барионного и лептонного зарядов к известным реакциям с элементарными частицами не дает возможности определить соотношение между электрическими зарядами всех элементарных частиц. Например, отсутствие из-за сохранения барионного заряда реакции $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ и других аналогичных реакций приводит к тому, что заряд Q_p протона остается неопределенным относительно заряда Q_e позитрона. Из закона сохранения электрического заряда в сочетании с законами сохранения барионного и лептонного зарядов не следует обязательно, что электрические заряды протона и электрона равны по абсолютной величине, а заряд нейтрона равен нулю. В таблице 1 приводятся четыре набора частиц, наличие у которых равных электрических зарядов подтверждается существованием соответствующих реакций.

Таблица 1

$Q = 0$	$Q = Q_p$	$Q = Q_n$	$Q = Q_e$
$\gamma (p + p \rightarrow p + p + \gamma)$	p	n	e^-
$\pi^0 (p + p \rightarrow p + p + \pi^0)$	$\Sigma^+ (\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0)$	$\Lambda^0 (\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0)$	$\mu^- (\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu})$
$K_1^0 (K_1^0 \rightarrow 2\pi)$		$\Sigma^0 (\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma)$	
$K_2^0 (K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)$		$\Xi^0 (\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0)$	

Ясно, что даже если фиксировать шкалу электрического заряда измерением Q_e , значения Q_p и Q_n остаются неопределенными. Таким образом, вопрос о электрическом заряде нейтрона должен быть решен экспериментально.

Все эксперименты по поискам заряда нейтрона можно разделить на "прямые" и "косвенные". К первым относятся опыты по ионизации газов нейтронами и электростатическому отклонению нейтронного пучка очень медленных нейтронов. Наиболее ранние эксперименты Ди /3/ по поискам ионизации газов нейтронами привели к оценке $Q_n < \frac{1}{700} |Q_e|$. Шапиро и Эстулин /4/, пытаясь наблюдать отклонение нейтронного пучка тепловых нейтронов в однородном электростатическом поле, дали оценку $Q_e < 6 \cdot 10^{-12} |Q_e|$. К косвенным экспериментам относятся опыты по поискам зарядов неионизированных атомов и молекул /5,6,7/. В наиболее точной работе Кинга /5/ найдены верхние пределы зарядов молекул H_2 , D_2 и SF_6 . Автором была применена методика, заключающаяся в измерении заряда макроскопического объема газа после "чистки" его от ионов и электронов.

Считая, что $Q_{\text{атома}} = Z \Delta Q + N Q_n$, где $\Delta Q = |Q_e| - |Q_p|$, из оценок $Q(H_2)$ и $Q(D_2)$ можно получить оценку Q_n независимо от ΔQ . Такая процедура дает $Q_n < 3 \cdot 10^{-20} |Q_e|$. Предполагая же, что $\Delta Q = Q_n$, из оценки $Q(SF_6)$ можно получить $Q_n < 2 \cdot 10^{-22} |Q_e|$.

Косвенные оценки значительно превосходят по своей точности прямые. Тем не менее прямые эксперименты следует считать более надежными, так как не исключено, что при объединении в атом частицы могут каким-либо образом изменять свой заряд. Прецизионным прямым экспериментом в настоящее время следует считать опыт Шалла, Биллмана и Ведгвуда /8/. Авторам удалось создать прибор чрезвычайно высокой угловой чувствительности, используя два последовательных брегговских отражения от двух совершенных кристаллов кремния. Принципиальная схема прибора показана на рис. 1, а кривая, характеризующая угловую чувствительность, — на рис. 2. Результаты измерения представлены на рис. 3; после обработки их по методу наименьших квадратов получено значение $Q_n = (-1,9 \pm 3,7) \cdot 10^{-18} |Q_e|$.

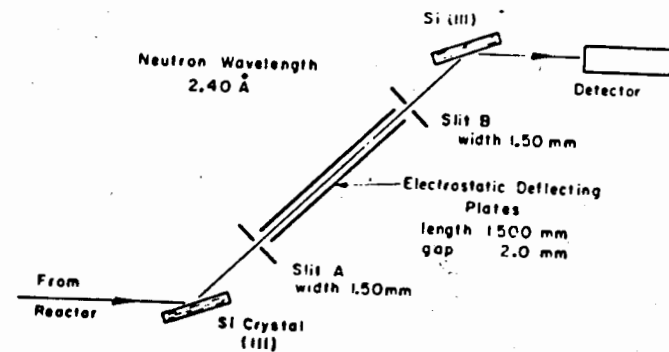


Рис.1. Схема спектрометра с двумя кристаллами и отклоняющей электростатической системы.

Оценки $Q_n = \Delta Q$ можно получить также из космологических соображений, что было сделано, в частности, Литтлтоном и Бонди /56/. Простое рассмотрение равновесия гравитационных сил притяжения и сил электростатического отталкивания, обеспечивающего существование макровещества, показывает, что $Q_n < 10^{-18} |Q_e|$, а заряда $2 \cdot 10^{-18} Q_e$ оказывается достаточно, чтобы объяснить расширение Вселенной в рамках ньютоновской механики.

В ряде работ /57/ приводились высказывания о том, что магнитные поля звезд и планет, возможно, обусловлены вращением слабо заряженных атомов вокруг полярной оси. Из этих соображений следует, что Q_n должен быть порядка $2 \cdot 10^{-19} Q_e$.

В последнее время развивается космологический подход к теории элементарных частиц /102/. В принципе имеется возможность рассматривать элементарные частицы как почти замкнутые Вселенные. Известно, что замкнутый мир должен быть электрически нейтрален, а полная масса его должна быть равна нулю /103/. Если в такой мир внести электрический заряд e , то этот мир перестает быть замкнутым. Масса его теперь оказывается отличной от нуля, минимальное ее значение равно

$m = \frac{\epsilon}{\sqrt{\kappa}}$, где κ - гравитационная постоянная ^{x/}. Если рассматривать нейтрон с такого рода точки зрения, то возможный электрический заряд его должен быть $Q_n \approx m\sqrt{\kappa} \approx 10^{-18} |Q_e|$, что очень близко к приведенным выше оценкам. Таким образом, весьма ценными были бы прямые опыты по поиску электрического заряда нейтрона на уровне $10^{-19} |Q_e|$. Существование заряда нейтрона не равного нулю исключило бы необходимость введения закона сохранения барионного заряда ^{/2/}.

III. Электрический дипольный момент (ЭДМ) нейтрона ^{xx/}

В связи с обнаружением нарушения CP-инвариантности ^{xxx/} в распадах K^0 -мезонов был снят теоретический запрет с невозможности существования ЭДМ элементарных частиц, в частности, нейтрона. По своим трансформационным свойствам ЭДМ частицы является полярным вектором, направленным вдоль спина (аксиальный вектор) частицы, поэтому в результате операции обращения времени (изменение направления всех скоростей на обратные и замена начального состояния конечным) относительные направления ЭДМ и спина изменятся (если спин и ЭДМ были параллельными, то теперь они станут антипараллельными). Если существует T-инвариантность, то прямое и обращенное во времени состояния равноправны и, следовательно, наблюдаемое значение ЭДМ должно быть равно нулю ^{/9/}.

Поскольку многочисленные поиски нарушения T-инвариантности в других процессах, кроме распада K^0 -мезонов, не привели к успеху, обнаружение ЭДМ у нейтрона или у какой-либо другой элементарной частицы явилось бы прямым доказательством неуниверсальности принципа T-инвариантности.

^{x/} Аналогичная формула для любого тела массы m следует из пятимерной теории поля Ю.Б. Румера ^{/104/}.

^{xx/} В данном разделе рассматривается вопрос о врожденном электрическом дипольном моменте нейтрона. О наведенном ЭДМ см. ниже.

^{xxx/} Или T-инвариантности в силу известной CPT-теоремы.

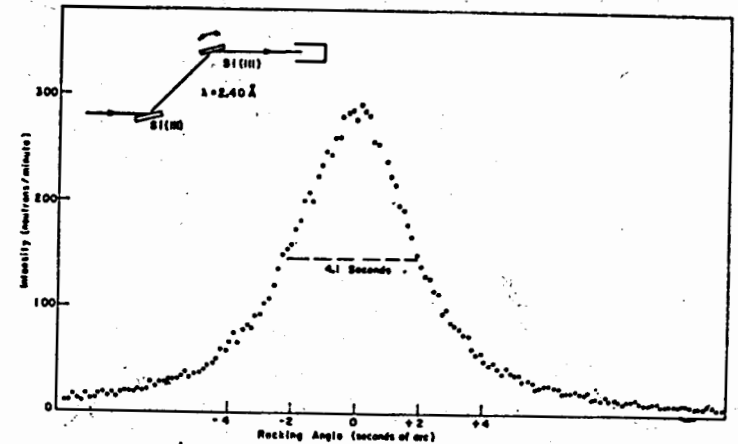


Рис.2. Кривая интенсивности в зависимости от угловой ориентации второго кристалла.

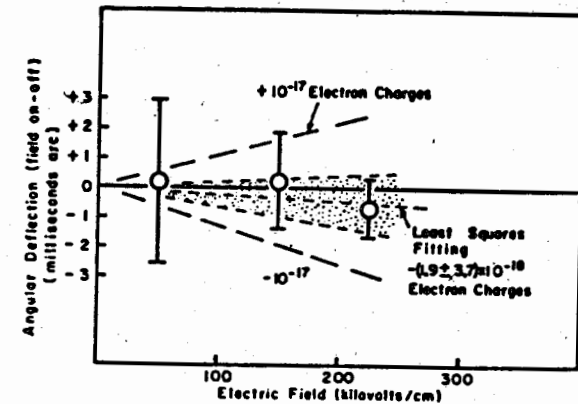


Рис.3. Угловое отклонение нейтронного пучка электростатическим полем.

В настоящее время для поисков ЭДМ нейтрона используются два экспериментальных метода. С помощью магнитно-резонансного метода Раби, Перселл, Рамзай и Смит /10/ в 1957 году нашли, что ЭДМ нейтрона, деленный на заряд электрона, $(\frac{d_n}{e}) < 5 \cdot 10^{-20}$ см. В 1965-1967 гг. в связи с обнаружением распада K_2^0 -мезона на два заряженных пиона поиски ЭДМ нейтрона были возобновлены /11,12/. В этом новом эксперименте использовался пучок очень медленных нейтронов (средняя скорость 60 м/сек), отобранных с помощью изогнутой нейтропроводящей трубки. Пучок нейтронов подвергался действию постоянного магнитного поля \vec{H}_0 и сильного электростатического поля \vec{E} , которое может быть либо параллельно, либо антипараллельно полю \vec{H}_0 . Перпендикулярно полю \vec{H}_0 приложено слабое переменное поле \vec{H}_1 с частотой ω . Резонансная частота равна

$$\omega_0 = \frac{1}{\hbar I} (\mu_n H \pm d_n E), \quad (3)$$

где I - спин нейтрона, а μ_n - его магнитный момент. Изменение резонансной частоты при обращении направления электростатического поля

$$\Delta\omega_0 = \frac{2d_n E}{\hbar I}. \quad (4)$$

При приближении частоты ω к ω_0 происходит резонансное изменение ориентации спина, сопровождающееся резким изменением интенсивности регистрируемого пучка частиц. ЭДМ нейтрона можно определить из следующего соотношения:

$$d_n = \frac{\hbar}{2} \frac{\Delta N}{(E_{\uparrow\uparrow} + E_{\uparrow\downarrow}) \frac{dN}{d\nu}}, \quad (5)$$

где ΔN - изменение скорости счета, вызванное изменением электрического поля с $E_{\uparrow\uparrow}$ на $E_{\uparrow\downarrow}$, $\frac{dN}{d\nu}$ - производная от числа отсчетов по частоте переменного поля.

Чувствительность прибора можно повысить за счет увеличения интенсивности, большего электрического поля, а также за счет большей крутизны резонансной кривой. Поскольку крутизна связана с шириной резонансной линии, а ширина, в свою очередь, определяется принципом неопределенности, то выгодно увеличивать время прохождения нейтрона через прибор.

