

О ЗНАКЕ И ВЕЛИЧИНЕ СРЕДНЕГО КВАДРАТА ВНУТРЕННЕГО ЗАРЯДОВОГО РАДИУСА НЕЙТРОНА

Ю.А.Александров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	73
«ZITTERBEWEGUNG»	74
ФОРМФАКТОРЫ	78
ФОРМУЛА ФОЛДИ	83
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ <i>ne</i> -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	84
ВНОСИМЫЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПОПРАВКИ ИСТОЧНИКИ ВОЗМОЖНЫХ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ	107
УЧЕТ МЕЖРЕЗОНАНСНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ	112
О СРАВНЕНИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С ТЕОРИЕЙ	117
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	119
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	120

О ЗНАКЕ И ВЕЛИЧИНЕ СРЕДНЕГО КВАДРАТА ВНУТРЕННЕГО ЗАРЯДОВОГО РАДИУСА НЕЙТРОНА

Ю.А.Александров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре обсуждается связь между средним квадратом внутреннего зарядового радиуса нейтрона $\langle r_{E, \text{in}}^2 \rangle_N$ и измеряемой в нейтронной физике низких энергий длиной рассеяния нейтрона на электроны a_{ne} . Обращается внимание на справедливость формулы Фолди, дающей такую связь. Показано, что формулу Фолди можно получить двумя разными способами. Приводится таблица различных экспериментальных данных, полученных в 1947—1997 гг., позволяющих определить величину a_{ne} . Имеющиеся экспериментальные данные делятся на две группы: $\langle a_{ne} \rangle = -1,30(3) \cdot 10^{-3}$ фм ($\langle r_{E, \text{in}}^2 \rangle_N > 0$), и (включая ряд экспериментальных работ ЛНФ) $\langle a_{ne} \rangle = -1,58(3) \cdot 10^{-3}$ фм ($\langle r_{E, \text{in}}^2 \rangle_N < 0$). Обсуждаются источники возможных систематических погрешностей в проведенных экспериментах. В частности, рассматривается вопрос о влиянии на измеряемую величину a_{ne} резонансного ядерного рассеяния. Проводится сравнение экспериментальных результатов по измерению a_{ne} в нейтронной физике низких энергий с теоретическими. Показано, что если данные, ведущие к $\langle r_{E, \text{in}}^2 \rangle_N > 0$, справедливы, то современные теоретические представления о структуре нейтрона (включая наиболее адекватную модель СВМ) следует существенным образом изменить.

The connection of the neutron mean square intrinsic charge radius $\langle r_{E, \text{in}}^2 \rangle_N$ and the neutron-electron scattering length a_{ne} obtained by low energy neutron physics is discussed. One pay attention to the validity of the Foldy's formula setting such connection. Two different methods of obtaining the Foldy's formula is also discussed. The experimental data table of the values a_{ne} for period of time 1947—1997 is presented. The experiments can be divided into two groups: $\langle a_{ne} \rangle = -1,30(3) \cdot 10^{-3}$ fm ($\langle r_{E, \text{in}}^2 \rangle_N > 0$) and (including Dubna's data) $\langle a_{ne} \rangle = -1,58(3) \cdot 10^{-3}$ fm ($\langle r_{E, \text{in}}^2 \rangle_N < 0$). The sources of possible systematic uncertainties of carried out experiments are discussed. In particular it is shown that for an even-even nucleus the influence of the neutron resonance scattering to a_{ne} is very small. The comparison of the experimental results of the a_{ne} with modern theory is made. It is shown that if the experimental value of $\langle r_{E, \text{in}}^2 \rangle_N > 0$ is really true the modern theoretical ideas of the neutron structure has to be changed seriously.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования внутреннего (intrinsic) зарядового радиуса нейтрона $\langle r_{E, \text{in}}^2 \rangle_N^{1/2}$, связанного с длиной рассеяния a_{ne} нейтрона на электроне (ne -взаимодействия), в области низких энергий нейтронов ведутся в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ с середины 60-х годов. Изучение этого явления — единственный в настоящее время надежный способ определения величины и знака внутреннего радиуса распределения электрического заряда в нейтроне — фундаментальной характеристики, служащей важным и надежным тестом современных теоретических представлений о нейтроне. Достигнутая в настоящее время точность измерений в нейтронной физике (в противоположность электронному рассеянию в физике высоких энергий) позволяет сделать выводы о величине вклада в a_{ne} данного радиуса. Надеюсь, что настоящий обзор поможет устранению недоразумений, возникающих иногда в дискуссиях, посвященных интерпретации результатов измерений.

В первом разделе показано, что релятивистское дрожание частиц, подчиняющихся уравнению Дирака, является неотъемлемым свойством теории Дирака. Рассматривается предложенный Фолди подход к описанию электромагнитной структуры нейтрона и полученная им формула, связывающая измеряемую в опыте длину рассеяния нейтрона на электроне a_{ne} и квадрат внутреннего зарядового радиуса нейтрона $\langle r_{E, \text{in}}^2 \rangle_N$.

Во втором разделе рассматривается рассеяние частиц, имеющих внутреннюю структуру, вводится понятие формфакторов и говорится об их основных свойствах, включая наглядную интерпретацию в системе координат Брейта, совпадающей при низких энергиях с системой координат покоящегося нуклона. Рассматривается также вопрос о знаке $\langle r_{E, \text{in}}^2 \rangle_N$.

В третьем разделе показано, что формулу Фолди можно получить также, пользуясь понятием формфакторов и саксовским определением зарядового формфактора нуклона. Сделан вывод о том, что формула Фолди справедлива и ею можно пользоваться при сравнении эксперимента с теорией.

В четвертом разделе описаны экспериментальные методы изучения ne -взаимодействия. Рассматривается их история, начиная с первой, теперь уже далеких 40-х гг. работы Ферми и Маршалл. Обращается внимание на то, что уже в конце 60-х гг. из нейтронных экспериментов было известно два значения длины рассеяния нейтрона на электроне. Одно из них при использовании формулы Фолди дает положительный знак $\langle r_{E, \text{in}}^2 \rangle_N$, другое — отрицательный. Отмечается, что значение $\langle r_{E, \text{in}}^2 \rangle_N > 0$ находилось в

противоречии с существующей и популярной в то время теоретической статической моделью нейтрона. Далее рассматривается предложенный в ЛНФ ОИЯИ метод измерения величины a_{ne} с помощью дифракции нейтронов на монокристалле вольфрама-186. Измеряемый ne -эффект возрастает при использовании предложенного метода примерно в 15 раз, и в результате проведенных в ЛНФ экспериментов получено значение $\langle r_{E, in}^2 \rangle_N < 0$. Описываются трансмиссионные эксперименты, проведенные главным образом с образцом свинца-208 группой Кестера (Гархинг, Германия) совместно с ЛНФ, австрийско-американской группой (Вена — Ок Ридж), физиками ЛНФ в Дубне. Результаты первых двух групп привели к $\langle r_{E, in}^2 \rangle_N > 0$, дубненские эксперименты говорят о том, что значение $\langle r_{E, in}^2 \rangle_N < 0$ все-таки более предпочтительно. Приводится таблица результатов измерений a_{ne} в 1947—1997 годы.

В пятом разделе рассматриваются источники возможных систематических погрешностей в обсуждаемых выше экспериментах. Одним из них может быть влияние рассеяния нейтронов на малые углы в трансмиссионных экспериментах при больших расстояниях между образцом и детектором.

В шестом разделе исследуется влияние межрезонансной интерференции на трансмиссионные эксперименты. Обращается внимание на то, что влиянием резонансного рассеяния на определяемую величину a_{ne} можно пренебречь при использовании в экспериментах образца ^{208}Pb или других четно-четных ядер. Показано, что в этом случае результаты группы Кестера должны приводить к значению $\langle r_{E, in}^2 \rangle_N < 0$.

Наконец, в седьмом разделе проведено сравнение результатов экспериментов с теоретическими предсказаниями и показано, что современные теоретические представления о нуклоне противоречат результатам ряда экспериментов, ведущих к положительному знаку $\langle r_{E, in}^2 \rangle_N$.

1. «ZITTERBEWEGUNG»

Релятивистский эффект дрожания (Zitterbewegung) дираковских частиц, т.е. частиц с полуцелым спином, иначе называемых фермионами, следует из теории Дирака [1]. Действительно, в теории проекция скорости, например, свободного или находящегося в электромагнитном поле электрона на оси координат, всегда имеет собственные значения, равные скорости света $\pm c$.

Казалось бы, измерение проекций скорости электрона также должно приводить всегда к результату $\pm c$. Однако наблюдаемые в опыте электроны обычно имеют скорости меньше скорости света, и может показаться, что мы имеем противоречие теории с экспериментом. В действительности теоретическая скорость есть скорость в определенный момент времени, наблюдаемые же скорости всегда являются средними скоростями по некоторому конечному интервалу времени.

Дальнейшее теоретическое рассмотрение показывает, что проекция скорости на ось координат состоит из двух частей: постоянной $c^2 p_1 H^{-1}$ и осциллирующей $1/2ich\alpha_1^0 \exp(-2iHt/h)$, частота которой равна $\omega = 2H/h \geq 2mc^2/h$. В приведенных соотношениях H — релятивистский оператор Гамильтона, p_1 — импульс частицы, а α_1^0 определяется выражением $\alpha_1 = \alpha_1^0 \exp(-2iHt/h)$, где α_m — матрицы Дирака. Постоянная часть соответствует наблюдаемой на опыте скорости частицы v , в то время как осциллирующая с частотой порядка $2mc^2/h$ скорость не может наблюдаться в прямом опыте, поскольку измерение дает среднюю скорость за интервал времени, значительно превышающий период колебаний $2\pi/\omega = \pi h/(mc^2) = 4 \cdot 10^{-21}$ с. Именно осциллирующая часть и приводит к тому, что мгновенная теоретическая скорость оказывается равной $\pm c$.

Дрожание точечной дираковской частицы, имеющей электрический заряд e (например, электрона), в присутствии внешнего магнитного поля вызывает такое поведение частицы, как если бы она имела нормальный магнитный момент $eh/(2mc)$ (в случае дираковского электрона равный одному магнетону Бора). Такой момент возникает из чисто точечного характера заряда e и явления его дрожания в области порядка $h/(mc) \approx 4 \cdot 10^{-11}$ см.

Другим экспериментальным явлением, связанным с дрожанием точечного заряда e электрона, является, например, смещение энергетических уровней s -электрона в атоме водорода. Движение точечного заряда происходит подобно движению заряда, распределенному по конечному объему. В теории Дирака этот эффект описывается членом, предложенным Дарвином еще в 1928 году.

Следует заметить, что в недавно опубликованной работе [2] еще раз подчеркнута, что «Zitterbewegung» — неотъемлемое свойство теории Дирака.

Между нейтроном и электроном может существовать интересный вид взаимодействия. Он возникает как следствие мезонной теории ядерных сил. Из-за виртуальной диссоциации нейтрона на протон и π^- -мезон нейтрон

окружен мезонной «шубой» размером порядка $h/(m_\pi c)$, и в непосредственной близости от нейтрона может присутствовать электрическое поле. При достаточно сильном сближении нейтрона с электроном между ними должны возникать электростатические силы взаимодействия. Эти силы будут влиять на длину рассеяния нейтрона на электроне a_{ne} .

Таким образом, если частица имеет внутреннюю электромагнитную структуру, то измеряемые на опыте заряд и плотность распределения тока будут состоять как из этой внутренней части, так и из дополнительного вклада, связанного с дрожанием. Поскольку наибольший интерес представляет собой именно первая часть, то необходимо уметь разделить эти вклады.

Более чем 45 лет тому назад Фешбахом было показано [3], что при рассеянии ядрами электронов с энергией порядка нескольких десятков мегэлектронвольт (точнее, при $qR \ll 1$, где $q = 2k \sin \theta/2$ — волновое число отдачи, а R — радиус ядра) единственным измеримым параметром, указывающим на размер ядра, является среднеквадратический радиус ядра.

В случае рассеяния очень медленных нейтронов на атомах подобная задача была решена впервые, видимо, Фридом [4] и более подробно Фолди [5] в 50-х годах. Фолди показал, что измеряемое на опыте взаимодействие между нейтроном и электроном, в частности, длина рассеяния нейтрона на электроне, состоит из двух частей: магнитного члена, содержащего аномальный магнитный момент нейтрона (этот член может быть теоретически рассчитан на основе явления дрожания), и внутреннего члена, возникающего вследствие пространственного распределения электрического заряда нейтрона, обусловленного виртуальной диссоциацией нейтрона на протон и π^- -мезон.

Задача рассеяния нейтрона на слабом, медленно меняющемся чисто электростатическом потенциале $\phi(r)$ была решена Фолди на основе следующего обобщенного уравнения Дирака:

$$\gamma_\mu \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x_\mu} \right) + \frac{Mc}{h} \Psi - \frac{1}{hc} \sum_{m=0}^{\infty} \left[\varepsilon_m \gamma_\mu \square^m A_\mu + \frac{1}{2} \mu_m \gamma_\mu \gamma_\nu \square^m \left(\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu} \right) \right] = 0, \quad (1)$$

где электромагнитное поле описывается четырехмерным вектор-потенциалом $A_\mu(x) \equiv A((r,t); i\phi(r,t))$, $x \equiv (r, it)$, $\gamma_{\mu\nu}$ — матрицы Дирака, $\square = \Delta - 1/(c^2) \partial^2/\partial t^2$ — оператор Даламбера, и коэффициенты ε_m и μ_m характеризуют внутреннюю электромагнитную структуру нейтрона. В частности, ε_0 — полный электрический заряд нейтрона и μ_0 — его аномальный магнитный момент. Другие члены ($m = 1, 2, 3, \dots$) описывают более высокие радиальные моменты распределения внутреннего электрического заряда частицы.

При $m=0$ уравнение (1) сводится к уравнению Дирака с электромагнитными потенциалами, последние два члена которого имеют вид

$$-\mu_n eh / (2Mc)(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{H}) - i \mu_n eh / (2Mc)(\boldsymbol{\alpha}\mathbf{H}). \quad (2)$$

Первый член, содержащий \mathbf{H} , представляет собой энергию взаимодействия магнитного момента нейтрона $\mu_n eh / (2Mc)$ с магнитным полем \mathbf{H} и описывает магнитное взаимодействие. Второй член, называемый взаимодействием Фолди, появляется вследствие дрожания нейтрона, имеющего магнитный момент $\mu_n eh / (2Mc)$.

В первом борновском приближении из уравнения (1) можно вычислить длину рассеяния нейтрона на электроне. При малых переданных моментах лишь члены с $m=0$ и $m=1$ важны, и в первом борновском приближении амплитуды ne -рассеяния, определяемые из уравнения (1), имеют вид

$$f_0(\mathbf{k}) = -\frac{M\varepsilon_0}{2\pi h^2} \int \exp(-i \mathbf{k}\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}) \mathbf{d}\mathbf{r}, \quad (3)$$

$$f_1(\mathbf{k}) = -\frac{M}{2\pi h^2} \left[\varepsilon_1 + \frac{h}{2Mc} \mu_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{2Mc} \right)^2 \varepsilon_0 \right] \exp(-i \mathbf{k}\mathbf{r}) \nabla^2 \phi(\mathbf{r}) \mathbf{d}\mathbf{r}. \quad (4)$$

Поскольку для нейтрона $\varepsilon_0=0$ и $\mu_0 = \mu_n eh / (2Mc)$, то при $k \rightarrow 0$ длина рассеяния нейтрона на электроне будет иметь вид

$$a_{ne} = 2Me / (h^2) [\varepsilon_1 + \mu_n e(h / (2Mc))^2]. \quad (5)$$

В этом соотношении ε_1 описывает радиальную протяженность распределения внутреннего электрического заряда в нейтроне. Член с μ_n представляет собой вклад Фолди, появляющийся вследствие дрожания частицы с аномальным магнитным моментом μ_n .

Заметим, что Вайскопф предложил довольно изящный вывод формулы (5), учитывающей аномальный магнитный момент нейтрона (см., например, [6]). Траектория релятивистски-дрожащего движущегося нейтрона представляет собой спираль, радиус которой оказывается по порядку величины равным комптоновской длине волны нейтрона $R \simeq h / (Mc)$. Нейтрон движется со скоростью света по этой спирали. При этом шаг спирали оказывается таким, что поступательное движение нейтрона характеризуется скоростью v , наблюдаемой на опыте. Если нейтрон находится на расстоянии порядка R от электрона (т.е. от точечного заряда), то имеет место магнитное спин-орбитальное взаимодействие электронного тока с магнитным моментом нейтрона. Это и есть взаимодействие Фолди, вклад которого в длину рассеяния отражает второй член соотношения (5).

Проведенный Фолди анализ носит, конечно, феноменологический характер. Величины ϵ и μ вводятся как некоторые коэффициенты, о значениях которых можно судить лишь по результатам эксперимента.

Если e — заряд частицы, то можно ввести различные моменты распределения этого заряда:

$$\chi_n = \int r^{2n} \rho(\mathbf{r}) dV = 4\pi \int r^{2n+2} \rho(r) dr, \quad (6)$$

где $\rho(r)$ — сферически-симметричная плотность заряда (в случае равномерно размазанного заряда $\rho = e / (4/3\pi R^3) = \text{const}$, где R — радиус частицы), $dV = 4\pi r^2 dr$ — элемент объема.

Полный заряд системы ($n=0$) $e = \int \rho(r) dV = 4\pi \int r^2 \rho(r) dr$ (в случае нейтрона $e=0$). В работе Фолди ϵ_1 пропорционален второму радиальному моменту ($n=1$) распределения внутреннего электрического заряда или среднеквадратическому внутреннему зарядовому радиусу $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle$:

$$\epsilon_1 \sim 1/6 \int r^2 \rho_{\text{in}}(\mathbf{r}) dV = e/6 \langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle, \quad (7)$$

где $\rho_{\text{in}}(\mathbf{r})$ — плотность внутреннего электрического заряда. Как пишет Фолди, после ϵ_1 в (7) стоит «...знак пропорциональности, а не знак равен-

ства, т.к. существует некоторая неоднозначность в связи релятивистских коэффициентов с физически протяженным статическим распределением заряда. Указанное обозначение, по-видимому, наиболее целесообразно».

Принимая (7) со знаком равенства, из (5) можно получить для нейтрона

$$\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N = 3h^2 / (Me^2)(a_{ne} - a_F), \quad (8)$$

где $a_F = \mu_n e^2 / (2Mc^2) = -1,468 \cdot 10^{-3}$ фм — длина рассеяния, соответствующая взаимодействию Фолди. Соотношение (8) можно получить также несколько иным способом, не прибегая к (7), а пользуясь понятием формфакторов.

2. ФОРМФАКТОРЫ

Известно, что под структурой основного состояния атома обычно понимают пространственное распределение в нем электронов, и описывается оно волновой функцией основного состояния. Плотность электрического заряда в основном состоянии, например, атома водорода в точке x , равна $e \rho(x)$, где $\rho(x)$ — плотность вероятности найти электрон в точке x .