На рис. 4 приведена принципиальная схема прибора Окридской лаборатории. При $E = 120$ кв/см и времени прохождения нейтрона $\tau = 8 \cdot 10^{-3}$ сек для ЭДМ нейтрона было получено значение /12/:

$$\left(\frac{d_n}{e}\right) = (0,02 \pm 0,85) \cdot 10^{-22} \text{ см.}$$

На Венской конференции в сентября 1968 года было сообщено новое значение /13/

$$\left(\frac{d_n}{e}\right) = (0,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-22} \text{ см.}$$

Второй метод был использован в Брукхейвенской лаборатории Шаллом и Натансом /14/. При наличии ЭДМ нейтрон вступает в дополнительное взаимодействие с внутриатомным кулоновским полем. Соответствующая амплитуда в борновском приближении имеет вид:

$$b'' = i d_n \frac{Ze(1-f)}{\hbar} \frac{\text{Cosec}\theta}{v} (\vec{P} \vec{n}), \quad (6)$$

где Ze - заряд ядра, $1-f$ - электронный экранирующий фактор, f - формфактор, характеризующий распределение электронов в атоме, v - скорость нейтрона, 2θ - угол рассеяния, \vec{P} - единичный вектор поляризации нейтрона, \vec{n} - единичный вектор, характеризующий рассеяние

$$\vec{n} = \frac{1}{2k \sin \theta} (\vec{k} - \vec{k}_0), \quad (7)$$

где \vec{k} и \vec{k}_0 - волновые векторы до и после столкновения. Амплитуда (6) мнимая, максимальна, когда вектор \vec{P} параллелен \vec{n} , и меняет свой знак при изменении знака поляризации нейтрона. Интенсивность рассеяния нейтронов

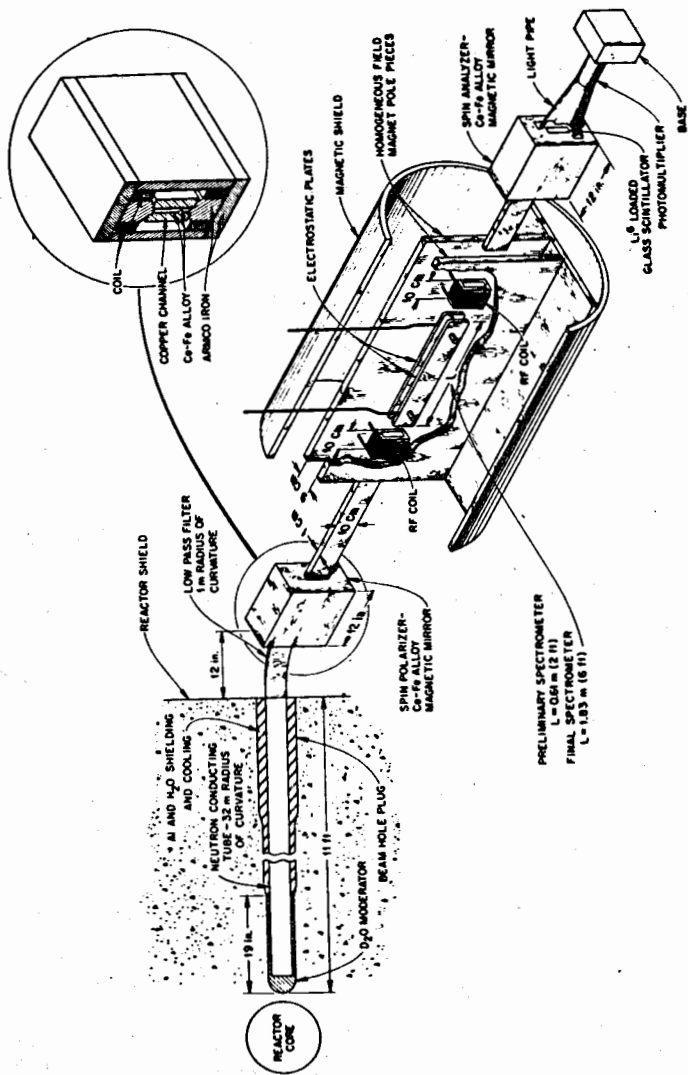


Рис.4. Принципиальная схема прибора Окриджской лаборатории.

$$J \approx b^2 + (b' + b'')^2, \quad (8)$$

где $b + ib'$ — амплитуда ядерного рассеяния. В своем эксперименте Шалл и Натанс искали изменение интенсивности при изменении знака поляризации нейтрона. Поскольку относительное изменение интенсивности

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{4b''}{b^2 + b'^2}, \quad (9)$$

то выгодно вести измерения на ядрах с малой b . В опыте был применен монокристалл CdS, интенсивность отражения нейтронов от плоскости (004) которого определяется разностью амплитуд когерентного рассеяния Cd и S:

$$J \approx |a_{Cd} - a_s|^2. \quad (10)$$

$a_{Cd} = (3,8 + i 1,2)$ ферми и $a_s = 3,1$ ферми. В эксперименте за три месяца наблюдалось $\approx 4 \cdot 10^8$ нейтронов. Были приняты специальные меры для компенсации эффектов швингеровского рассеяния, т.е. рассеяния, вызванного взаимодействием магнитного момента движущегося нейтрона с кулоновским полем ядра. Амплитуда этого рассеяния также мнима, но она обращается в нуль, если вектор поляризации точно параллелен вектору рассеяния.

Окончательный результат эксперимента

$$\left(\frac{d}{e}\right) = (+2,4 \pm 3,9) \cdot 10^{-22} \text{ см.}$$

Теоретические оценки ЭДМ нейтрона чрезвычайно разнообразны и, согласно им, ЭДМ нейтрона может быть заключен в пределах $10^{-19} \text{ см} > \frac{d}{e} > 10^{-31} \text{ см}$. Оценки, приводящие к величине $\approx 10^{-22}$ см, основаны на предположении о нарушении T-инвариантности в слабых взаимодействиях. С этой точки зрения особенно желательно увеличить чувствительность измерений ЭДМ на 1-2 порядка. В этом направлении ведутся работы как в Ок-Ридже, так и в Брукхейвене. Весьма перспективным для увеличения чувст-

вительности первого метода может быть применение ультрахолодных нейтронов, дающих возможность увеличить время пребывания частиц в приборе /15/, а второго – использование монокристаллов с очень малой амплитудой когерентного рассеяния, в частности, смеси изотопов вольфрама, обогащенной изотопом вольфрама-186. При соответствующей концентрации ¹⁸⁶W амплитуда когерентного рассеяния такой смеси может быть даже равна нулю /16/.

III. Электромагнитная структура нейтрона

1. Электромагнитные формфакторы нейтрона

Свойства и структура какой-либо элементарной частицы тесно связаны со свойствами других частиц. Это обстоятельство обусловлено, например, существованием вокруг реального нейтрона облака виртуальных частиц, через посредство которых осуществляется взаимодействие между нейтроном и другими частицами. Хотя сами виртуальные частицы в принципе не наблюдаемы, все эффекты, вызываемые ими, вполне реальны так же, как реальные ядерные силы, которые проявляются при обмене виртуальными мезонами. Характерные размеры облака виртуальных частиц определяются их массой. Так, по порядку величины радиус π -мезонного облака $r_\pi \approx \frac{\hbar}{m_\pi c}$, где m_π – масса π -мезона, K-мезонного облака $r_K \approx \frac{\hbar}{m_K c}$, где m_K – масса и т.д. В настоящее время наши знания о K-мезонной и других более глубоких оболочках нейтрона совершенно ничтожны, кое-что мы знаем только о пионной оболочке.

Электромагнитная структура нейтрона (или вообще нуклона) может проявиться при взаимодействии с ним любой заряженной частицы (например, при рассеянии электронов или мюонов на нуклоне и т.п.). Наиболее полно изучено рассеяние электронов на нуклонах (см., например, /17/). Законы электромагнитного взаимодействия частиц достаточно хорошо известны, поэтому из данных по рассеянию можно сделать выводы о структуре нуклона. Прежде всего рассчитывают сечение рассеяния на точечном нуклоне, учитывая не только электростатическое взаимодействие, но и

взаимодействие с нормальным и аномальным магнитными моментами частицы. Зная это сечение, можно вычислить рассеяние на протяженном нуклоне, состоящем из многих частиц, суммируя волны, рассеянные каждой частицей. Прием, применяемый здесь, хорошо известен из теории рассеяния рентгеновских лучей, однако, при рассеянии рентгеновских лучей приходится иметь дело с упорядоченными центрами рассеяния в кристаллической решетке, в случае же нуклона распределение плотности считают имеющим непрерывный характер. Вследствие этого сумма по отдельным парциальным амплитудам рассеяния заменяется интегралом, который принято называть формфактором.

Строгое теоретическое рассмотрение данного вопроса, удовлетворяющее требованиям лоренцовской и градиентной инвариантности в приближении, соответствующем фейнмановской диаграмме (рис. 5), приводит к выводу, что для описания электромагнитной структуры нуклона достаточно

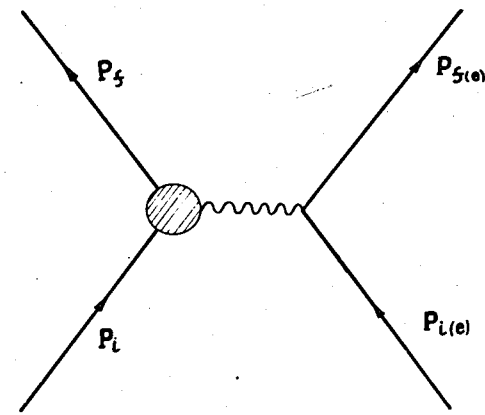


Рис.5. Фейнмановская диаграмма рассеяния электрона на протоне в приближении до e^2 .

двух формфакторов – F_1 и F_2 , являющихся функциями квадрата передаваемого четырехмерного импульса q^2 :

x/ Напомним, что пространственные компоненты 4-вектора импульса совпадают с импульсом частицы \vec{p} , а временная равна $i\frac{E}{c}$, где E – энергия частицы.

$$q^2 = (p_f - p_i)^2 = (p_{f(e)} - p_{i(e)})^2, \quad (11)$$

где $p_i, p_f, p_{i(e)}, p_{f(e)}$ - начальные и конечные четырехмерные импульсы протона и электрона.

Можно показать (см., например, /18/), что при $E \gg m c^2$, где E - энергия электрона, а m - его масса,

$$q^2 = - \frac{(2E \sin \theta / 2)^2}{1 + 2 \frac{E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}}, \quad (12)$$

где M - масса нуклона, θ - угол рассеяния электрона. Для случая, описываемого фейнмановской диаграммой (рис. 5) $q^2 < 0$ (пространственно-подобные значения q). $F_1(q^2)$ - дираковский формфактор, описывающий пространственное распределение заряда нуклона и связанного с ним магнитного момента Дирака, $F_2(q^2)$ - формфактор Паули, связанный с пространственным распределением аномального магнитного момента. Формфакторы включают в себя суммарный результат всех эффектов, вызванных любым числом виртуальных частиц. На языке диаграммы, изображенной на рис. 5, это означает, что не детализируются взаимодействия, имеющие место в нуклон-фотонной вершине, под заштрихованной областью подразумевается лишь суммарный результат.

В предельном случае низких энергий (малых переданных импульсов), когда справедливо нерелятивистское приближение, формфакторы являются Фурье-образами от пространственного распределения электрического заряда $\rho(\vec{r})$ и магнитного момента $m(\vec{r})$. Например, в случае сферически-симметричной заряженной частицы $F_1(q)$ определяется как

$$F_1(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty \rho(r) \sin(qr) r dr, \quad (13)$$

где $\rho(r)$ - плотность распределения электрического заряда. Обращение формулы (13) дает возможность найти

^{x/} В разделах 1 и 2 используется система единиц, где $\hbar = c = 1$.

$$\rho(r) = \frac{e}{2\pi^2 r} \int_0^\infty F(q) \sin(qr) q dq \quad (14)$$

и в этом смысле "конструировать" модель частицы.

Из (13) следует, что $F_1(0) = 1$. Аналогично $F_2(0) = 1$. Точечной частицей с зарядом e и полным магнитным моментом $\frac{e\hbar}{2Mc} + \mu_0$,

где $\mu_0 = \kappa \frac{e\hbar}{2Mc}$, следует назвать частицу, для которой F_1 и F_2 не зависят от q и равны 1. Частица имеет электромагнитную структуру только в случае, если $F_1(q^2)$ и $F_2(q^2)$ не постоянны. Это утверждение является точным определением электромагнитной структуры частицы при всех q^2 /17/.

Зная $\rho(r)$ и $m(r)$, можно определить среднеквадратичные электрический и магнитный радиусы частицы

$$\langle r_e^2 \rangle = \frac{\int r^2 \rho(\vec{r}) d^3 r}{\int \rho(\vec{r}) d^3 r} = \frac{6 F_1'(q^2)_{q^2=0}}{F_1(0)}, \quad (15)$$

$$\langle r_m^2 \rangle = \frac{\int r^2 m(\vec{r}) d^3 r}{\int m(\vec{r}) d^3 r} = \frac{6 F_2'(q^2)_{q^2=0}}{F_2(0)}. \quad (16)$$

В случае нейтрона, для которого $F_{1,n} = 0$, среднеквадратичный радиус определяют как

$$\langle r_{e,n}^2 \rangle = \frac{6 F_{1,n}'(q^2)_{q^2=0}}{F_{1,p}(0)} = 6 \frac{F_{1,n}'(q^2)_{q^2=0}}{F_{1,p}(0)}. \quad (17)$$

При малых q^2 функции F можно разложить в ряд:

$$F_{1,2}(q^2) \approx F_{1,2}(0) + q^2 F_{1,2}'(q^2)_{q^2=0} + \dots = F_{1,2}(0) \left(1 + \frac{1}{6} q^2 \langle r^2 \rangle_{1,2} + \dots \right). \quad (18)$$

Из (18) видно, что при $q^2 \rightarrow 0$ среднеквадратичный радиус определяет наклон формфактора и может служить в этом смысле характеристикой формфактора, если последний не является быстро меняющейся функцией

q^2 . В противном случае значение $\langle r^2 \rangle$ не будет связано с общим поведением формфактора. Из (18) и (17) для случая нейтрона получим:

$$F_{1,n}(q^2) \approx q^2 \frac{1}{6} \langle r_{e,n}^2 \rangle = \dots$$

$$F_{2,n}(q^2) \approx F_{2,n}(0) \left(1 + \frac{q^2}{6} \langle r_{m,n}^2 \rangle + \dots \right) = 1 + \frac{q^2}{6} \langle r_{m,n}^2 \rangle. \quad (19)$$

Как уже отмечалось выше, каждый из формфакторов F_1 и F_2 не описывает только распределение заряда или магнитного момента. Однако существует система координат, в которой комбинации формфакторов F_1 и F_2 очень точно соответствуют распределению электрического заряда и распределению магнитного момента. Новые формфакторы выражаются через F_1 и F_2 следующим образом /19/: зарядовый формфактор

$$G_E(q^2) = F_1(q^2) + \frac{q^2}{4M^2} \kappa F_2(q^2); \quad (21)$$

магнитный формфактор

$$G_M(q^2) = F_1(q^2) + \kappa F_2(q^2). \quad (22)$$

Соответствующая система координат задается требованием равенства нулю пространственных компонент вектора $\vec{P}_1 + \vec{P}_1$, в такой системе трехмерные импульсы начального и конечного протона равны и противоположны по направлению, а соответствующие этому случаю энергии одинаковы. Введение G_E и G_M , кроме того, позволяет удобнее обрабатывать экспериментальные данные.