Для ядер распределение электрического заряда уже не будет идентично распределению массы ядра. Для отдельно взятого нуклона, кроме того, возникает дополнительная трудность: при рассеянии на нем какой-либо частицы нуклон испытывает сильную отдачу и вычислять распределение электрического заряда в нем из опытов по рассеянию практически невозможно. Поэтому структуру нуклона, а также и ядер, описывают при помощи формфакторов.

Если падающая частица с зарядом ze и кинетической энергией E и частица-мишень с зарядом Ze бесспиновые и не обладают структурой (т.е. точечные), а частица-мишень не испытывает отдачи, то в борновском приближении, когда предполагается, что падающую и рассеянную частицы можно описать плоскими волнами (при $Zze^2/(hc) \leq 1$), справедлива нерелятивистская формула Резерфорда для дифференциального эффективного сечения рассеяния:

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{Ruth}} = z^2 Z^2 e^4 / (16E^2 \sin^4 \theta / 2). \quad (9)$$

Если частица-мишень не является точечной, а имеет пространственное сферически-симметричное распределение плотности, то можно показать, что формула для дифференциального эффективного сечения рассеяния будет иметь вид [7]:

$$(d\sigma/d\Omega) = (d\sigma/d\Omega)_{\text{Ruth}} |F(q^2)|^2, \quad (10)$$

где $F(q^2)$ называется формфактором, а q^2 — квадрат переданного четырехмерного импульса: $q^2 = (\mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i)^2 = (\mathbf{p}_{fe} - \mathbf{p}_{ie})^2$, где \mathbf{p}_i , \mathbf{p}_f , \mathbf{p}_{ie} , \mathbf{p}_{fe} — начальные и конечные четырехмерные импульсы протона и электрона. Пространственные компоненты четырехмерного импульса совпадают с импульсом частицы \mathbf{p} , а временная компонента равна iE/c , где E — энергия частицы. Для случая упругого рассеяния электрона на нуклоне $q^2 < 0$ (область пространственноподобных значений q^2).

В 1950 г. Розенблютом была получена [8] известная формула, описывающая дифференциальное сечение упругого рассеяния электрона на частице со спином $1/2$, конечными размерами, массой M , электрическим зарядом e и аномальным магнитным моментом μ_k :

$$d\sigma/d\Omega = (d\sigma/d\Omega)_0 \{ (F_1^2 - (q/2Mc)^2 [2(F_1 + \mu_k F_2)^2 \text{tg}^2(\varphi/2) + \mu_k^2 F_2^2] \}, \quad (11)$$

где $(d\sigma/d\Omega)_0$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния электрона на точечном заряде (поскольку частицы имеют отличный от нуля спин, то $(d\sigma/d\Omega)_0 \neq (d\sigma/d\Omega)_{\text{Ruth}}$), $F_1(q^2)$ — дираковский формфактор, описывающий пространственное распределение заряда и связанного с ним нор-

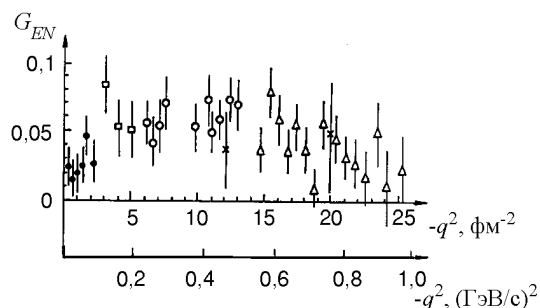


Рис.1. Экспериментальная зависимость зарядового формфактора нейтрона от q^2 . Опыты по упругому ed -рассеянию

мального магнитного момента, $F_2(q^2)$ — формфактор Паули, связанный с пространственным распределением аномального магнитного момента и q^2 — квадрат переданного четырехмерного импульса. Заметим, что функции F_1 и F_2 имеют ясный физический смысл.

Позднее, в 1962 г., Саксом были введены [9] для удобства обработки экспериментальных данных линейные комбинации формфакторов F_1 и F_2 : зарядовый формфактор

$$G_E(q^2) = F_1(q^2) + \mu_k(qh/2Mc)^2 F_2(q^2) \quad (12)$$

и магнитный формфактор

$$G_M(q^2) = F_1(q^2) + \mu_k F_2(q^2). \quad (13)$$

Поскольку (12) и (13) являются линейными комбинациями F_1 и F_2 , то невозможно доказать, какой набор более фундаментален — F_i или G_i . Однако формула Розенблюта записывается более просто через формфакторы G_i , чем через F_i , в ней отсутствует перекрестный член между G_E и G_M , подобно $F_1 F_2$ (см. (11)). Кроме того, выбрана такая комбинация формфакторов F_1 и F_2 , которая выделяет полные электрическую и магнитную части. Таким образом, G_E и G_M представляют собой описание распределения полного заряда и полного магнитного момента. Экспериментальные данные для $G_{EN}(q^2)$ нейтрона, полученные из опытов по рассеянию электронов на дейтронах, приведены на рис.1, взятом из книги [10]. Видно, что величина G_{EN} близка к нулю.

Хотя для описания наблюдаемых явлений достаточно формфакторов, введенных как феноменологические функции квадрата переданного импульса, полезно с чисто иллюстративной точки зрения дать этим формфакторам

некоторую наглядную интерпретацию. Это возможно в так называемой системе координат Брейта, которая задается требованием равенства нулю пространственных компонент четырехмерного вектора $\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_f$; в такой системе трехмерные импульсы начального и конечного протонов равны по значению и противоположны по направлению, а соответствующие энергии одинаковы. В системе Брейта формфактор G_E интерпретируется как фурье-образ пространственного распределения плотности электрического заряда

$$\rho(\mathbf{r}) = e / (2\pi)^3 \int G_E(q^2) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}) d\mathbf{q} \quad (14)$$

или

$$G_E(q^2) = 1/e \int \rho(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (15)$$

При этом можно говорить о пространственном образе нуклона, его электромагнитной структуре. Если $G_E(q^2) = \text{const}$, то из (14) следует, что $\rho(r) \sim e\delta(r)$, где $\delta(r)$ — дельта-функция. Зависимость G_E от q^2 характеризует отклонение распределения заряда от точечного. Заметим, однако, что $\rho(r)$ не является функцией, заданной в фиксированной системе координат. Каждому значению q соответствует своя система отсчета, поэтому определенная формулами (14) и (15) пространственная структура нуклона носит, вообще говоря, довольно условный характер. Она приобретает вполне определенный смысл распределения заряда лишь в нерелятивистском случае малых переданных импульсов ($\hbar^2 q^2 \ll M^2 c^2$), когда изменением энергии покоящегося нуклона можно пренебречь. В этом случае система координат Брейта совпадает с системой координат покоящегося нуклона, а формфактор G_E имеет наглядную интерпретацию как фурье-образ пространственного распределения плотности полного электрического заряда.

Поскольку полный заряд частицы $Q = \int \rho(r) d\mathbf{r}$, то из (14) следует, что $Q = eG_E(0)$. Для протона $G_{EP}(0) = 1$ и $F_{1P}(0) = 1$, для нейтрона $G_{EN}(0) = 0$ и $F_{1N}(0) = 0$. Если у частицы нет заряда, то это означает лишь, что $G_E(0) = 0$. Такая частица способна испускать виртуальные фотоны и обладает распределением заряда. Частица истинно нейтральна, когда формфакторы равны нулю при всех значениях q^2 .

В предельном случае низких энергий (малых переданных импульсов) соотношение (15) можно разложить в ряд по степеням q^2 и, нормируя $\rho(r)$ условием $\int \rho(r) 4\pi r^2 dr = e$, получить $G_E(q^2) = 1 - 1/6 \cdot \langle r_E^2 \rangle q^2 + \dots$, а размер частицы охарактеризовать средним квадратом радиуса распределения полного электрического заряда

$$\langle r_E^2 \rangle = 1/(e) \int \rho(\mathbf{r}) 4\pi r^2 dr = 6(dG_E/dq^2)_{q^2=0} \quad (16)$$

или

$$\langle r_E^2 \rangle = 6(dF_1/dq^2)_{q^2=0} + 3/2\mu_k(h/Mc)^2. \quad (17)$$

Второй член в (17) появляется вследствие дрожания частицы, имеющей аномальный магнитный момент μ_k и подчиняющейся уравнению Дирака (член Фолди). Первый член в (17) возникает вследствие наличия у нуклона внутренней структуры и связан с поведением формфактора Дирака как функции q^2 . Обозначив $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N$ средний квадрат электрического радиуса, связанного с внутренней структурой нуклона, или, как его еще называют, дираковский радиус, можно записать, что

$$\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N = 6(dF_1/dq^2)_{q^2=0}. \quad (18)$$

Из (17) и (18) следует, что полный средний квадрат электрического радиуса частицы

$$\langle r_E^2 \rangle = \langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle + \langle r_F^2 \rangle, \quad (19)$$

где $\langle r_F^2 \rangle = 3/2\mu_k(h/Mc)^2$ — член Фолди. Для протона $\langle r_F^2 \rangle_P = 0,1189$ фм², для нейтрона $\langle r_F^2 \rangle_N = -0,1268$ фм².

Заметим, что знак среднего квадрата электрического радиуса в целом нейтральной, не имеющей заряда частицы, в принципе, может быть как положительным, так и отрицательным. В частности, при отсутствии члена Фолди (например, в статических моделях нуклона, когда $M \rightarrow \infty$, о чем см. ниже) у нейтрона знак $\langle r_E^2 \rangle = 1/(e) \int \rho(\mathbf{r}) r^2 d\mathbf{r} = \langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle$ определяется знаком заряда, расположенного на периферии. Поскольку это π^- -мезон, то знак $\langle r_E^2 \rangle$ должен быть отрицательным.

Воспользовавшись соотношениями (16)—(18) и (8), можно получить, что

$$(dG_E/dq^2)_{q^2=0} = 14,41a_{ne}, \quad (20)$$

где a_{ne} в фм. Таким образом, изучение ne -рассеяния дает информацию о производной $(dG_E/dq^2)_{q^2=0}$. Аналогичную информацию о $(dG_E/dq^2)_{q^2=0}$ (а также и о $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle$) можно получить из опытов по рассеянию электронов на дейтронах (см. рис.1), однако погрешности эксперимента не позволяют это сделать с достаточной точностью.

Иногда удобно иметь дело с изоскалярной G_E^S и изовекторной G_E^V комбинацией G_E :

$$G_E = G_E^S + \tau_Z G_E^V, \quad (21)$$

где $\tau_Z = 1$ для протона и $\tau_Z = -1$ для нейтрона. Тогда из (21) следует для нейтрона

$$G_{EN} = G_E^S - G_E^V, \quad (22)$$

для протона

$$G_{EP} = G_E^S + G_E^V. \quad (23)$$

Поскольку G_{EN} близок к нулю (см.рис.1), то

$$G_E^S \approx G_E^V. \quad (24)$$

3. ФОРМУЛА ФОЛДИ

Получим теперь соотношение (8), не применяя для этого подвергающуюся в последнее время сомнению (см., например, [11]) формулу (7), связывающую знаком равенства введенный Фолди параметр ϵ_1 и средний квадрат зарядового радиуса нейтрона. Для этого воспользуемся соотношениями (17), (18), по-видимому, не вызывающими сомнений при низких энергиях.

Предположим, что масса сталкивающейся частицы (электрона) много меньше массы нуклона и нуклон до и после соударения покоится. Предположим также, что плотность электрического заряда нуклона сферически-симметрична. Тогда потенциальная энергия взаимодействия электрона и нуклона в точке r , где находится электрон, будет включать в себя вклады от всех частей нуклона:

$$U(r) = -e^2 \int \frac{\rho(r'')dV''}{|r'' - r|}, \quad (25)$$

где $|r'' - r|$ — расстояние от точки r'' , где расположен заряд $\rho(r'')dV''$, до точки наблюдения r .

Подставляя $U(r)$ в известную формулу борновского приближения для амплитуды рассеяния

$$f(\varphi) = -M / (2\pi\hbar^2) \int U(r) \exp(i \mathbf{K} \mathbf{r}) dV, \quad (26)$$

где $\mathbf{K} = k |\mathbf{n}_0 - \mathbf{n}|$, \mathbf{n}_0 — единичный вектор в направлении падающего пучка, а \mathbf{n} — в направлении вектора \mathbf{r} , и, следовательно, $K = 2k \sin \varphi / 2$, получим длину рассеяния электрона на нейтроне a_{ne} :

$$a_{ne} = Me^2 / (2\pi\hbar^2) \int \exp(i\mathbf{K}\mathbf{r}) dV \int \rho(r'') / (|r'' - r|) dV''. \quad (27)$$

Проводя вычисления (см., например, [5,12]), получим

$$a_{ne} = 8\pi M(e/\hbar k)^2 \int \sin Kr / (Kr) \rho(r) r^2 dr, \quad (28)$$

или при малых Kr , поскольку $\langle r_E^2 \rangle = 4\pi / (e) \int \rho(r) r^4 dr$ равно сумме двух членов (см. ф-лы (17) и (18)), а для нейтрона $4\pi \int \rho(r) r^2 dr = 0$:

$$a_{ne} = 2Me / (\hbar^2) [e / (6) \langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N + \mu_n e (\hbar / (2Mc))^2], \quad (29)$$

откуда непосредственно следует формула (8). Из сравнения (5) и (29) видно, что $\epsilon_1 = e / (6) \langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N$, и именно знак равенства, а не пропорциональности. Это заключение следует, в сущности, из саксовского определения зарядового формфактора G_E (см. (12)). Таким образом, соотношение (7), введенное Фолди и взятое со знаком равенства, все-таки справедливо и может быть использовано при сравнении эксперимента с теорией.

Заметим также, что информацию о $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N$ можно получить, зная экспериментальную зависимость $G_{EN}(q^2)$ (например, из опытов по рассеянию электронов на нуклонах). Однако имеющиеся в настоящее время ошибки измерений не позволяют это сделать для нейтрона (см. рис.1).

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ *ne*-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Первые попытки обнаружить *ne*-рассеяние были сделаны еще в 1932 г., однако более аккуратные измерения a_{ne} , начало которым было положено Ферми, относятся к середине 40-х годов и более позднему периоду времени. Главным образом, они основаны либо на наблюдении асимметрии рассеяния тепловых нейтронов атомами, либо на изучении зависимости от энергии полного сечения взаимодействия нейтронов с атомами в электронвольтовой области энергий. Пользуясь формулой (8), можно из измеренного значения a_{ne} получить значение и знак $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N$. Однако, поскольку a_{ne} и a_F — величины одного порядка, для определения $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N$ нужны очень точные измерения. Такие измерения возможны при изучении взаимодействия нейтронов низких энергий с тяжелыми атомами. Дифференциальное сечение когерентного рассеяния атомом медленных нейтронов с длиной волны порядка размеров атома описывается соотношением

$$\sigma(\theta) = |a + Zf(\sin \theta/\lambda)a_{ne}|^2, \quad (30)$$

где a — длина когерентного ядерного рассеяния, $\theta = \varphi/2$, φ — угол рассеяния, а $f(\sin \theta/\lambda)$ — атомный формфактор. Оценки показывают, что отношение второго члена к первому составляет для тяжелых атомов приблизительно 1%, а поэтому величина a_{ne} поддается измерению.

Существуют два старых метода изучения ne -взаимодействия. Один из них [13], впервые примененный Ферми и Маршалл в 1947 г., основан на наблюдении очень небольшой асимметрии рассеяния тепловых нейтронов, обусловленной зависимостью f от θ . Тепловые нейтроны имеют длину волны $\sim 2\text{Å}$, что по меньшей мере в 10^4 раз больше размеров ядра. Вследствие этого в системе центра масс тепловые нейтроны должны рассеиваться ядрами сферически-симметрично. Отклонения от симметрии рассеяния могут быть обусловлены, помимо ne -взаимодействия, например, взаимодействием магнитного поля, образуемого электронными токами внутри атома, с магнитным моментом нейтрона. Во избежание эффектов такого рода следует использовать атомы, в которых заполнены все оболочки. Могут быть и другие причины, приводящие к асимметрии рассеяния: интерференция волн, рассеиваемых различными атомами, тепловые колебания атомов и т.п. В работе Ферми и Маршалл и в других аналогичных экспериментах наблюдалось рассеяние тепловых нейтронов, имеющих максвелловское распределение по скоростям, под углами $\varphi = 45^\circ$ и 135° . Чтобы избежать влияния магнитного рассеяния и молекулярной дифракции, в качестве рассеивателей были использованы одноатомные 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 ne -рассеяния, проявляющуюся на фоне сильного изотропного ядерного рассеяния. В измеренное значение асимметрии следует внести поправку на неодинаковые геометрические параметры детекторов и учесть асимметрию, вызванную тепловым движением атомов газа, в несколько раз превышающую искомый эффект. Для атомов с заполненными электронными оболочками магнитного взаимодействия при рассеянии нейтронов в первом приближении не ожидается. Во втором приближении можно ожидать появления взаимодействия магнитного момента нейтрона с токами, возникающими в виртуальных возбужденных состояниях атома благородного газа. Эффект такого рода был рассмотрен в работе Ферми и Маршалл, и было показано, что он составляет очень малую долю основного ne -взаимодействия.

Кроме того, рассматривалось влияние швингеровского рассеяния. Как показали оценки, его влияние также ничтожно, поскольку швингеровское рассеяние связано со спином и практически не интерферирует с ядерным рассеянием, если нейтроны не поляризованы. Основным недостатком опытов является необходимость введения большой поправки на эффект, вызван-

ный тепловым движением атомов газа. Главный вклад в поправку вносят нейтроны, имеющие большую длину волны как раз в той области, в которой можно ждать отклонений от максвелловского распределения. Это может привести к неправильному вычислению поправки. В наиболее точных экспериментах поправку определяли на основании измерений с аргоном и неоном, для которых ne -рассеяние незначительно.

Следует иметь в виду, что даже в экспериментах с одноатомными газами возможно появление небольшой асимметрии рассеяния, которая связана с интерференцией волн, рассеянных различными атомами газа. На это обратили внимание Ахиезер и Померанчук [14]. Интерференция возникает вследствие корреляции во взаимном расположении атомов, обусловленной тем, что расстояние между центрами двух соседних атомов не может быть меньше удвоенного атомного радиуса. Проведенные вычисления показали, что отношение интенсивностей рассеянных на углы φ_1 и φ_2 нейтронов описывается следующей формулой:

$$\varepsilon = \frac{1 + 4\pi(2R)nf(\varphi_1)}{1 + 4\pi(2R)nf(\varphi_2)}, \quad (31)$$

где $f(\varphi) = \cos \eta / \eta^2 - \sin \eta / \eta^3$; $\eta = (8\pi R / \lambda) \sin(\varphi/2)$; R — радиус атома; n — плотность газа. Вычисления по формуле (31) показали, что при атмосферном давлении газа поправка на интерференцию составляет $\sim 3,5\%$ измеряемого эффекта ne -взаимодействия.