В настоящее время основная информация о G_E и G_M получается из данных по рассеянию электронов на протонах и дейтонах. На рис. 6 и 7 приведены экспериментальные значения $\frac{G_{Mn}}{\mu_n}$ и G_{En} , сообщенные на Стэнфордской конференции 1967 года /20/. Экспериментально установлено, что между G_{Ep} , G_{Mp} и G_{Mn} существует следующее соотношение:

$$G_{Ep}(q^2) = \frac{G_{Mp}(q^2)}{\mu_p} = \frac{G_{Mn}(q^2)}{\mu_n} \approx \frac{1}{(1 + q^2/0,71)^2}. \quad (23)$$

Однако в результате последних очень точных измерений, проведенных в Боннском университете /21/, были обнаружены небольшие отклонения от этого соотношения.

На рис. 8 приведены экспериментальные данные по G_{En} при $q^2 \leq 0,4(\frac{\text{GeV}}{c})^2$. Пунктирная прямая - наклон при $q^2 = 0$ - получена из данных по n - e - взаимодействию. Сплошная кривая - результат дисперсионных вычислений Хохлера и др. /22/. Поскольку значения формфакторов нейтрона получают из анализа экспериментов по рассеянию электронов на дейтонах, а строгая релятивистская теория дейтона отсутствует, то эти значения не являются достаточно надежными. Особенно это относится к G_{En} при малых q^2 . Более достоверной следует считать информацию о $(\frac{\partial G_{Ep}}{\partial q^2})_{q=0}$, получаемую из экспериментов по n - e - взаимодействию (см. раздел "Взаимодействие нейтрона с электроном").

2. Поляризуемость нейтрона

Понятие поляризуемости нуклонов было введено в связи с рассмотрением вопросов о рассеянии фотонов и фоторождении пионов на нуклонах /23,24/, а также рассеянии нейтронов на тяжелых ядрах /25,26/. Наряду с зарядом, магнитным 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 частица обладает жесткой недеформируемой структурой, или является точечной. Экспериментальное определение величины поляризуемости нуклонов представляет собой довольно сложную задачу. Для протона эти измерения частично выполнены. Определена его электрическая поляризуемость /27/. Что же касается нейтрона, то в

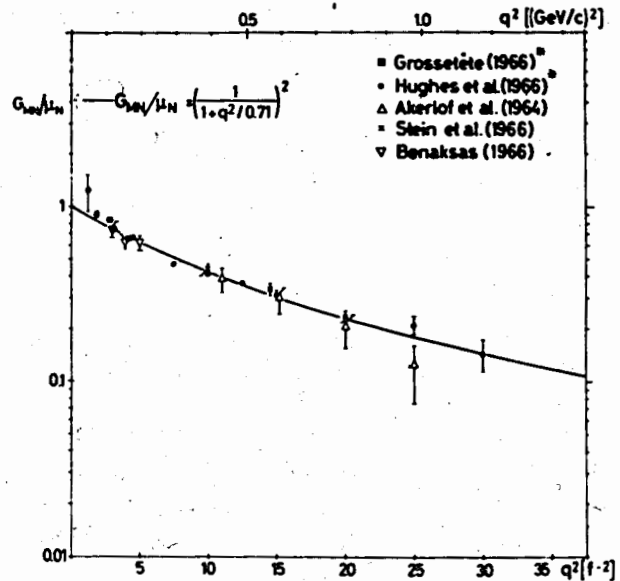


Рис.6. Магнитный формфактор нейтрона G_{Mn} , деленный на нейтронный магнитный момент μ_n (q^2 в единицах (ферми) $^{-2}$ $1f^{-1} = 197$ Мэв/с).

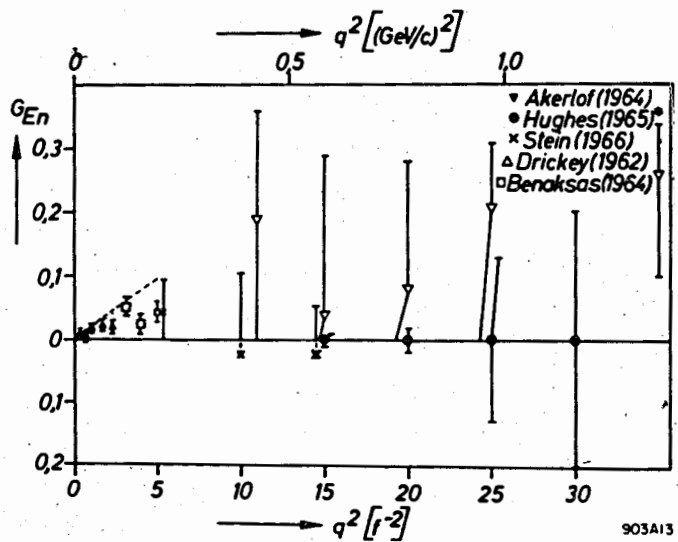


Рис.7. Зарядовый формфактор нейтрона G_{En} .

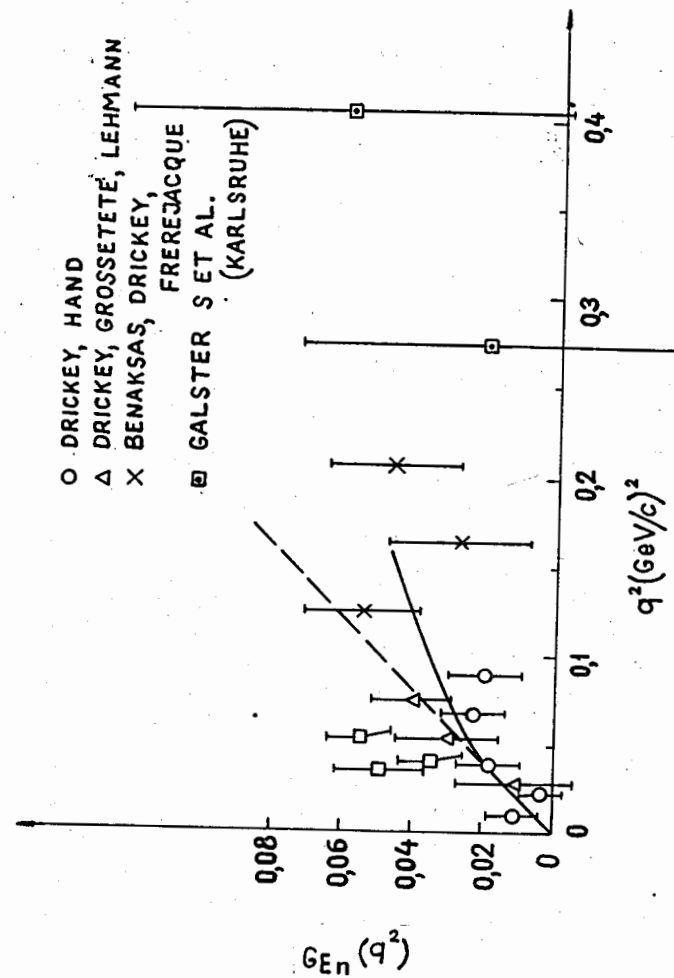


Рис.8. Зарядовый формфактор нейтрона G_{En} для $q^2 \leq 0,4$ ($\frac{GeV}{c}$) 2 .

настоящее время можно говорить лишь об экспериментальных оценках интересующих нас величин. Эти оценки можно получить из опытов с фотонами и нейтронами.

а) Рассеяние фотонов

Рассеяние фотонов частицами со спином $1/2$ и аномальным магнитным моментом было рассмотрено в ряде работ /23,24,28,29,30,31,32,33/. В области малых частот, т.е. при $\omega \ll m$, где ω - частота фотона, а m - масса пиона, естественно воспользоваться разложением амплитуды рассеяния по частоте фотона. В работах /23,28,29/ в амплитуде рассеяния рассматривались члены, линейные по частоте фотона. Было показано, что в этом случае для описания рассеяния достаточно лишь трех характеристик частицы: заряды, массы и аномального магнитного момента. Однако такое описание не является исчерпывающим. В работе /23/ обращалось 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 излучению. Аналогичное явление известно в оптике под названием релеевского рассеяния. Амплитуда релеевского рассеяния пропорциональна квадрату частоты γ -квантов. Было показано, что при энергиях ниже порога рождения пионов подобное рассмотрение приводит к необходимости введения двух новых параметров α и β - коэффициентов электрической и магнитной поляризуемости нуклона.

Определению понятия поляризуемости при рассеянии фотонов и теории комптон-эффекта на нуклоне посвящен целый ряд теоретических работ. 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: α , β и $\langle r^2 \rangle$ - среднеквадратичный радиус распределения заряда. Более подробный анализ этих работ содержится в /34/.

Значения α_p и β_p можно получить из опытов по упругому рассеянию фотонов на протонах при энергиях ниже порога рождения пионов. Анализ этих опытов выполнен в работе /35/. Результаты анализа дают для протона:

$$\alpha_p = (0,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3; \quad \beta_p = (0,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$$

(см. рис. 9).

Следует заметить, что учет в формуле разложения по частоте амплитуды рассеяния членов более высокого, чем кубический, порядка может несколько изменить значение α_p . Чтобы исключить их влияние, следует вести измерения при энергиях γ -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 по рассеянию фотонов нейтронами. В будущем, возможно, удастся поставить прямой опыт по столкновению нейтронов с пучком мощного лазера, но пока для оценок поляризуемости нейтрона приходится пользоваться информацией, полученной из экспериментов по комптон-эффекту, например, на дейтоне. Затруднения при анализе этих экспериментов, так же как и при обработке экспериментов по рассеянию электронов на дейтонах, 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, делая ряд допущений, что в конечном счете в какой-то степени обесценивает полученные результаты. Анализ экспериментальных данных по комптон-эффекту на дейтоне обычно проводят в рамках импульсного приближения /36/. Оно состоит в том, что амплитуда рассеяния на дейтоне считается равной сумме амплитуд рассеяния на свободных протоне и нейтроне, причем учитывается распределение этих частиц по импульсам такое, как в дейтоне. Однако, как показано в ряде работ /24,37,38/, экспериментальные данные о рассеянии фотонов на дейтонах /39,40/ не укладываются в рамки импульсного приближения. На амплитуду рассеяния рассматриваемого про-

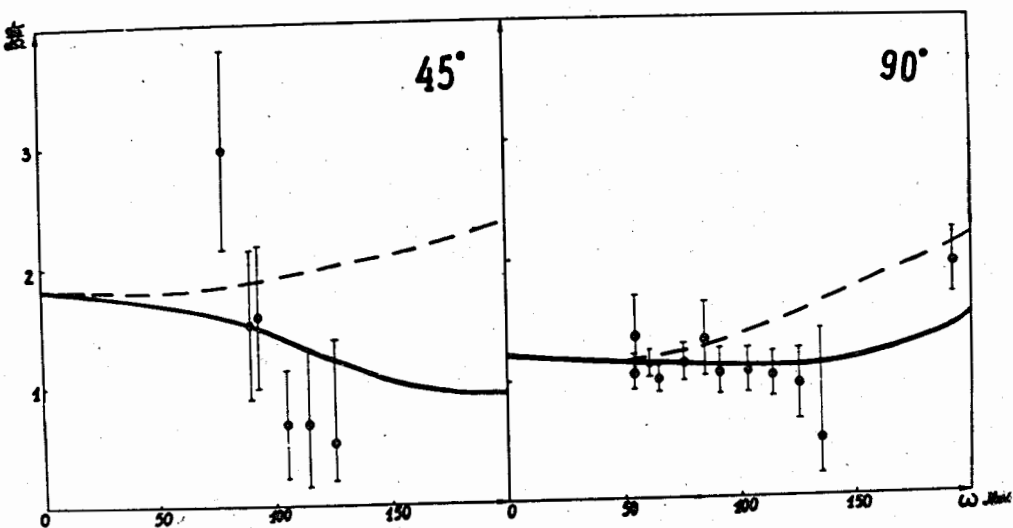


Рис.9. Энергетическая зависимость сечения упругого рассеяния фотонов на протонах при углах 45° и 90° . Сплошная кривая - расчет с параметрами $\alpha_p = 0,9 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$, $\beta_p = 0,2 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. Пунктирная кривая - расчет с параметрами $\alpha_p = \beta_p = 0$. Сечение $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ дано в единицах 10^{-32} см^2 .