Прецизионные измерения по методу Ферми и Маршалл проводились Кроном и Ринго [15] в Аргоннской лаборатории (США) в 1965—1973 гг. Измерения проводили на ксеноне, криптоне и аргоне, неон был использован для проверки правильности расчета на асимметрию рассеяния, вызванную тепловым движением газа. Значение этой поправки превышало искомый эффект для ксенона в 4, для криптона в 10 и для аргона в 18 раз. Из формулы (30) можно получить в приближении второго порядка по a_{ne}/a :

$$R = 1 + 8\pi (aa_{ne}/\sigma_s) Z \Delta f (1 + \delta), \quad (32)$$

где $R = \sigma(\varphi_1)/\sigma(\varphi_2)$ — измеренная асимметрия рассеяния с учетом поправки; $a = \sum a_j n_j$; a_j — длина ядерного рассеяния j -го нуклида; n_j — концентрация j -го нуклида в изотопической смеси; σ_s — сечение рассеяния; $\Delta f = \langle f(\theta_1) - f(\theta_2) \rangle$ — усредненная по спектру нейтронов разность атомных формфакторов; $\varphi_1 = 2\theta_1 = 45^\circ$; $\varphi_2 = 2\theta_2 = 135^\circ$;

$$\delta = \frac{a_{ne}}{2a\Delta f} \langle f^2(\theta_1) - f^2(\theta_2) \rangle - \frac{8\pi a a_{ne}}{\sigma_s} \langle f(\theta_2) \rangle. \quad (33)$$

Значения длины рассеяния a для ксенона и криптона были определены путем измерения критических углов полного отражения нейтронов от поверхностей сжиженных газов, кроме того, значение для ксенона было получено из опытов по дифракции нейтронов на XeF_4 . Сечения рассеяния благородных газов измерялись в специально поставленных опытах относительно сечения рассеяния неона, принятого за эталон. Были приняты специальные меры для очистки газов от примесей, особенно легких, поскольку даже их небольшие добавки могут сильно исказить результаты эксперимента. Измерения проводили при разных давлениях газа-рассеивателя. При изменении давления от 0,4 до 1,2 атм каких-либо изменений в асимметрии рассеяния в пределах погрешности не наблюдалось. В результате после введения поправки на швингеровское рассеяние получили

$$a_{ne} = (-1,33 \pm 0,03) \cdot 10^{-3} \text{ фм.} \quad (34)$$

Причины возможных дополнительных систематических погрешностей могут заключаться в следующем:

1) очень малая наблюдаемая асимметрия рассеяния на фоне сильного симметричного ядерного рассеяния (в работе [15] всего лишь 0,5%, и измеряется она с погрешностью $\pm 2,5\%$);

2) экспериментатор должен быть абсолютно уверен в отсутствии побочных эффектов (например, вызванных присутствием неизвестных нейтронных p -резонансов (с шириной порядка 10^{-8} эВ), примесей легких газов и др.);

3) большая вводимая поправка на асимметрию рассеяния, вызванную тепловым движением газа (для ксенона вчетверо превышающая искомый эффект).

Оценим, например, асимметрию рассеяния тепловых нейтронов, вызванную возможным присутствием слабого p -резонанса у ксенона в области энергий нейтронов порядка 0,1 эВ. Амплитуда рассеяния, обусловленная таким p -резонансом для области тепловых энергий, когда потенциальное p -рассеяние несущественно, имеет вид [16]:

$$f_p \approx \frac{3\Gamma_n(E - E_0)}{2k[(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4]} \cos \varphi, \quad (35)$$

где $\Gamma_n = \Gamma_n^0(kR)^2 E^{1/2}$. Величину Γ_n^0 можно оценить из ожидаемого значения p -силовой функции ксенона $\Gamma_n^0/D \approx 2 \cdot 10^{-4}$ [17]. Такое значение приводит к $\Gamma_n \approx 1,42 \cdot 10^{-9}$ эВ и $f_p \approx 4,1 \cdot 10^{-4}$ фм, что, в свою очередь, позволяет оценить ложную асимметрию рассеяния вперед-назад, равную

$$\left(\frac{b_{\text{coh}} + f_p \cos \varphi_1}{b_{\text{coh}} + f_p \cos \varphi_2} \right)^2 - 1 = 2 \cdot 10^{-4}$$
. Соответствующая величина, обусловленная ne -рассеянием, составляет $6 \cdot 10^{-4}$, и приводимая авторами работы [15] погрешность при определении a_{ne} должна быть по крайней мере удвоена. В действительности ситуация может быть гораздо более серьезной, т.к. Γ_n^0 может превышать принятое нами значение в несколько раз. Заметим, что резонанс с нейтронной шириной даже порядка 10^{-7} эВ вряд ли до сих пор мог быть замечен в полном сечении в обычных опытах по методу пропускания. Специальные поиски слабых p -резонансов показывают, что резонансы с нейтронными ширинами 10^{-7} эВ обнаруживаются лишь при толщине образцов $\geq 10^{23}$ ядер/см³, что достижимо для газообразного ксенона в образцах длиной ~ 1 м и при давлении ~ 50 атм.

Второй метод исследований был впервые применен Хевенсом, Раби и Рейнуотером [18]. Он заключается в наблюдении зависимости полного сечения рассеяния от длины волны нейтрона вблизи $\lambda \approx 1$ Å ($E \approx 0,08$ эВ). Длина ядерного рассеяния должна оставаться постоянной, в то время как атомный формфактор является причиной изменений полного сечения в зависимости от λ . В качестве рассеивателей использовали жидкие свинец и висмут. Полное сечение измерялось в диапазоне $\lambda = 0,3 \div 1,3$ Å. В этом интервале длин волн изменение полного сечения из-за ne -взаимодействия составляет 0,1 б. В результаты измерений следует внести поправки на другие эффекты. Так, поправка на межатомные интерференционные явления составляет в указанном диапазоне длин волн 0,2 б. Необходимо внести также поправку на эффект относительной скорости, обусловленной тепловым движением атомов мишени, а также учесть влияние захвата нейтронов в исследуемом веществе и примесях. Позднее было показано [19], что вводить поправки на агрегатное состояние вещества при энергиях нейтронов ниже 1 эВ можно, как правило, лишь с большой неопределенностью. Все это приводит к тому, что, несмотря на высокую статистическую точность данного метода, общая точность его, видимо, невелика. Наиболее точное значение, полученное данным методом при энергиях нейтронов меньше 1 эВ:

$$a_{ne} = (-1,56 \pm 0,05) \cdot 10^{-3} \text{ фм}, \quad (36)$$

было найдено в работе Мелкониана и др. [20] в 1959 г. в США.

Таким образом, уже в конце 60-х гг. из экспериментов было известно два значения длины рассеяния a_{ne} . К этому времени была известна и формула Фолди (8), связывающая ne -эффект с внутренним зарядовым радиусом нейтрона. Согласно этой формуле при первом значении a_{ne} (см.(34)) полу-

чается $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N > 0$, второе же значение (см.(36)) дает $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N < 0$. К этому же времени Чу и Лоу математически сформулировали идеи Юкавы, дав удовлетворительное количественное толкование экспериментов по фоторождению π -мезонов [21], а также и по их низкоэнергетическому ($E \ll Mc^2 = 0,95$ ГэВ) рассеянию [22]. Приблизительно были рассчитаны также величины магнитных моментов протона и нейтрона [23,24]. В теории Чу и Лоу нуклон рассматривался как протяженный источник виртуального мезонного поля. Виртуальный процесс $n \rightarrow p + \pi^-$ давал отрицательный «хвост», т.е. внешнюю пионную оболочку распределения электрического заряда нейтрона, с характерным размером $\hbar/(m_\pi c) \approx 1,4$ фм. Нуклон рассматривался бесконечно тяжелым, таким образом, отдачу в виртуальных процессах можно было в первом приближении не принимать во внимание. Подобная статическая модель должна приводить к отрицательному знаку квадрата внутреннего зарядового радиуса нейтрона. Таким образом, значение $a_{ne} = -1,33(3) \cdot 10^{-3}$ фм (34) находилось в противоречии с теорией, а значение $a_{ne} = -1,56(5) \cdot 10^{-3}$ фм (36) — в согласии. Внутренняя же часть нуклона в те годы, по существу, не была понята и ее свойства не поддавались расчету. Лишь спустя более 20 лет кварковые представления о нуклоне прояснили ситуацию: внутренность нуклона представляет собой мешок, заполненный тремя кварками.

Третьим экспериментальным методом изучения ne -взаимодействия является метод компенсации длин ядерного рассеяния при отражении нейтронов от зеркала. Этот метод был применен Юзом и др. [25]. Известно, что показатель преломления вещества для нейтронов с длиной волны λ связан с длиной когерентного рассеяния соотношением (при отсутствии магнитного рассеяния нейтронов):

$$n^2 = 1 - (\lambda^2/\pi) \sum a_j N_j, \quad (37)$$

где N_j — число частиц типа j в 1 см^3 вещества, a_j — длина когерентного рассеяния нейтронов частицами типа j . Для прецизионного определения показателя преломления двух веществ измеряют критический угол φ_{cr} полного отражения на их границе, причем

$$\varphi_{\text{cr}}^2 = n_A^2 - n_B^2 \quad (\text{для } \varphi_{\text{cr}} \ll 1), \quad (38)$$

где n_A и n_B — показатели преломления двух веществ.

Для жидкого кислорода и висмута, использовавшихся в [25], из (37) и (38) следует, что

$$(\pi/\lambda^2) \varphi_{\text{cr}}^2 = N_{\text{Bi}} a_{\text{Bi}} \left(\frac{N_{\text{O}} a_{\text{O}}}{N_{\text{Bi}} a_{\text{Bi}}} - 1 \right) - N_{\text{O}} Z_{\text{O}} a_{ne} \left(\frac{N_{\text{Bi}} Z_{\text{Bi}}}{N_{\text{O}} Z_{\text{O}}} - 1 \right) \quad (39)$$

(поскольку речь идет о рассеянии на малые углы (вперед), атомный форм-фактор равен единице). Отношение $\frac{N_{\text{O}}a_{\text{O}}}{N_{\text{Bi}}a_{\text{Bi}}}=1,024$, в то время как

$$\frac{N_{\text{Bi}}Z_{\text{Bi}}}{N_{\text{O}}Z_{\text{O}}}\approx 7. \text{ Вследствие этого измеренное значение критического угла } \varphi_{\text{cr}}$$

примерно в равной степени определяется нескомпенсированным ядерным рассеянием и ne -взаимодействием. Этот угол составляет несколько минут. Длины рассеяния a_{O} и a_{Bi} (или, точнее говоря, a_{Bi} и отношение $a_{\text{O}}/a_{\text{Bi}}$) были определены в эксперименте путем измерения сечения рассеяния свободных атомов при энергии нейтронов порядка 10 эВ. При этой энергии ne -взаимодействие не проявляется, так как формфактор практически равен нулю. Для перехода к длинам когерентного рассеяния a_{O} и a_{Bi} необходимо определить сечение некогерентного рассеяния висмута. Это было сделано при помощи дополнительных опытов с нейтронами больших длин волн, когда имеет место лишь некогерентное рассеяние.

Измеренный в эксперименте [25] критический угол оказался равным 3,66 угловых минут. В результате

$$a_{ne} = (-1,39 \pm 0,13) \cdot 10^{-3} \text{ фм.} \quad (40)$$

Метод отражения от зеркала обладает преимуществом перед остальными, поскольку измеряемый эффект в значительной степени определяется самим ne -взаимодействием. Однако конечный результат опыта Юза опирается на предположение, что в области энергий от 10 эВ до тепловой длина рассеяния, не связанного с ne -взаимодействием, не меняется. Между тем, как отметил Халперн [26], при энергиях порядка 10 эВ на атомах висмута и кислорода может происходить заметное неупругое рассеяние. Если это так, то значения a_{O} и a_{Bi} будут отличаться от значений, принятых в [25], что, соответственно, изменит и конечные результаты опыта. Должна быть также уверенность в отсутствии какого-либо влияния резонансов в указанной области энергий.

Поскольку искомый ne -эффект составлял в наиболее точных экспериментах всего лишь величину порядка 1%, было бы очень интересно найти метод исследования, в котором измеряемый эффект, так же, как и в работах Юза, был бы более значительным. В предыдущих работах всегда существовала опасность влияния на результаты какого-либо неучтенного эффекта. Так, например, при использовании метода измерения полного сечения жидкого свинца или висмута в интервале энергий $0 \div 10$ эВ изменение сечения ядерного рассеяния всего на 0,1% вызывает изменение амплитуды ne -рассеяния на 10%.

Из формулы (30) следует, что относительное значение дополнительного вклада в сечение рассеяния определяется выражением $\Delta \sigma_{ne}/\sigma = 2Z \Delta f a_{ne}/a$. В экспериментах, проводимых по методу Ферми и Маршалл, Δf составляло всего лишь 0,26. Так как формфактор — функция отношения $\sin \theta/\lambda$, для увеличения Δf следует вести измерения при меньших λ , одновременно захватывая область углов менее 45° , или проводить эксперимент по методу времени пролета при фиксированном угле θ в широком диапазоне значений λ . Кроме того, и это более существенно, следует найти подходящее для измерений ядро с очень малым значением длины ядерного рассеяния. В связи с этим в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ в 1965—1966 годах были предприняты поиски тяжелого ядра с малой длиной ядерного рассеяния. Такое ядро было найдено сначала теоретически, затем экспериментально. Им оказался вольфрам-186, ядерная длина рассеяния нейтронов которого в области энергий нейтронов от нуля до нескольких электронвольт мала (примерно в десять раз меньше, чем естественного вольфрама) из-за интерференции потенциального и резонансного рассеяний. Она имеет вид [27]:

$$a = R - \frac{\beta \Gamma_n}{2k_0 E_0} \left(1 + \frac{E}{E_0} \right) + a_{ne} Z f \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right), \quad (41)$$

где Γ_n — нейтронная ширина первого резонанса ($E_0 = 18,83$ эВ) ^{186}W ; R учитывает потенциальное рассеяние, вклад примесей, а также незначительный вклад остальных резонансов вольфрама; β — содержание изотопа ^{186}W в смеси. Результаты поисков впервые были доложены [27] на семинаре по электромагнитным взаимодействиям в ядерных реакциях в 1966 г. в Дубне, а затем опубликованы в работе [28]. В докладе [27] было предложено применить монокристалл из изотопа вольфрама-186 для измерения ne -взаимодействия посредством изучения дифракции нейтронов в таком кристалле. При этом можно достигнуть возрастания измеряемого ne -эффекта до нескольких десятков процентов. Изменяя концентрацию изотопа ^{186}W в смеси, можно изменять абсолютное значение и знак длины рассеяния.

Прецизионные измерения длины рассеяния нейтронов с помощью смеси изотопов вольфрама, содержащей 90,7% ^{186}W , были выполнены на пучке холодных нейтронов ($\lambda \approx 15$ Å) методом фильтров Кристиансена [29]. На хорошо сколлимированном пучке нейтронов (расходимость в горизонтальной плоскости не превосходит 2—3') устанавливался так называемый фильтр Кристиансена, представляющий собой вертикальную полость, между стеклянными пластинами которой засыпан порошок из исследуемого вещества. Толщина полости в направлении пучка несколько миллиметров, а

по ширине она полностью перекрывает пучок. Пространство между крупинками порошка заполняется поочередно различными жидкостями с известными показателями преломления нейтронов. Позади фильтра на расстоянии нескольких метров на оси пучка устанавливается детектор такой ширины, что в нем могут регистрироваться нейтроны, рассеянные фильтром на углы до $\sim 0,5^\circ$ в горизонтальной плоскости. Измерения заключаются в наблюдении интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов фильтром при нескольких значениях показателя преломления жидкости (например, при различных смесях тяжелой ($Na_{D_2O} = (63,399 \pm 0,005) \cdot 10^9$ 1/см²) и легкой ($Na_{H_2O} = (-5,61 \pm 0,03) \cdot 10^9$ 1/см²) воды). Расширение пучка за счет малоуглового рассеяния пропорционально λ/a_0 , где a_0 — размеры крупинок порошка. В принципе, малоугловое рассеяние должно полностью отсутствовать, когда показатель преломления жидкости n_L равен показателю преломления вещества порошка n_P , и появляться при нарушении этого условия. При этом в некотором диапазоне изменения n_L интенсивность рассеяния $I \sim (n_P - n_L)^2 \sim [(Na)_L - (Na)_P]^2$.

Для регистрации только рассеянных нейтронов перед детектором устанавливается кадмиевый поглотитель, полностью перекрывающий падающий пучок и не мешающий рассеянным на малые углы нейтронам. Отсутствие малоуглового рассеяния означает, что $(Na)_L = (Na)_P$, откуда определяется неизвестное значение a_P . В результате проведенных измерений для длины когерентного рассеяния порошка вольфрама (90,7% ¹⁸⁶W) получено $a = (-0,466 \pm 0,006)$ фм [30].

Для проведения нейтронографических экспериментов были использованы два монокристалла-шарика диаметром 5 мм из двух разных изотопических смесей. Одна содержала 90,7% ¹⁸⁶W ($a = -0,466$ фм), вторая ($a = +0,267$ фм) была приготовлена из первой добавлением 14% естественного вольфрама. Основные измерения [31] проводились в 1968—1969 и 1973 гг. на установках стационарного реактора филиала Физико-химического института им. Карпова, имеющих кристаллические монохроматоры для выделения нейтронов с длиной волны $\lambda = 1,17$ Å. Монохроматором одной из установок служил кристалл меди с мозаичностью $\approx 40'$. Использовалось отражение (331). Угол скольжения монохроматора составлял $\theta_M = 45^\circ$, угол раствора первичного коллиматора $\alpha_0 = 30'$. Примесь нейтронов с длиной волны $\lambda/2$ не превышала 5%, $\Delta\lambda/\lambda \approx 2\%$. После отражения от монохроматора пучок проходил через стальной коллиматор с угловым раствором $\alpha_1 = 40'$ и попадал на изучаемый монокристалл. Мозаичность мо-

нокристалла была около $40'$. Дифрагированные на монокристалле нейтроны регистрировались пропорциональным счетчиком, наполненным ${}^3\text{He}$ до давления 10 атм. Счетчик находился на расстоянии 40 см от образца и имел коллимационное окно размером 20×30 мм. Все измерения проводились методом $\theta - 2\theta$. Апертура детектора и размеры коллимационной системы были выбраны таким образом, чтобы удовлетворить условиям, при которых измеряется полная интегральная интенсивность при всех отражениях. Выполнение этих условий контролировалось. Так, для передних и задних рефлексов экспериментально определялись размеры отраженного от кристалла пучка. Эти размеры оказались значительно меньше углового раствора детектора как по горизонтали, так и по вертикали.

Также экспериментально был исследован вопрос о возможном перемещении отраженного пучка по окну детектора при движении образца и детектора. Найдено, что эти перемещения не превышали нескольких миллиметров, следовательно, отраженный пучок не мог выходить за пределы окна. Подтверждением правильности измерений полных интегральных интенсивностей отражений является совпадение угловой зависимости этих интенсивностей с аналогичными измерениями на второй установке, имеющей следующие параметры: монохроматор Pb при отражении (110), $\lambda = 1,145 \text{ \AA}$, $\theta_M = 11^\circ$, $\alpha_0 \approx 2,5^\circ$, $\alpha_1 \approx 30'$, а также на дифрактометре ПИЯФ. Эти установки сильно отличались по своим параметрам, тем не менее результаты измерений полностью совпадали.