цесса в области энергий 50-100 Мэв оказывает сильное влияние фоторасщепление дейтона. Этот неупругий процесс наряду с фоторождением протонов 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 /37/ авторы, рассматривая экспериментальные данные по комптон-эффекту на дейтоне, пришли к выводу, что электрическая поляризуемость нейтрона не может превышать поляризуемость протона более, чем на 40%. Однако этот вывод делается на основе импульсного приближения и, как утверждают сами авторы, учет некоторых обменных эффектов, например, типа показанных на рис. 10, может привести к значительно большей величине α_n . В /24/ обращалось внимание на то, что изучение процессов $\gamma + d \rightarrow d + \gamma$ и $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$ поможет 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 α_n при изучении реакции $\gamma + \text{He}^4 \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$ рассмотрена в работе /32/. В этом случае вклад неупругих процессов в амплитуду рассеяния значительно меньше, чем в случае дейтона, так как порог фоторасщепления гелия достаточно высок ($E \approx 20$ Мэв). Как показано в /32/, измеряя рассеяние фотонов на гелии под углом 90° , можно получить значение \bar{a} :

$$\bar{a} = a + \frac{1}{3} \left(\frac{e^2}{M} \right) \langle r_0^2 \rangle, \quad (24)$$

где $\langle r_0^2 \rangle$ -среднеквадратичный радиус гелия, известный из опытов по $e-\text{He}^4$ рассеянию, а поляризуемость гелия $a = a_{\text{nuc1}} + 2a_p + 2a_n$. Значение a_{nuc1} может быть определено из опытов по фоторасщеплению гелия, если воспользоваться известным из дисперсионных соотношений выражением:

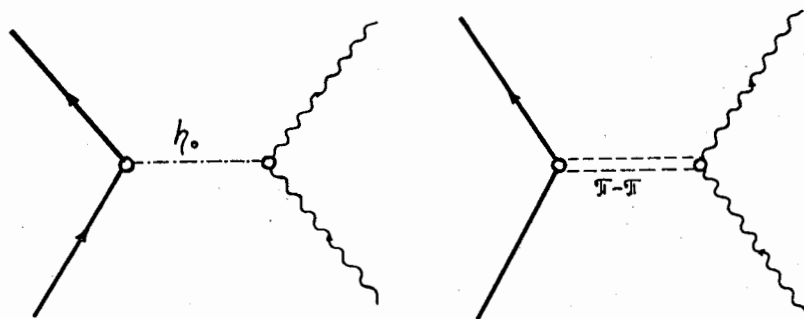


Рис.10.

$$a_{\text{nucl}} = \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{\sigma_{E1} d\omega}{\omega^2}, \quad (25)$$

где σ_{E1} - полное сечение дипольного поглощения (фоторождение мезонов во внимание не принимается). Интеграл (25) можно оценить, заменив σ_{E1} на σ_{tot} . Это дает $a_{\text{nucl}} = (70+4) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. Точность этой оценки определяет верхнюю границу a_n . Данным методом возможно определить величину a_n , если она $\geq 5 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. Опытов по рассеянию фотонов не гелии пока нет. Косвенная оценка поляризуемости нейтрона может быть получена из данных по фоторождению мезонов /24,33/: $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ и $\gamma + n \rightarrow \pi^- + p$. Из дисперсионных соотношений можно получить, что /33/:

$$\alpha = \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{d\omega}{\omega^2} \left\{ |E_1|^2 + 2|E_3|^2 + \frac{1}{3}|E_2|^2 - \frac{1}{6}|M_2|^2 \right\}, \quad (26)$$

$$\beta = \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{d\omega}{\omega^2} \left\{ |M_1|^2 + 2|M_3|^2 + \frac{1}{3}|M_2|^2 - \frac{1}{6}|E_2|^2 \right\}, \quad (27)$$

где E_i и M_i - 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 $\frac{\sigma_{\pi^-}}{\sigma_{\pi^+}} \approx 1,3$ /40/. Поскольку электрическое дипольное рождение пионов доминирует при этих энергиях, можно считать, что $|E_{\pi^-}|^2 \approx 1,3|E_{\pi^+}|^2$. Отсюда, принимая во внимание значение a_p , можно получить для нейтрона $a_n \approx 1,2 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. Аналогичная величина получена также в работе /41/. Видимо, истинная величина a_n находится вблизи полученных значений. Каких-либо экспериментальных оценок величины β_n не имеется.

б) Рассеяние нейтронов тяжелыми ядрами

Верхнюю оценку электрической поляризуемости нейтрона можно получить, изучая рассеяние нейтронов на тяжелых ядрах. Понятие электрической поляризуемости нейтрона в связи с вопросом о рассеянии нейтронов было введено в работах /25,26/. В гамильтониане взаимодействия нейтрона с ядром появляется дополнительный член вида $\frac{1}{2} a_n E^2$, где E - электрическое поле ядра. В работе /26/ в борновском приближении вычислена амплитуда "поляризационного" рассеяния нейтрона в кулоновском поле ядра:

$$f(\theta) = \frac{Ma_n}{2R} \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2 KR \left(\frac{\sin KR}{K^2 R^2} + \frac{\cos KR}{KR} + i \sin KR \right), \quad (28)$$

где $K = \frac{2}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}$, R - радиус ядра, M - приведенная масса нейтрона. В предположении, что энергия ядерного взаимодействия не зависит от спина, получается следующее выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния неполяризованных нейтронов:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_0(\theta)|^2 + \frac{1}{4} \kappa_n^2 \left(\frac{\hbar}{Mc} \right)^2 \left(\frac{Ze^2}{\hbar c} \right)^2 \text{ctg}^2 \frac{\theta}{2} + 2 \text{Re} f_0(\theta) f(\theta) + f^2(\theta), \quad (29)$$

где $f_0(\theta)$ - амплитуда ядерного рассеяния.

Второй член выражения (29) описывает швингеровское рассеяние, возникающее благодаря взаимодействию магнитного момента нейтрона

$\mu_n = \kappa_n \frac{e\hbar}{2Mc}$ с кулоновским полем ядра. Поскольку поляризационное

рассеяние обусловлено дальнедействующими силами, то поиски эффектов, вызванных ими при энергиях нейтронов порядка нескольких Мэв, 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 выше 1 Мэв можно считать изотропным. Действительно, для нейтрона, испытавшего взаимодействие в области с радиусом R (радиус ядра), определение импульса возможно лишь с ошибкой $\Delta p \approx \frac{\hbar}{R}$, что приводит к неопределенности в вычислении угла рассеяния θ : $\text{tg } \theta = \frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\hbar}{pR} = \frac{1}{kR}$. Если $R \approx 10^{-12}$ см, кинетическая энергия нейтрона $E_n \approx 2$ Мэв, то $\text{tg } \theta \approx \frac{1}{3}$ и $\theta \approx 18^\circ$, т.е. вплоть до углов 20° (и меньше) рассеяние равновероятно. В первых работах, посвященных изучению рассеяния нейтронов с энергией порядка нескольких Мэв на малые углы /42,43,44/, результаты (после учета швингеровского рассеяния) сравнивались либо с зависимостью для ядерного рассеяния вида $\sigma(\theta) = A + B \cos \theta$ /42,43/, либо с дифракционной формулой /44/. И в том, и в другом случае в поведении дифференциального сечения в области малых углов были найдены отклонения от указанных зависимостей в случае 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 $a_n \approx 10^{-40}$ см³, что противоречит не только экспериментально полученной величине электрической поляризуемости протона, от значения которой a_n не должна отличаться, казалось бы, слишком сильно, но и целому ряду теоретических расчетов, выполненных для нуклонов /45,46,47,48,49/. В более поздних экспериментальных работах по рассеянию на малые углы /50,51, 52,53,54,55/, перекрывающих интервал

энергий нейтронов от 0,5 до 14 Мэв, результаты измерений сравнивались с расчетами, проведенными на основе оптической модели ядра. Говорить о каких-либо определенных закономерностях в расхождении между расчетными и экспериментальными данными пока трудно. Тем не менее, по-видимому, чисто "классическая" оптическая модель недостаточно хорошо описывает малые углы - включение дальнедействующего потенциала улучшает согласие между расчетами и экспериментом. К такому выводу пришел Г.В. Аникин после тщательного анализа экспериментальных данных работ /42-44/,50-55/, применив для расчетов на ЭВМ программу, включающую дальнедействующий потенциал вида $1/r^4$ и позволяющую непосредственно в процессе расчета подбирать параметры оптической модели, исходя из наилучшего удовлетворения экспериментальным данным по угловым распределениям рассеяния и полным сечениям.

В ряде работ /58,59,60,61/ были предприняты попытки учесть эффекты, способные вызвать различного рода аномалии в области малых углов, однако, они не были успешными. Наличие неопределенности в расчетах хода ядерного сечения рассеяния сильно уменьшает точность верхней оценки электрической поляризуемости нейтрона, сделанной на основании рассмотренных опытов. Можно лишь утверждать, что $|a_n| \leq (2-3) \cdot 10^{-40}$ см³.

Другой серией опытов, позволяющих сделать верхнюю оценку a_n , являются эксперименты по рассеянию нейтронов на тяжелых ядрах в области низких энергий (меньше 100 кэв) /62,63/. Если представить дифференциальное сечение рассеяния в виде:

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma_0}{4\pi} \left[1 + \sum_{\ell=0}^{\infty} \omega_\ell P_\ell(\cos \theta) \right], \quad (37)$$

где σ_0 - полное сечение потенциального рассеяния, и воспользоваться известным приближенным соотношением для фаз рассеяния на короткодействующем потенциале ядра $\delta_\ell \approx (kR)^{2\ell+1}$, то можно легко убедиться, что в случае чисто ядерного взаимодействия коэффициент ω_1 оказывается линейной функцией энергии нейтрона E . При учете интерференции ядерного рассеяния с поляризационным в ω_1 появляется член, пропорциональный k , так что

$$\omega_1 = aE + bE^{\frac{1}{2}}, \quad (38)$$

где

$$b = -2,5 \cdot 10^{-4} \frac{M^{3/2} e^2}{\hbar^3} \cdot \frac{a_n Z^2}{\sigma_0^{1/2}}, \quad (39)$$

если энергию E в (38) выразить в кэв. Такой анализ был проведен в работе /62/ для рассеяния нейтронов с энергиями в диапазоне 50–300 кэв на ядрах урана и привел к оценке $|a_n| < 20 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. Более удобной для исследований является область энергий ниже 50 кэв, поскольку в этой области энергий нелинейная зависимость ω_1 от E сказывается намного заметнее. В работе /63/ были проведены опыты по изучению рассеяния нейтронов в области энергий от 0,6 до 26 кэв (метод времени пролета, импульсный реактор). В качестве рассеивателя был выбран свинец, который удобен тем, что в изучаемой области энергий он не имеет сильных нейтронных резонансов и это предохраняет от неопределенности анализа, связанной с пренебрежением ролью резонансов. Полученные данные были обработаны по методу наименьших квадратов совместно с данными Лангсдорфа и др., опубликованными в /64/. Эта обработка привела к выводу, что с вероятностью 70% величина a_n лежит в пределах:

$$-4,7 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3 < a_n < 6,1 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3 \quad (\text{см. рис. 11}).$$

Этот результат остается до настоящего времени лучшей прямой экспериментальной оценкой a_n .

в) Поляризуемость нуклонов вследствие нелинейных эффектов электродинамики

До сих пор шла речь о поляризуемости нуклона, связанной с облаком виртуальных пионов, окружающих нуклон. Однако вокруг нуклона всегда имеется облако виртуальных электронно-позитронных пар радиусом $\frac{\hbar}{2m_e c} \approx 10^{-11} \text{ см}$. На это обстоятельство обращалось внимание в работе /65/.

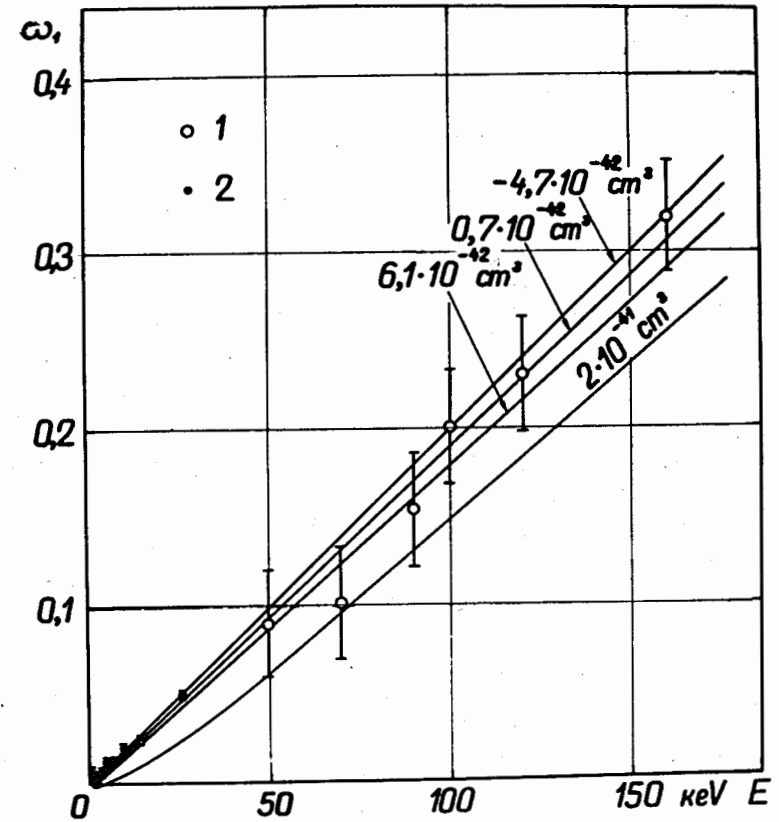


Рис.11. Зависимость ω_1 от энергии нейтронов. Кривые рассчитаны по формулам (38) и (39) при фиксированном $a = 1,91 \cdot 10^{-3}$ и указанных значениях a_n . Точки 1 – данные из атласа /64/. Точки 2 – данные, полученные в /63/.