При фиксированной длине волны измерялись интегральные интенсивности $I_{(hkl)}$ восьми отражений: (110), (200), (220), (310), (400), (330), (420), (510). Поскольку вольфрам — парамагнетик, ожидалось, что магнитное рассеяние не должно давать вклада в брэгговские отражения, и интегральная интенсивность дифракционного пика [31]:

$$I_{(hkl)} = C(a + Zf_{ne})^2 A_{(hkl)} \frac{\exp[-2B(\sin \theta / \lambda)^2]}{\sin 2\theta}, \quad (42)$$

где C — константа, $A_{(hkl)}$ — фактор поглощения, $\exp[-2B(\sin \theta / \lambda)^2]$ — фактор Дебая—Валлера, учитывающий влияние тепловых колебаний атомов, θ — угол Брэгга. Фактор поглощения рассчитывался, изменения этого фактора от отражения (110) к отражению (510) не превышали 4%. Поскольку в литературе имелись очень противоречивые сведения о значении B для вольфрама, были предприняты попытки рассчитать этот фактор, а также определить его экспериментально. Расчеты проведены на основе информации о теплоемкости вольфрама и его фононном спектре. Они дали значения $B = 0,162 \text{ \AA}^2$ и $B = 0,167 \text{ \AA}^2$ [32]. Измерения B проводились на том же монохроматоре, на котором снимались нейтронограммы

монокристаллов-шариков ^{186}W . Методика заключалась в анализе угловой зависимости интегральной интенсивности дифракционных пиков, возникающих при рассеянии нейтронов на спрессованном порошке естественного вольфрама. Эти измерения, проведенные при $T=293$ К, дали значение $B = (0,19 \pm 0,02) \text{ \AA}^2$. Помимо этого, на импульсном реакторе ИБР-30 ОИЯИ методом времени пролета измерялись интегральные интенсивности дифракционных пиков при температурах $T=293$ и 80 К. Из измерений со спрессованным порошком естественного вольфрама было получено $B = (0,17 \pm 0,02) \text{ \AA}^2$, а с цилиндрическим монокристаллом ^{186}W $B = (0,15 \pm 0,01) \text{ \AA}^2$. В дальнейшем при обработке результатов измерений было принято $B = 0,17 \text{ \AA}^2$.

Из выражения (42) следует, что зависимость

$$\left(I_{(\text{hkl})} \frac{\sin 2\theta \exp [2B(\sin \theta / \lambda)^2]}{A_{\text{hkl}} C} \right)^{1/2} = a + Zfa_{ne} \quad (43)$$

от Zf должна быть линейной, и наклон прямой обусловлен величиной a_{ne} . Однако из полученных экспериментальных данных [31] следовало, что описать эти данные для двух разных изотопических смесей вольфрама с одним значением величины a_{ne} невозможно (см. рис.2). Величины a_{ne} отличались примерно вдвое. Более детальное рассмотрение показывает, что такое описание полученных результатов линейной зависимостью вообще неудовлетворительно ($\chi^2 \approx 65$). В связи с этим был рассмотрен ряд причин, приводящих к подобной ситуации, в частности, влияние экстинкции и теплового диффузного рассеяния (ТДР). Ввиду малости сечения рассеяния влиянием экстинкции можно пренебречь, т.к. известный критерий тонкого кристалла [33] в нашем случае перевыполнен в 250 раз. Как показали расчеты, вклад от ТДР в дифракционные пики не превышает 1,5%. Кроме того, известно, что вклад ТДР пропорционален температуре образца и обратно пропорционален λ^3 . При существенном влиянии ТДР эти эффекты были бы замечены в экспериментах по определению фактора Дебая—Валлера при разных температурах, а также при сравнении результатов измерений на разных установках.

После поиска простых причин, объясняющих расхождение между теорией и экспериментом, автором совместно с Игнатовичем была выдвинута гипотеза [34] о дополнительном рассеянии, дающем вклад в брэгговские пики. Оно обусловлено рассеянием нейтронов на существующих в исследуемом вольфраме областях упорядочения магнитных моментов. Позднее эта гипотеза получила экспериментальное подтверждение в других опытах, проведенных в ЛНФ ОИЯИ совместно с ПИЯФ (Гатчина) и с ИЯФ (Ржеж,

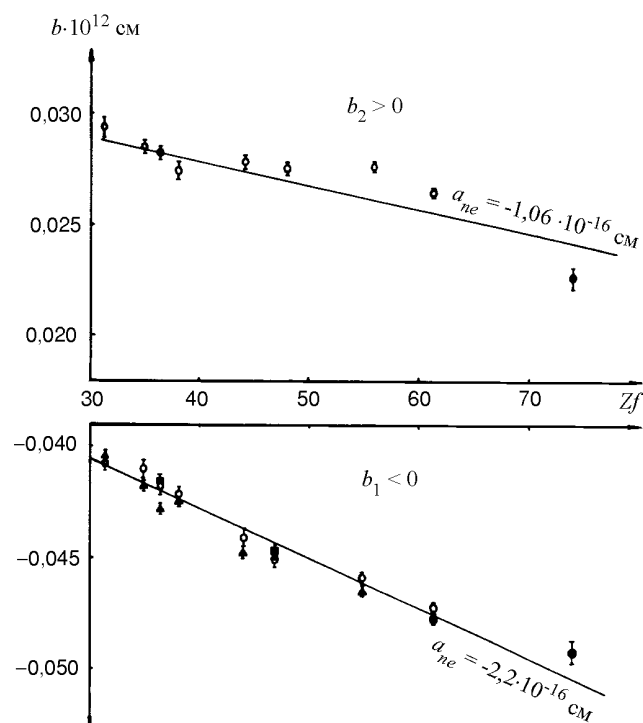


Рис.2. Экспериментальная зависимость длин когерентного рассеяния нейтронов для двух разных изотопических смесей вольфрама от Zf , $\frac{bA}{A+1} = a + Zf(\sin \theta / \lambda)a_{ne}$

Чехия) (рассеяние нейтронов на образцах ^{186}W на малые углы с деполяризацией нейтронов [35], деполяризация нейтронов при дифракции на ^{186}W [36]). Активационный анализ показал, что исследуемый вольфрам содержит микропримесь кобальта. Вокруг атомов кобальта образуются магнитные кластеры из большого числа (порядка сотен) атомов вольфрама. Таким образом, в ЛНФ была обнаружена возможность существования в вольфраме гетерофазного состояния, т.е. состояния, обладающего одновременно свойствами симметрии двух фаз — парамагнитной и ферромагнитной. И хотя исследование гетерофазных состояний стали в настоящее время одним из направлений физики (см., например, [37—39]), для сотрудников ЛНФ это было одной из методических трудностей, на преодоление которой

ушло несколько лет. Аналогичные эффекты наблюдались другими исследователями [40—42], например в палладии, содержащем примеси кобальта или железа, в парамагнитном железе и в некоторых других системах. Заметим, что наличие магнитных примесей не является необходимым условием образования гетерофазного состояния. Важную роль при этом играют гетерофазные флуктуации, существующие в очень широкой области температур [37,38].

С учетом образования магнитных кластеров формула (42) принимает вид, соответствующий описанию совместного ядерного и ферромагнитного рассеяния [31,33]:

$$I_{(hkl)} = C [(a + Zfa_{ne})^2 + p^2] A_{(hkl)} \frac{\exp[-2B(\sin \theta / \lambda)^2]}{\sin 2\theta}, \quad (44)$$

где $p^2 = (2/3) f_m^2 a_m^2$; f_m и a_m — формфактор и длина магнитного рассеяния.

С учетом явления образования магнитных кластеров в ЛНФ было найдено [31,35] значение

$$a_{ne} = (-1,60 \pm 0,05) \cdot 10^{-3} \text{ фм}, \quad (45)$$

а зависимость длин когерентного рассеяния для двух изотопических смесей вольфрама, полученная с учетом p^2 (см. (44)) приведена на рис.3. Поскольку отношение $p^2 / (a + Zfa_{ne})^2$ даже для ^{186}W оказывается лишь порядка 10—20%, наблюдать проявление p^2 в опытах с естественным вольфрамом практически невозможно.

Результаты рассматриваемых ниже экспериментов по определению a_{ne} можно обрабатывать, пользуясь двумя методами. Оба метода базируются на измерениях энергетической зависимости $\sigma_{\text{tot}}(E)$ в интервале энергий от 1эВ и выше (вплоть до нескольких килоэлектронвольт) и, как правило, на измерениях длин когерентного рассеяния нейтронов при низких энергиях (λ порядка нескольких ангстрем). Для определения величины a_{ne} в первом методе проводится обработка зависимости σ_{tot} от энергии, включающей в себя целый ряд неизвестных параметров: радиус ядра, резонансное рассеяние, ne -взаимодействие и др. С помощью подобной методики обрабатывались данные работ [43—45] и ряда других. Одной из наиболее существенных и трудно определяемых поправок в этих экспериментах является резонансное рассеяние, учет которого затруднителен, поскольку отсутствует полная информация о параметрах резонансов, особенно в области отрицательных энергий нейтронов.