Как было отмечено в этой работе, возможно, что заметную роль при рассеянии нуклонов на ядрах играют диаграммы шестого порядка по e , содержащие блок рассеяния фотонов кулоновским полем ядра. Соответствующая диаграмма приведена на рис. 12. Полный коэффициент при квадратичных по частоте членах в этом случае можно записать в виде /65/:

$$a_t \approx \int_{\omega_1}^{\infty} \frac{\sigma_t(\omega) d\omega}{\omega^2}, \quad (40)$$

$$a_t = a_m + a_e,$$

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

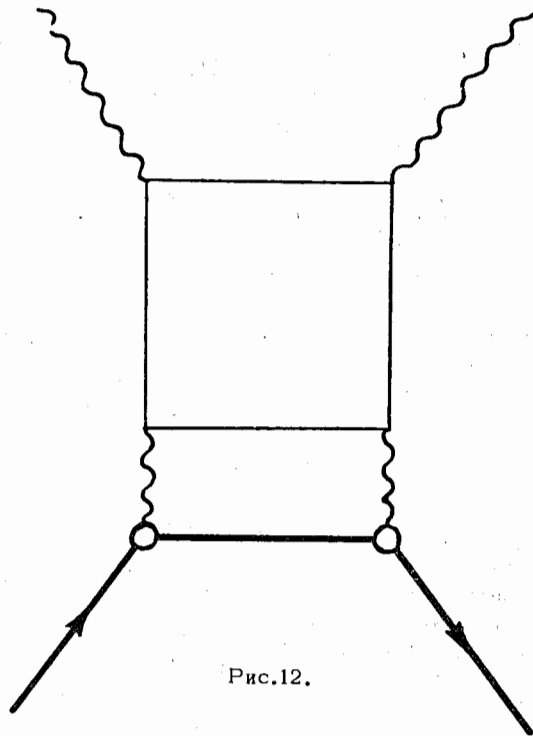


Рис.12.

Из-за особенностей угловой зависимости γp -рассеяния существенную роль при рассеянии на большие углы при энергиях порядка 50-100 Мэв играет только мезонная часть, т.е. a_m . При рассеянии на малые углы или при очень низких энергиях становится существенным эффект рождения электронно-позитронных пар. Подставляя в (40) сечение образования

пар на протоне, получим, что $a_{p,e} = 0,7 \cdot 10^{-39}$ см³. 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 /65/ вычислено сечение рождения e^+e^- пар на аномальном магнитном моменте нейтрона. Результаты вычисления по формуле (40) дают при этом величину $a_{e,n} \approx 10^{-44}$ см³. Обнаружить подобную малую величину в нейтронных и фотонных опытах пока не представляется возможным.

В /66/ отмечено, что, возможно, главный вклад в $a_{e,n}$ дает эффект рождения пар, связанный не с аномальным магнитным моментом нейтрона, а с электрически заряженным пионным облаком. Диаграммы, описывающие электромагнитные взаимодействия нуклонов, обусловленные поляризуемостью, связанной с наличием облака виртуальных электронно-позитронных пар для протона и нейтрона, приведены на рис. 13. По порядку величины поляризуемость электронно-позитронного облака в протоне и нейтроне /67/:

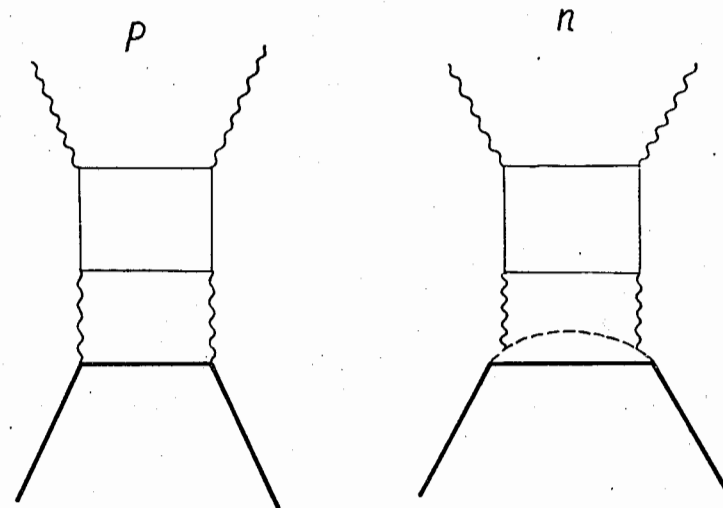


Рис.13.

$$a_{ep} \approx \bar{G}_{Ep} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{\hbar}{2m_e c} \right)^3, \quad (41)$$

$$a_{en} \approx \bar{G}_{En} \left(\frac{g^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \left(\frac{\hbar}{2m_e c} \right)^3, \quad (42)$$

где \bar{G}_{Ep} и \bar{G}_{En} - средние значения зарядового формфактора протона и нейтрона, g - константа сильного взаимодействия.

Для протона \bar{G}_{Ep} известно, и подстановка значений констант в (42) дает $a_{ep} \approx 1,5 \cdot 10^{-39} \text{ см}^3$, что близко к значению, полученному из выражения (40). Зарядовый формфактор нейтрона по данным /20,68,69/ в области $q^2 = (0+2) \text{ ф}^{-2}$ x/ не превосходит 0,03-0,05. Вследствие этого величина a_{en} должна быть небольшой 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^2 . Помимо этого, как отмечено в работе /65/, может существовать сильная энергетическая зависимость эффекта в области порога рождения пар при столкновении нейтрона с ядром. Возможно, что такого рода явления могут вызвать аномальное рассеяние нейтронов тяжелыми ядрами на малые углы в области энергий порядка нескольких Мэв и не дают эффекта в области очень низких энергий. Во всяком случае данный вопрос требует дальнейшего изучения.

В рамках теории групп SU_3 и SU_6 можно получить соотношения между электрическими и магнитными поляризуемостями барионов и мезонов /70/. При этом оказывается, что электрические поляризуемости барионов связаны соотношениями:

$$a_p = a_{\Sigma^+}, a_n = a_{\Xi^0}, a_{\Sigma^-} = a_{\Xi^-},$$

$$a_{\Sigma^0} - a_{\Lambda^0} = 2(a_{\Lambda^0} - a_n) = \frac{2\sqrt{3}}{3} a_{\Sigma^0 \Lambda^0}, \quad (43)$$

x/ Импульс $1 \text{ ф}^{-1} = 10^{+13} \text{ см}^{-1} = 197 \text{ Мэв/с}$.

где $a_{\Sigma^0 \Lambda^0}$ - матричный элемент двухфотонного распада

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + 2\gamma.$$

Аналогичным соотношениям удовлетворяет магнитная поляризуемость барионов β .

В /71/ на основе нерелятивистской кварковой модели элементарных частиц, обладающих SU_6 симметрией, также получены соотношения между поляризуемостями барионов и мезонов. В частности, в рамках этой модели $a_p = a_n$, $\beta_p = 1,5 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$, $\beta_n = 1,2 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$.

Итак, электроны и фотоны являются взаимно дополняющими средствами для изучения электромагнитной структуры нуклонов. Формфакторы G_E и G_M , характеризующие распределение заряда и магнитного момента нуклона, определяются при рассеянии электронов. Поляризуемость, т.е. способность мезонного облака нуклона деформироваться, проявляется при взаимодействии с фотонами. Видимо, существует тесная связь между формфакторами и поляризуемостью, однако, пока этот вопрос не рассмотрен.

III. Взаимодействие между нейтроном и электроном

(не взаимодействие)

а) Введение

Поскольку нейтрон обладает магнитным моментом, то существует очевидное, зависящее от спина взаимодействие дипольных магнитных моментов нейтрона и электрона, а также зависящее от скорости взаимодействие магнитного момента нейтрона с электрическим полем движущегося электрона. Эти взаимодействия, приводящие к магнитному рассеянию медленных нейтронов на атомах, исследуются методами нейтронной оптики, используемыми рассеяние на малые углы, дифракцию, отражение и т.п. (см., например, /72,73/). Не зависящее от спина и скорости взаимодействие нейтрона с электроном может иметь место при наличии у нейтрона пространственной электромагнитной структуры. В этом случае внутри нейтрона могут существовать области с отличной от нуля плотностью заря-

да. Любая заряженная частица, попадающая "внутрь" нейтрона, будет подвержена в этом случае действию электромагнитных сил. В качестве объекта исследования вместо электрона может быть взята любая другая заряженная частица. Однако в случае, например, протона ядерное взаимодействие между ним и нейтроном недостаточно хорошо изучено, чтобы идентифицировать малый электромагнитный вклад. Для других же частиц, например μ -мезонов, осуществление подобных опытов пока невозможно из-за недостаточно совершенной техники эксперимента.

Сечение рассеяния нейтрона электронам оказывается на восемь порядков меньше сечения ядерного взаимодействия. Тем не менее, благодаря интерференции между упругим рассеянием медленных нейтронов ядром и электронами атома это явление можно обнаружить. Дифференциальное сечение когерентного рассеяния медленных нейтронов с длиной волны λ порядка размера атома описывается (без учета поглощения) соотношением:

$$\sigma(\theta) = |a_{\text{яд}} + Z f\left(\frac{\sin\theta}{\lambda}\right) a_{\text{не}}|^2, \quad (44)$$

где $a_{\text{яд}}$ - амплитуда когерентного ядерного рассеяния, $a_{\text{не}}$ - амплитуда рассеяния нейтрона на электроне, $f\left(\frac{\sin\theta}{\lambda}\right)$ - атомный формфактор для электронов, известный из рассеяния рентгеновских лучей [74].

Оценки показывают, что относительная величина дополнительного вклада в рассеяние

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \approx 2Z \Delta f \frac{a_{\text{не}}}{a} \quad (45)$$

составляет $\approx 1\%$, эффект такой величины поддается измерению. В нейтронной физике (n, e) -взаимодействие принято описывать постоянным эквивалентным потенциалом V_0 , связанным с амплитудой рассеяния выражением:

$$a_{\text{не}} = \frac{2}{3} \frac{MR^3}{\hbar^2} V_0. \quad (46)$$

За радиус R потенциальной ямы принимают классический радиус электрона $\frac{e^2}{mc^2} = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см. Конечно, потенциал V_0 носит чисто условный характер, поскольку в данной проблеме классический радиус электрона не играет фундаментальной роли.

б) Экспериментальные методы определения (n, e) -взаимодействия

Существуют три экспериментальных метода изучения (n, e) -взаимодействия, ставшие к настоящему времени уже классическими. Один из них, впервые примененный Ферми и Маршалл в 1947 году [75], основывается на наблюдении очень небольшой асимметрии рассеяния тепловых нейтронов, обусловленной зависимостью $f\left(\frac{\sin\theta}{\lambda}\right)$ от угла рассеяния. В этом и аналогичных опытах сравнивается рассеяние тепловых нейтронов, имеющих максвелловское распределение по скоростям, под углами 45° и 135° . Чтобы избежать влияния магнитного рассеяния, а также эффектов молекулярной дифракции, в качестве рассеивателей используют благородные газы, имеющие заполненные электронные оболочки, в частности, ксенон ($Z=54$). Разница между $f(45^\circ) = 0,78$ и $f(135^\circ) = 0,52$ обуславливает асимметрию (n, e) -рассеяния, проявляющуюся на сильном фоне изотропного ядерного рассеяния. В измеренное значение асимметрии следует внести поправку на неодинаковые геометрические параметры детекторов и учесть асимметрию, вызванную тепловым движением атомов газа, во много раз превышающую искомый эффект. В результате измерений Ферми и Маршалл и последующих более точных опытов [76, 77] было получено значение $V_0 = -(3900 \pm 800)$ эв, знак минус соответствует притяжению между нейтроном и электроном. Основным недостатком опытов подобного типа является большая величина поправки на эффект, вызванный тепловым движением атомов газа. Главный вклад в поправку вносят нейтроны, имеющие очень большую длину волны как раз в той области, где от максвелловского распределения можно ждать отклонений. Это может привести к неправильному вычислению поправки. В наиболее точных экспериментах поправка определялась экспериментально из измерений с аргонном или неоном, для которых (n, e) -рассеяние незначительно.

Прецизионным экспериментом, выполненным по методу Ферми и Маршалл, являются измерения Крона и Ринго /78/, проведенные в Аргонской лаборатории в 1965-1966 гг. Измерения велись на ксеноне, криптоне и аргоне, неон был использован для проверки правильности расчета поправки на асимметрию, вызванную тепловым движением газа. Величина этой поправки превышала искомый эффект для ксенона в 4 раза, для криптона - в 10 раз и для аргона - в 18 раз. Величина амплитуды (ne) -рассеяния определялась из соотношения:

$$R = 1 + 8\pi \frac{a_{ne}}{\sigma_s} Z \Delta f (1 + \delta), \quad (47)$$

где $R = \frac{\sigma(45^\circ)}{\sigma(135^\circ)}$ - измеренная асимметрия с учетом поправок на "ложную" асимметрию, a - ядерная длина рассеяния, σ_s - сечение рассеяния, $\Delta f = \langle f(45^\circ) - f(135^\circ) \rangle$ - усредненная по спектру нейтронов разность формфакторов,

$$\delta = \frac{a_{ne}}{2a \Delta f} \langle f^2(45^\circ) - f^2(135^\circ) \rangle - \frac{8\pi a a_{ne}}{\sigma_s} \langle f(135^\circ) \rangle.$$

Величина δ не превышала 0,01. Значения a для Хе и Кг были определены путем измерения критических углов полного отражения нейтронов от поверхностей сжиженных газов; кроме того, значение a для Хе было получено из опытов по дифракции нейтронов на ХеF₄.

Окончательный результат эксперимента:

$$a_{ne} = (-1,34 \pm 0,03) \cdot 10^{-16} \text{ см или } V_0 = (-3720 \pm 90) \text{ эв.} \quad (48)$$

Второй метод исследования (ne) -взаимодействия был применен Хевенсом, Раби и Рейнуотером /79,80/. Он заключается в наблюдении зависимости полного сечения рассеяния от длины нейтронной волны в районе $\lambda \approx 1 \text{ \AA}$. Амплитуда ядерного рассеяния должна оставаться постоянной, в то время как формфактор $f(\frac{\sin \theta}{\lambda})$ обуславливает зависимость полного сечения от λ . В работах /79,80/ в качестве рассеивателей ав-

торы использовали жидкий свинец, а затем жидкий висмут. Было измерено полное сечение для жидкого висмута в диапазоне $\lambda = 0,3 \pm 1,3 \text{ \AA}$. В этом диапазоне длин волн изменение формфактора вследствие (ne) -взаимодействия вызывает изменение полного сечения на 0,1 барна. В измерение следует внести поправки на другие эффекты. Так, поправка на межатомные интерференционные эффекты составляет в указанном диапазоне длин волн 0,2 барна. Необходимо внести поправку на эффект относительной скорости, обусловленной тепловым движением атомов мишени, а также учесть влияние захвата нейтронов в висмуте и примесях. Все это приводит к тому, что несмотря на высокую статистическую точность данного метода общая точность его не велика. Наиболее точное значение V_0 получено этим методом в работе Мелконяна и др. /81/: $V_0 = -(4340 \pm 140) \text{ эв}$, приведенная ошибка является статистической.

Более надежным экспериментальным методом изучения (ne) -взаимодействия является метод компенсации амплитуд ядерного рассеяния при отражении от зеркала. Этот метод был применен Юзом и др. в работах /82,83/. Известно, что показатель преломления вещества для нейтронов с длиной волны λ дается соотношением:

$$n^2 = 1 + \frac{\lambda^2}{\pi} \sum a_i N_i, \quad (49)$$

где N_i - число частиц типа i в 1 см^3 вещества, a_i - длина когерентного рассеяния нейтронов частицами типа i в направлении вперед. Для интересующего нас случая (ne) -взаимодействия:

$$n^2 = 1 + \frac{\lambda^2}{\pi} N (a_{ne} + Z a_{ne}). \quad (50)$$

Для прецизионного определения относительного показателя преломления двух веществ измеряют критический угол θ_c полного отражения на их границе, причем:

x/

Поскольку речь идет о рассеянии под малыми углами (вперед), формфактор $f(\frac{\sin \theta}{\lambda}) = 1$.

$$\theta_c^2 = n_A^2 - n_B^2 \quad (\theta_c \ll 1), \quad (51)$$

где n_A и n_B - показатели преломления двух веществ. Для жидкого кислорода и висмута, использовавшихся Юзом, из (50) и (51) можно получить:

$$\frac{\pi}{\lambda^2} \theta_c^2 = N_{Bi} a_{Bi} \left(\frac{N_0 a_0}{N_{Bi} a_{Bi}} - 1 \right) - (N_{Bi} Z_{Bi} - N_0 Z_0) a_{ne} \quad (52)$$

где a_0 и a_{Bi} - амплитуды когерентного рассеяния кислорода и висмута. Ядерное рассеяние на кислороде всего лишь на 2% больше, чем на висмуте, в то время как электронное рассеяние на висмуте из-за большого Z во много раз больше, чем на кислороде. Вследствие этого измеренное значение критического угла θ_c примерно в равной степени определяется нескомпенсированным ядерным рассеянием и (ne) -взаимодействием. Это угол составляет несколько минут.

Схема опыта, выполненного Юзом и др., приведена на рис. 14. Амплитуды a_0 и a_{Bi} (или, точнее говоря, a_{Bi} и отношение $\frac{a_0}{a_{Bi}}$)

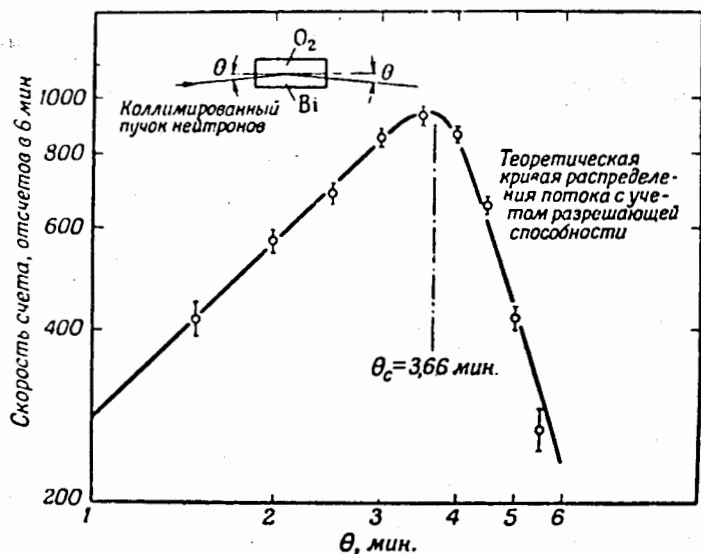


Рис.14. Схема и результаты опыта Юза и др. /83/.

были определены путем измерения сечений рассеяния для свободных атомов при энергии порядка 10 эв. При этих энергиях (ne) -взаимодействие не проявляется, так как формфактор практически равен нулю. Для перехода к когерентным амплитудам a_{Bi} и a_0 необходимо было определить зависящее от спина некогерентное рассеяние в висмуте. Это сделали при помощи дополнительных опытов с нейтронами больших длин волн, для которых, как известно, имеет место лишь некогерентное рассеяние. В результате было получено значение:

$$V_0 = - (3860 \pm 370) \text{ эв.} \quad (53)$$

Метод отражения от зеркала обладает преимуществом перед остальными, поскольку измеряемый эффект в значительной степени определяется самим (ne) -взаимодействием. Однако, так же как и в работах /79,80,81/, конечный результат опыта Юза и др. опирается на предположение, что в области энергий от 10 эв до тепловой ядерная амплитуда не зависит от энергии нейтронов. Между тем, как отметил Халперн /84/, при энергиях порядка 10 эв на висмуте и на кислороде может происходить неупругое рассеяние. Если это так, то значения a_0 и a_{Bi} будут отличаться от значений, принятых Юзом, что соответственно изменит и конечные результаты опыта. Должна быть также уверенность в отсутствии какого-либо влияния резонансов в указанной области энергий. Все же близость результатов, полученных тремя различными экспериментальными методами, свидетельствует о том, что, видимо, они не сильно отличаются от истины.

Недавно в Мюнхене Кёстером с сотрудниками /85/ на гравитационном рефрактометре нейтронов /86/ методом отражения от висмутowego зеркала были проведены очень точные измерения амплитуды когерентного рассеяния висмута $a_{Bi} = (8,5234 \pm 0,0014) \cdot 10^{-13}$ см. Эта амплитуда сопоставлялась с данными по сечению рассеяния при энергии нейтронов 5,2 эв $\sigma_s = (9,327 \pm 0,002)$ барн, в результате чего получено:

$$V_0 = - (3330 \pm 100) \text{ эв.} \quad (54)$$

В таблице 2 приведены результаты измерений $n\bar{e}$ -взаимодействия, проводившихся за период с 1947 по 1968 год.

в) Теоретический анализ $n\bar{e}$ -взаимодействия

Полученная в экспериментах величина V_0 объясняется в работах Фолди /87-90/, который показал, что помимо эффекта, возникающего вследствие наличия у нейтрона облака заряженных виртуальных частиц, должен существовать магнитный эффект, который следует ожидать на том основании, что свободный нейтрон удовлетворяет уравнению Дирака и обладает аномальным магнитным моментом. Свободная дираковская частица не движется вдоль прямой, а "танцует" со скоростью света вокруг точки, которая движется равномерно со скоростью v . "Танец" частицы захватывает область размерами $\frac{\hbar}{mc}$. В случае, например, электрона, имеющего заряд e , это движение эквивалентно маленькой петле с током и в присутствии магнитного поля электрон ведет себя так, как если бы он имел нормальный магнитный момент $\frac{e\hbar}{2mc}$. Помимо этого следует ожидать эффектов, связанных с тем, что движение заряда не будет таким, каким оно ожидается для точечной частицы, а будет подобно движению распределенного по конечному объему заряда. Этот эффект вызывает дополнительное смещение уровней S -электрона в атоме водорода и описывается в теории Дирака членом, предложенным Дарвиним /91/. Таким образом, "дрожание" точечного электрона приводит к кажущейся конечной протяженности распределения его заряда и нормальному магнитному моменту.

В случае наличия у частицы внутренней электромагнитной структуры кажущаяся пространственная протяженность заряда возникает из внутренней протяженности и дополнительного "размазывания", связанного с "дрожанием". Чтобы получить из экспериментальных данных по $n\bar{e}$ -взаимодействию информацию о внутренней структуре нейтрона, необходимо выделить вклад эффекта, связанного с "дрожанием".

Амплитуда рассеяния дираковской частицы на слабом медленно меняющемся чисто электростатическом потенциале $\phi(\vec{r})$ была получена Фолди /90/ из обобщенного уравнения Дирака /88,92,93/:

Таблица 2

Авторы	Год	Метод	V_0 эв	Литература	Примечание
Ферми и Маршалл	1947	Рассеяние на Xe	(300 ± 5000)	[75]	
Хевенс, Раби, Рейнуотер	1947	Полное сечение Pb	< 5000	[79]	
"--"	1951	Полное сечение Bi	$-(5300 \pm 1000)$	[80]	
Юз, Гарвей, Голдберг	1952 1953	Отражение от зеркала O_2 -Bi	$-(3860 \pm 370)$	[82,83]	
Хамермеш, Ринго, Уотенберг	1952	Рассеяние на Xe, Kr, Ar	$-(4100 \pm 1000)$	[76]	
Кроуш, Крон, Ринго	1956	Измерение амплитуд Xe, Kr	$-(3900 \pm 800)$	[77]	Использованы данные работ [76].
Мелконян, Рустад, Хевенс	1959	Полное сечение Bi	$-(4340 \pm 140)$	[81]	
Крон, Ринго	1966	Рассеяние на Xe, Kr, Ar, Ne	$-(3720 \pm 90)$	[78]	
Кестер, Никер, Фельзенфельд	1968	Отражение от зеркала Bi	$-(3330 \pm 100)$	[85]	

$$\gamma_{\mu} \frac{\partial \psi}{\partial x_{\mu}} + \frac{Mc}{\hbar} \psi - \frac{i}{\hbar c} \sum_{n=0}^{\infty} [\epsilon_n \gamma_{\mu} \square^n \Lambda_{\mu} + \frac{1}{2} \mu_n \gamma_{\mu} \gamma_{\nu} \square^n (\frac{\partial \Lambda_{\mu}}{\partial x_{\nu}} - \frac{\partial \Lambda_{\nu}}{\partial x_{\mu}})] \psi = 0, \quad (55)$$

где ϵ_0 -полный заряд дираковской частицы, μ_0 -аномальный магнитный дипольный момент дираковской частицы в форме, введенной Паули /94/. Остальные члены в этих рядах представляют собой более высокие радиальные моменты распределения внутреннего заряда и тока, связанного с частицей. В частности, член с коэффициентом ϵ_1 описывает радиальную протяженность внутреннего распределения заряда, а коэффициент ϵ_1 связан со среднеквадратичным электрическим радиусом:

$$\epsilon_1 \approx \frac{1}{6} \int r^2 \rho(\vec{r}) d\vec{r} = \frac{e}{6} \langle r_e^2 \rangle. \quad (56)$$

Член с μ_1 возникает вследствие радиальной протяженности магнитного момента частицы.

Итак, в первом борновском приближении амплитуда рассеяния будет иметь вид /90/:

$$a(\vec{k}) = -\frac{M}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\vec{k}\vec{r}} \sum_{n=0}^{\infty} [\epsilon_n + \frac{\hbar}{2Mc} \mu_{n-1} + \frac{1}{2} (\frac{\hbar}{2Mc})^2 \epsilon_{n-1} + \dots] \Delta^n \phi(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (57)$$

где $\hbar \vec{k}$ -импульс, передаваемый при рассеянии. В случае малых переданных импульсов существенны лишь члены с $n=0$ и $n=1$:

$$a_0(\vec{k}) = -\frac{M\epsilon_0}{2\pi\hbar^2} \int e^{i\vec{k}\vec{r}} \phi(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (58)$$

$$a_1(\vec{k}) = -\frac{M}{2\pi\hbar^2} [\epsilon_1 + \frac{\hbar}{2Mc} \mu_0 + \frac{1}{2} (\frac{\hbar}{2Mc})^2 \epsilon_0] \int e^{i\vec{k}\vec{r}} \nabla^2 \phi(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (59)$$

В случае нейтрона $\epsilon_0=0$ и $a_1(\vec{k})$ целиком ответствен за наблюдаемое (ne) -взаимодействие. Для искомой амплитуды (ne) -рассеяния можно получить ($k \rightarrow 0$):

$$a_{ne} = -\frac{2Me}{\hbar^2} [\epsilon_1 + \frac{\hbar}{2Mc} \mu_0]. \quad (60)$$

В этом выражении член, содержащий ϵ_1 , возник благодаря наличию у нейтрона радиальной протяженности распределения заряда. Член с μ_0 представляет собой магнитный вклад и является следствием "дрожания" частицы, имеющей аномальный магнитный момент μ_0 . Как отметил Фелд /95/, Вайскопф дал простую полукачественную интерпретацию эффекта. Траекторией движущегося нейтрона является спираль, по которой он движется со скоростью света c так, что переносная скорость равна скорости движения v . Если нейтрон находится на расстоянии $R \leq \frac{\hbar}{Mc}$ от электрона, то имеет место магнитное спин-орбитальное взаимодействие электронного тока с магнитным моментом нейтрона. Подсчет этого взаимодействия показывает, что с точностью до множителя 3/4 оно совпадает с результатом Фолди.

Воспользовавшись выражением (46), из (60) можно получить:

$$V_0 = 3e \left(\frac{mc^2}{e^2} \right)^3 [\epsilon_1 + \frac{\hbar}{2Mc} \mu_0] = V_{0\epsilon_1} + V_{0\mu_0}. \quad (61)$$

Подстановка численных значений дает $V_{0\mu_0} = -4080$ эв. Сравнение этой величины с экспериментальными данными таблицы 2 показывает, что большинство измерений, за исключением работ /78,81 и 85/, сильно противоречащих друг другу, в пределах ошибок согласуются со значением $V_{0\mu_0}$. Таким образом, чтобы выявить вклад $V_{0\epsilon_1}$ или, иными словами, чтобы измерить $\langle r_e^2 \rangle_n$, нужно увеличить точность измерений, а еще лучше применить какую-либо новую более чувствительную методику.

Все, что можно пока сказать о величине $\langle r_e^2 \rangle_n^{1/2}$, это то, что она мала и, видимо, не превышает $0,1 \cdot 10^{-13}$ см ^{x/}. Интересно отметить, что если бы нейтрон имел $\langle r_e^2 \rangle_n$ такой же, как у протона, то, как показывают расчеты, проведенные Йенни и др. /96/, для $V_{0\epsilon_1}$ получается значение

$$V_{0\epsilon_1} \approx 16000 \text{ эв.}$$

^{x/} Аналогичная величина для протона $\approx 0,8 \cdot 10^{-13}$ см (см. /96/).

Амплитуду a_{ne} (или эквивалентный потенциал V_0) можно выразить через электрический формфактор нейтрона G_{En} . Дифференцируя по q^2 выражение (21) и воспользовавшись (19), получим:

$$\left(\frac{\partial G_{En}}{\partial q^2}\right)_{q^2=0} = \frac{\langle r_e^2 \rangle_n}{6} + \kappa \frac{\hbar^2}{4M^2 c^2}. \quad (62)$$

Принимая во внимание (56) и сравнивая (62) с (61), можно получить:

$$\left(\frac{\partial G_{En}}{\partial q^2}\right)_{q^2=0} = \frac{V_0}{3e^2} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^3. \quad (63)$$

Таким образом, изучение (ne) -взаимодействия позволяет получить значение $\left(\frac{\partial G_{En}}{\partial q^2}\right)_{q^2=0}$. При этом основной вклад в $\left(\frac{\partial G_{En}}{\partial q^2}\right)_{q^2=0}$ дает магнитный член, равный $\kappa \frac{\hbar^2}{4M^2 c^2} = 0,0210 f^2$. Вопрос о доле вклада члена, содержащего $\langle r_e^2 \rangle_n$, пока остается неясным.

г) Изучение (ne) -взаимодействия методом дифракции нейтронов на монокристалле вольфрама

Как уже отмечалось выше, чтобы делать какие-либо выводы о вкладе в амплитуду (ne) -рассеяния члена, содержащего ϵ_1 , нужно увеличить точность измерений с 10 до 1-2%. Однако уже измерения, выполненные с точностью $\approx 3\%$ различными методами (см. работы /78,81,85/), приводят к результатам, отличающимся друг от друга более чем на четыре ошибки, и дающим при этом значения ϵ_1 , разные даже по знаку.

Основным недостатком этих методов является очень малая величина наблюдаемого эффекта по сравнению с сильным нейтронно-ядерным взаимодействием. Поэтому всегда существует опасность влияния на результаты какого-либо неучтенного ядерного эффекта. Так, в случае измерений с висмутом изменение ядерного сечения висмута между 0 и 10 эв всего лишь на 1/1000 долю вызывает изменение измеренной амплитуды (ne) -взаимодействия на 10%. При измерениях полупроцентного эффекта с точностью, лучше 3%, на благородных газах нужно также иметь абсолютную

уверенность в отсутствии влияния каких-либо эффектов (например, влияния p -резонансов, примесей легких газов и т.п.), дающих ложную асимметрию. В связи с этим представляется интересным найти новый метод исследования (ne) -взаимодействия, в котором измеряемый эффект был бы более значительным. Поскольку относительный вклад в сечение рассеяния от (ne) -взаимодействия $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \approx Z \Delta f \frac{a_{ne}}{a}$, то измерения выгодно вести на тяжелом ядре, имеющем небольшое $a_{яд}$. В работе /97/ отмечено, что вследствие интерференции потенциального и резонансного рассеяния изотоп вольфрама-186 должен иметь в области тепловых энергий нейтронов аномально малую амплитуду ядерного рассеяния и предложено применить этот изотоп для определения a_{ne} посредством изучения дифракции нейтронов на смеси, обогащенной этим изотопом. Поскольку металлический вольфрам - парамагнетик /73/, магнитное рассеяние не должно давать вклада в дифракционные пики /72,73/. В работе /98/ методом дифракции нейтронов на монокристаллах была определена зависимость от энергии (от 8 мэв до 0,13 эв) ядерной амплитуды рассеяния смеси, содержащей 90,7% W^{186} . При обработке результатов уже этих измерений пришлось учесть (ne) -рассеяние, вклад которого в суммарную амплитуду составлял $\approx 20\%$.

К настоящему времени проведены измерения интенсивностей брэгговских отражений монохроматических нейтронов с длиной волны 1,15 Å от монокристалла, содержащего 90,7% вольфрама-186 $x/$. Интенсивность каждого отражения:

$$N_{hkl} \left(\frac{\sin \theta}{\lambda}\right) = k \left\{ \left[a_{hkl} + Z f \left(\frac{\sin \theta}{\lambda}\right)_{hkl} a_{ne} \right]^2 + \left[1 - f \left(\frac{\sin \theta}{\lambda}\right)_{hkl} \right]^2 \gamma^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \right\} \Lambda_{hkl} \frac{e^{-2W_{hkl}}}{\sin 2\theta_{hkl}},$$

где k - постоянный для всех измеряемых отражений коэффициент, $a_{яд}$ - амплитуда ядерного рассеяния, Λ_{hkl} - фактор поглощения, учитываемый расчетным путем, e^{-2W} - фактор Дебая-Веллера, учитывающий тепловые колебания атомов в решетке, $W = B \left(\frac{\sin \theta}{\lambda}\right)^2$ - где $B = \text{const}$ для всех из-

$x/$ Автор благодарен А.М. Балагурову, Т.А. Мачехиной, Г.С. Самосвату, Л.Н. Седлаковой (ОИЯИ) и Н.В. Ранневу, Л.Е. Фыкину (ФХИ), выполнившим данные измерения.

меряемых отражений, θ_{hkl} - угол скольжения, наконец, член, содержащий $\gamma^2 \text{ctg}^2 \theta / 2$, где $\gamma = 1/2 \kappa_n \left(\frac{\hbar}{Mc} \right) \left(\frac{Z e^2}{\hbar c} \right)$, учитывает швингеровское рассеяние. Экспериментально были определены интенсивности восьми отражений: (110), (200), (220), (310), (400), (330), (420), (510). Значения фактора Дебая-Валлера были определены расчетным путем, на основании работ [99,100]. В результате обработки фоновго спектра вольфрама, приведенного в этих работах, получено значение $V = 0,147 \text{ \AA}^2$, что соответствует дебаевской температуре $\theta = 355^\circ\text{K}$. Поскольку вклад швингеровского рассеяния в (64) не превышает 3%, в первом приближении им можно пренебречь. Тогда величина $\left(\frac{N_{hkl} \sin 2\theta_{hkl}}{\Lambda_{hkl}} \right)^{1/2} e^{w_{hkl}} = k \left(a + Z f_{hkl}^{(a)} \right)$ должна линейно зависеть от Zf . На рис. 15 эта зависимость иллюстрируется на примере одной из серий измерений. На рис. 15 видно, что

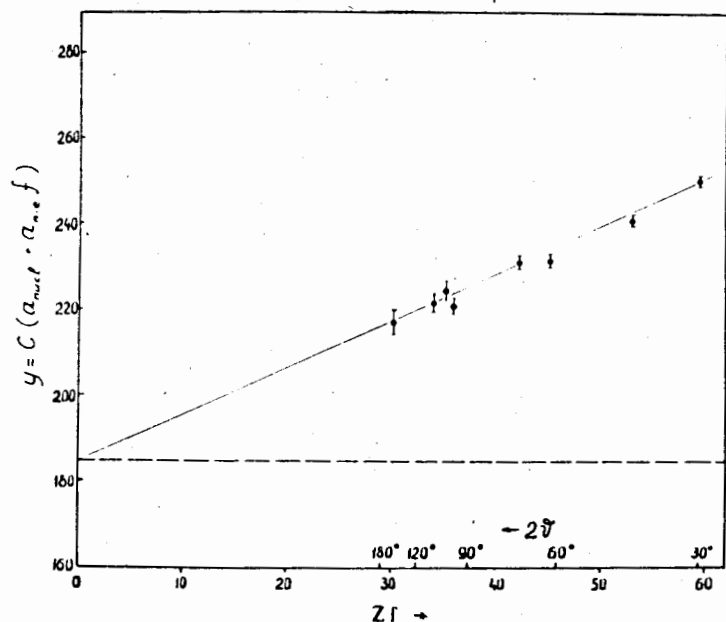


Рис.15. Зависимость величины $\left(\frac{N_{hkl} \sin 2\theta_{hkl}}{\Lambda_{hkl}} \right)^{1/2} e^{w_{hkl}}$ от Zf .

$a_{яд}$ и a_{ne} - одного знака, что согласуется с измерениями [98], в результате которых было получено, что $a_{яд}$ для данной изотопической

смеси отрицательна. Наблюдаемая асимметрия рассеяния вызвана (ne) -взаимодействием и составляет $R-1 = \frac{(a + f_{(110)} Z a_{ne})^2}{(a + f_{(510)} Z a_{ne})^2} \approx 0,19$, т.е. почти в 40 раз превышает аналогичный эффект на ксеноне. Обработка уравнений типа (64) для восьми измеренных отражений по методу наименьших квадратов дает отношение $\frac{a_{ne}}{a}$. Специально поставленные опыты с порошками вольфрама - с естественной и исследуемой изотопическими смесями позволили определить суммарную амплитуду рассеяния для отражения (110). Эти опыты были проведены на двух разных установках с двумя наборами образцов, приготовленными различным образом, и дали совпадающие результаты. Сопоставляя суммарную амплитуду для отражения (110) с отношением $\frac{a_{ne}}{a}$, можно определить a_{ne} . Было получено:

$$a_{ne} = (-2,35 \cdot 10^{-16} \text{ см}) \quad (V_0 = -6500 \text{ эв})$$

со статистической ошибкой около 5%. Полученная величина a_{ne} слишком сильно отличается от результатов прежних измерений. Были предприняты попытки найти причину такого большого расхождения. В частности, проводились опыты по измерению размеров отраженного от кристалла нейтронного пучка и их зависимости от отражения к отражению. Размеры пучка оказались значительно меньше углового раствора детектора, а зависимость от угла Брэгга - незначительна. Поскольку кристалл обогащенного вольфрама выращивался из естественной "затравки", то можно было опасаться диффузии естественного вольфрама в обогащенной и в связи с этим - изменения a вдоль высоты кристалла. Поэтому были проведены измерения интенсивности отражений от верхней и нижней половинок исследуемого образца (образец ориентирован вдоль направления роста кристалла). Никаких расхождений между наклонами прямых, типа показанных на рис. 15, определяющих отношение a_{ne}/a , найдено не было. Тем не менее предполагается провести дополнительный анализ изотопического состава используемого монокристалла. Возможно, что на результаты измерений оказывают влияние какие-либо эффекты, связанные с магнитным рассеянием нейтронов, которые не имели места в предыдущих опытах.

Возможно, также, что некорректно определена величина V . Значение V оказывает существенное влияние на конечный результат. В частности, величина $a_{\text{н.с.}} = -1,45 \cdot 10^{-16}$ см ($V_0 = 4080$ эв) может быть получена из наших измерений, если взять $V = 0,26 \text{ \AA}^2$ ($\theta_D \approx 270^\circ\text{K}$). В связи с этим эксперименты по непосредственному определению V для вольфрама крайне желательны.

С целью выяснения влияния магнитного рассеяния нами были приняты попытки обнаружить у атомов вольфрама упорядоченные магнитные моменты. Такие опыты предпринимались ранее и заключались в поисках отражения (100) от порошкообразных образцов естественного вольфрама 101 . Из этих измерений следовало, что $\mu_W < 0,3 \mu_B$, где μ_B — магнетон Бора. В результате аналогичных измерений, проведенных при комнатной температуре на монокристалле смеси, обогащенной вольфрамом-186 (90,7%), мы получили, что $\mu_W \leq 0,004 \mu_B$.

Л и т е р а т у р а

1. Р. Маршак, Э. Сударшан. Введение в физику элементарных частиц. ИИЛ, Москва, 1962.
2. G. Feinberg, M. Goldhaber. Proc. of the National Academy of Sciences of USA, 45, 1301 (1959).
3. P. Dee, Proc. Roy. Soc. A136, 727 (1932)
4. И.С. Шапиро, И.В. Эстулин. ЖЭТФ, 30, 579 (1956).
5. J. King. Phys. Rev. Lett. 5, 562 (1960).
6. V. Hughes. Phys. Rev. 105, 170 (1957).
7. J.C. Zorn, G.E. Chamberlain, V.W. Hughes. Phys. Rev. 129, 2566 (1963).
8. C.G. Shull, K.W. Billman, F.A. Wedgwood. Phys. Rev. 156, 1415 (1967).
9. Л.Д. Ландау. ЖЭТФ, 32, 405 (1957).
10. J. Smith, E. Purcell, N. Ramsey. Phys. Rev. 108, 120 (1957).
11. P.D. Miller, W.B. Dress, J.K. Baird, N.F. Ramsey. Phys. Rev. Lett. 19, 38 (1967).
12. П. Миллер. УФН, 95, 470 (1968).
13. 14th Intern. Confer. of High-Energy Physics, Vienna, 1968.

14. C.G. Shull, R. Nathans. Phys. Rev. Lett. 19, 384 (1967).
15. Ф.Л. Шапиро. УФН, 95, 145 (1968).
16. Ю.А. Александров, А.М. Балагуров, Э. Малишевски, Т.А. Мачехина, Л.Н. Седлакова, Я. Холас. Препринт ОИЯИ РЗ-4121, Дубна, 1968.
17. С.Д. Дрелл и Ф. Захарназен. Электромагнитная структура нуклонов. ИИЛ, Москва, 1962.
18. В.К. Федянин. Электромагнитная структура ядер и нуклонов. Изд. "Высшая школа", Москва, 1967.
19. E.J. Ernst et al. Phys. Rev. 119, 1105 (1960).
R.G. Sachs. Phys. Rev. 126, 2256 (1962).
L.N. Hand et al. Phys. Rev. Lett. 8, 110 (1962).
20. Proceedings of the 1967 International Symposium of Electron and Proton Interactions at High Energies. p. 70-71, Stanford, California, September 5-9, 1967.
21. G. Berger et al. (Univ. Bonn), 14th International Conf. of High-Energy Physics, Vienna, 28 August - 5 September, 1968, Paper 516.
22. G. Hohler, R. Strauss. Wunder (Univ. Karlsruhe), 14-th Intern. Conf. of High-Energy Physics, Vienna, 28 August - 5 September, 1968, Paper 233.
23. A. Klein. Phys. Rev. 99, 998 (1955).
24. А.М. Балдин. Nucl. Phys., 18, 310 (1960).
25. Ю.А. Александров, И.И. Бондаренко. ЖЭТФ, 31, 729 (1956).
26. В.С. Барашенков, И.П. Стаханов, Ю.А. Александров. ЖЭТФ, 32, 154 (1957).
27. В.И. Гольданский, О.А. Карпунин, А.В. Купенко, В.В. Павловская. ЖЭТФ, 38, 1965 (1960).
28. I.L. Powell. Phys. Rev. 75, 32 (1949).
29. M. Gell-Mann, M. Goldberger. Phys. Rev. 96, 1433 (1954).
30. В.А. Петрунькин. ЖЭТФ, 40, 1148 (1960).
31. В.С. Барашенков, Ю.Г. Капусник, Я. Квечиньски. Препринт ОИЯИ Р-1348, Дубна, 1964.
32. V.A. Petrunkin. Nucl. Phys. 55, 197 (1964).

33. Л.И. Липидус, Препринт ОИЯИ Р-967, Дубна, 1962.
34. Ю.А. Александров, Г.С. Самосват. Препринт ОИЯИ Р-2495, Дубна, 1965.
35. V.S.Barashenkov, H.Kaiser, E.Kapuscik, I.Kwecinski. Nucl. Phys. 50, 684 (1964).
36. G.F.Chew. Phys. Rev. 80, 196 (1950).
G.F.Chew, M.Goldberger. Phys. Rev. 87 778 (1952).
R.Capps. Phys. Rev. 106, 1 031 (1957).
37. A.Tenore, A.Verganelakis. Nuovo Cimento 35 261 (1965).
38. Л.И. Липидус, Чжоу-Гуан-чжао. ЖЭТФ, 39, 1286 (1960).
39. R.S.Jones et al. Phys. Rev. 128, 1357 (1962).
J.Fox et al. Bull. Am. Phys. Soc. 9 69 (1964).
40. G.Bernardini. 9th International Annual Conference on High-Energy Physics (Kiev, 1959).
41. Л.Г. Мороз, В.Н. Третьяков. Доклады АН БССР, 8, 575 (1964).
42. Ю.А. Александров. ЖЭТФ 33, 294 (1957).
43. Ю.А. Александров, Г.В. Аникин, А.С. Солдатов. ЖЭТФ, 40, 1878 (1961).
44. Ю.В. Лукаревич, А.Н. Дюмин. ЖЭТФ, 44, 130 (1963).
45. В.С. Барашенков, Б.М. Барбашов. Nucl. Phys. 9, 426(1958).
46. В.С. Барашенков, Г.Ю. Кайзер. Препринт ОИЯИ Р-771, Дубна, 1961.
47. G.Breit, M.Rustgi. Phys. Rev. 114, 830 (1959).
48. T.Veda, M.Samawara. Progr. Theor. Phys. 24 519 (1960).
49. A.Kazanava. Nucl. Phys. 24, 524 (1961).
50. M.Walt, D.Fossan. Phys. Rev. 137 B629 (1965).
51. G.V.Anikin, Yu.A.Alexandrov, A.S.Soldatov. Nuclear Structure Study with Neutrons. p. 574, Antwerpen, 19-23 July (1965).
52. J.Monahan, A.Elwyn, R.Lane, A.Langsdorf, F.Mooring. Nuclear Study with Neutrons. p.588, Antwerpen, 19-23 July (1965).
A.J.Elwyn, J.E.Monohan, R.O.Lane, A.Langsdorf, F.P.Mooring.
53. Г.В. Горлов, Н.С. Лебедева, В.М. Морозов. ЯФ, 8, 1086 (1968).
54. А.Адам, Ф. Деак, Л. Йэки, А. Кишш, Ж. Кэвеша, Г. Палла, П. Храшко. Сообщение на международном симпозиуме по структуре ядра. Дубна, 1968 г.
55. F.T.Kuchnir, A.J.Elwyn, J.E.Monahan, A.Langsdorf, Jr., F.P.Mooring. Phys. Rev. 176, 1405 (1968).

56. R.A.Littleton, H.Bondy, Proc. Roy. Soc. A252 313 (1959), A257, 442 (1960)
57. A. Piccard, E.Kessler. Arch. Sci. Phys. Nat. 7, 340 (1925), (1960)
58. Ю.А. Александров. Диссертация, ФЭИ, 1959.
59. В.М. Копров, Л.Н. Усачев. Ядерные реакции при малых и средних энергиях, стр. 213. Труды Всесоюзной конференции 1960.
60. В.М. Агранович, Д.Д. Одинцов. Там же, стр. 161.
61. А.Н. Дюмин. Диссертация ФТИ им. Иоффе, 1964.
62. R.M.Thaler, Phys. Rev. 114, 827 (1959).
63. Ю.А. Александров, Г.С. Самосват, Э. Сэрээтэр, Цой Ген Сор. Письма в редакцию ЖЭТФ, IV, 196 (1966).
64. M.Goldberg, V.Mag, J.Stephn. BNL-400, Second edition, v. 2, 1962.
65. С.Б. Герасимов, А.И. Лебедев, В.А. Петрунькин. ЖЭТФ, 43, 1872 (1962).
66. В.С. Барашенков, Г.Ю. Кайзер. Сообщение на конференции по структуре нуклона. Стэнфорд, США, 1964.
67. В.С. Барашенков. Международная зимняя школа теоретической физики в ОИЯИ, т. 3., стр. 86, 1964.
68. G.de Vries, T.Hofstadter, A.Johansson, Preprint Stanford University, 1963.
69. 14th Intern. Conf. of High-Energy Physics, Vienna, 28 August - 5 September, 1968.
70. В.С. Барашенков, Р.П. Зайков, Э. Капусцик. Препринт ОИЯИ Р-2894, Дубна, 1966.
71. Р.П. Зайков. Препринт ОИЯИ Р2-3073, Дубна, 1966.
72. Д. Юз. Нейтронная оптика, ИИЛ, Москва, 1955.
73. Дж. Бэкон. Дифракция нейтронов, ИИЛ, Москва, 1957.
74. A.H.Compton, S.K.Allison. X-Rays in Theory and Experiment, New York, 19 7 .
75. E.Fermi, L.Marshall. Phys. Rev. 72, 1139 (1947).
76. M.Hameresh, G.R. Ringo, A. Wattenberg. Phys. Rev. 85, 483 (1952).
77. M.F. Crouch, V.E.Krohn, G.R.Ringo. Phys. Rev. 102, 1321 (1956).
78. V.Krohn, G.Ringo. Phys. Rev. 148, 1303 (1966).
79. W.Havens, L.Rainwater, I.Rabi. Phys. Rev. 72, 634 (1947).
80. W.Havens, L.Rainwater, I.Rabi. Phys. Rev. 82, 345 (1951).
81. E.Melkonian, B.M.Rustad, W.Havens. Phys. Rev. 114, 1571 (1959).

82. J.Harvey, D.Hughes, M.Goldberg. *Phys. Rev.* 87, 220 (1952).
83. D.Hughes, J.Harvey, M.Goldberg, M.Stafne. *Phys. Rev.* 90, 497 (1953).
84. O.Halpern. *Phys. Rev.* 133, B581 (1963).
85. L.Koester. Technische Hochschule, Munich (Private communication), 1968.
86. L.Koester. *Z.Physik*, 182, 328 (1965). L.Koester, *Z. Physik*, 198, 187 (1967)
87. L.Foldy. *Phys. Rev.* 83, 688 (1951).
88. L.Foldy. *Phys. Rev.* 87, 688 (1952).
89. L. Foldy. *Phys. Rev.* 87, 693 (1952).
90. L. Foldy. *Rev. Mod. Phys.* 30, 471 (1958).
91. C.G.Darwin. *Proc. Roy. Soc.* A118 654 (1928).
92. G.Salzman, *Phys. Rev.* 99, 973 (1955).
93. A.C.Zemach. *Phys. Rev.* 104, 1771 (1957).
94. В. Паули. Релятивистская теория элементарных частиц. Ил., 1947.
95. Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Сегре, стр. 213. ИЛ., Москва, 1955.
96. D.R.Yenny, M.M.Levy, D.G.Ravenhall. *Rev. Mod. Phys.* 29, 144(1957).
97. Ю.А. Александров. Препринт ОИЯИ 3-3442, Дубна, 1967.
98. Ю.А. Александров, А.М. Балагуров, Э. Малишевски, Т.А. Мачехина, Л.Н. Седлакова, Я. Холас. Препринт ОИЯИ P3-4121, Дубна 1968.
99. P.S.Mahesh, B.Dayal. *Phys. Rev.* 143, 443 (1966).
100. F.H.Chem, B.N.Brockhouse. *Solid State Commun.* 2, 73 (1964).
101. C.G.Shull, M.K.Wilkinson. *Rev. Mod. Phys.* 25, 100 (1953).
102. М.А. Марков. *ЖЭТФ*, 51, 878 (1966); *Физика высоких энергий и теория элементарных частиц*. Изд. "Наукова думка", Киев, 1967, стр.671; Труды Международного семинара по теории элементарных частиц, Варна, 6-19 мая 1968 г. Публикация ОИЯИ P2-4050, стр. 409, Дубна 1968; Сообщение ОИЯИ D2-4534, Дубна, 1969 г.
103. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля*. Москва, 1967, стр. 434.
104. Ю.Б. Румер. *Исследования по 5-оптике*. ГИТТЛ, Москва, 1956.

Рукопись поступила в издательский отдел

29 октября 1969 года.