Вторая методика обработки, разработанная и впервые примененная в Дубне в работе [46], заключается в использовании формулы, согласно кото-

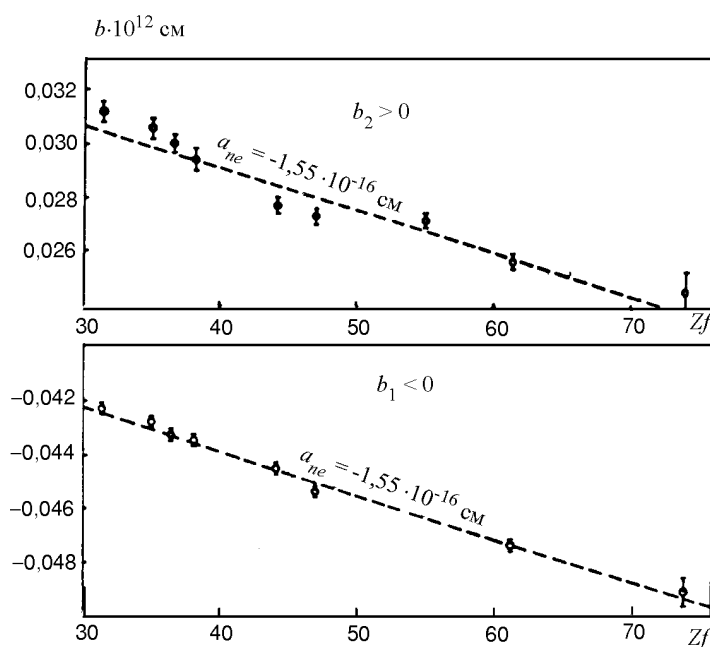


Рис. 3. Экспериментальная зависимость длин когерентного рассеяния нейтронов для двух разных изотопических смесей вольфрама от Zf , полученная после учета p^2

рой обрабатываются разности измеренных величин (см. ниже ф-лу (53)). Данная формула не содержит радиус ядра, а влияние резонансного рассеяния существенно меньше, чем в первом методе. Как будет показано ниже, для чётно-чётных ядер (например, для ядра ^{208}Pb) резонансное рассеяние практически не сказывается на результатах определения a_{ne} .

В 1976—1995 гг. с целью изучения ne -рассеяния, а также электрической поляризуемости нейтрона, Кестер с сотрудниками (Гархинг, Германия) и в сотрудничестве с ЛНФ ОИЯИ [43,44,47-49] проводил измерения длин когерентного рассеяния нейтронов на свинце, висмуте и изотопе свинца-208 на гравитационном рефрактометре нейтронов (см., например, [10]), а также методом рассеяния нейтронов на малые углы с помощью фильтров Кристиансена. Полученные данные сопоставлялись с данными о полных сечениях нейтронов на тех же веществах при энергиях нейтронов, соответствующих резонансам родия (1,26 эВ), серебра (5,19 эВ), вольфрама (18,8 эВ) и кобальта (132 эВ). Измерения проводились на резонансном детекторе непрерывного действия, представляющем собой вращающиеся диски, изготов-

ленные из фольг резонансных поглотителей. В верхней части диски активировались в пучке нейтронов, а в диаметрально противоположной части активность регистрировалась с помощью счетчиков β -излучения. Подобное устройство обеспечивало высокую статистическую точность проводимых измерений. Позднее проводились измерения еще в двух энергетических точках: 1,97 и 143 кэВ. Нейтроны с такими энергиями были получены с помощью техники двойного резонансного рассеяния и фильтров нейтронных пучков (см., например, [47]). Результаты измерений σ_{tot} для энергии нейтронов 143 кэВ приведены в [50]. В этой же работе отмечено, что при данной энергии, по-видимому, имеется дополнительный вклад резонансного рассеяния, не учтенного при анализе результатов эксперимента. Чтобы от полных сечений перейти к сечениям упругого рассеяния и экстраполировать их в область тепловых энергий, необходимо внести в результаты измерений поправки на упругое некогерентное рассеяние, эффекты, связанные с агрегатным состоянием вещества, швингеровское рассеяние и энергетическую зависимость рассеяния, обусловленную резонансами. Обработка результатов измерений дала

$$a_{ne} = (-1,32 \pm 0,03) \cdot 10^{-3} \text{ фм.} \quad (46)$$

Однако значение (46), по-моему, не может не вызывать сомнений. Дело в том, что учет энергетической зависимости рассеяния от вклада неизвестных резонансов и резонансов с отрицательной энергией в полное сечение выполнялся в Гархинге в работе [44] и частично в итоговой работе [49] на основе знания средних параметров s -рассеяния [17]: силовой функции $s_0 = \Gamma_n^0 / D_0$, равной, например для висмута, $0,65 \pm 0,15$ [17], и среднего расстояния между уровнями $\langle D_0 \rangle = (4,5 \pm 0,6)$ кэВ (также для висмута [17]). При этом можно легко ошибиться, т.к. резонанс (или несколько резонансов) при $E_{0j} < 0$, например, может лежать на расстоянии $|E_{0j}| < \langle D_0 \rangle$ от точки $E = 0$. Кроме того, погрешности известных значений s_0 и $\langle D_0 \rangle$ довольно большие (для висмута до 23%).

Более реалистичным представляется результат, полученный в ЛНФ в 1985 году из измерений полного сечения висмута в интервале энергий $1 \div 130$ эВ на пучке импульсного реактора ИБР-30 по методу времени пролета [46]. Возможность совместного описания ядерного, ne -рассеяния и рассеяния, обусловленного влиянием электрической поляризуемости нейтрона, при этих энергиях была также рассмотрена в работах ЛНФ [10,46,51,52]. Воспользуемся формализмом [16], обычно применяемым при рассмотрении задачи рассеяния частицы на сумме коротко- и дальнедействующего потенциалов. Суммарную амплитуду f_t рассеяния нейтронов на атоме можно вы-

разить через фазы δ_l — ядерного, η_l — ne - и ε_l — поляризационного рассеяний:

$$f_t = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) \{S_l \exp [2i(\eta_l + \varepsilon_l)] - 1\} P_l(\cos \varphi), \quad (47)$$

где S_l — матрица ядерного рассеяния. В качестве матрицы ядерного рассеяния можно взять в первом приближении общепринятую

$$S_l = \left(1 - \sum_i \frac{i \Gamma_{ni}}{\Delta E_i + i \Gamma_i / 2} \right) \exp (2i \delta_l), \quad (48)$$

где $\Delta E_i = E - E_i$, E_i — энергия i -го резонанса, Γ_{ni} , Γ_i — нейтронная и полная ширины i -го резонанса.

В случае низких энергий, когда для ядра существенно лишь s -рассеяние, выражение (47) можно привести к виду:

$$f_t = \frac{1}{2ik} (S_0 - 1) \exp [2i (\eta_0 + \varepsilon_0)] + \frac{1}{k} \sum_l (2l+1) \sin (\eta_l + \varepsilon_l) \exp [i (\eta_l + \varepsilon_l)] P_l(\cos \varphi). \quad (49)$$

Рассмотрим сначала случай потенциального рассеяния (без учета резонансов). Если для определения ne - и поляризационного ($f_n(\varphi)$) рассеяний воспользоваться первым борновским приближением, то получим

$$f_t = \frac{1}{2ik} [\exp (2i \delta_0) - 1] \exp [2i (\varepsilon_0 + \eta_0) + f_n(\varphi) + Zf(\sin \varphi / \lambda) a_{ne}], \quad (50)$$

где $f(\sin \varphi / \lambda)$ — атомный формфактор, $\varepsilon_0 = M\alpha_n (Ze/h)^2 (k/R - \pi k^2/3) + \dots$ — фаза поляризационного рассеяния [10], α_n — коэффициент

электрической поляризуемости нейтрона, $\eta_0 = ka_{ne}/2 \int_0^\pi f(\sin \varphi / \lambda) \sin \varphi d\varphi$

— фаза ne -рассеяния [10]. Из (50) следует, что

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} f_t &= \sin \delta_0 \cos [\delta_0 + 2(\eta_0 + \varepsilon_0)] / k + f_n(\varphi) + Zf(\sin \varphi / \lambda) a_{ne} = \\ &= -b_{\text{coh}} A / (A + 1), \end{aligned} \quad (51)$$

$$\operatorname{Im} f_t(0) = \sin \delta_0 \sin [\delta_0 + 2(\eta_0 + \varepsilon_0)] / k = k \sigma_{\text{tot}} / (4\pi). \quad (52)$$

Выражения (51) и (52) содержат неизвестные δ_0 , a_{ne} и α_n , которые можно найти, подставив в (51) и (52) экспериментальные значения b_{coh} и σ_{tot} , полученные при нескольких энергиях.

С учетом резонансов уравнения (51) и (52) имеют вид

$$\operatorname{Re} f_t = \frac{1}{k} \left\{ \sin \delta_0 \cos [\delta_0 + 2(\eta_0 + \varepsilon_0)] - \frac{1}{2} \cos 2(\delta_0 + \eta_0 + \varepsilon_0) \sum_i \frac{g \Gamma_{ni} \Delta E_i}{\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4} - \frac{1}{2} \sin 2(\delta_0 + \eta_0 + \varepsilon_0) \sum_i \frac{\Gamma_{ni} \Gamma_i/2}{(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)} \right\} \approx \delta_0/k - \frac{1}{2k} \sum_i \frac{g \Gamma_{ni} \Delta E_i}{(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)}, \quad (51')$$

$$\operatorname{Im} f_t(0)/k = \sigma_{tot}/4\pi =$$

$$= \frac{1}{k^2} \left\{ \sin \delta_0 \sin [\delta_0 + 2(\eta_0 + \varepsilon_0)] - \frac{1}{2} \sin 2(\delta_0 + \eta_0 + \varepsilon_0) \sum_i \frac{g \Gamma_{ni} \Delta E_i}{(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)} + \frac{1}{4} \cos 2(\eta_0 + \varepsilon_0) \sum_i \frac{g \Gamma_n^2}{(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)} + \frac{1}{4} \cos 2(\eta_0 + \varepsilon_0) \sum_i \frac{g \Gamma_{ni} \Gamma_i}{(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)} \right\}, \quad (52')$$

откуда можно получить формулу, с помощью которой обрабатывались экспериментальные данные, полученные в [46]:

$$y = \sigma_{tot}(E')/4\pi - b_{coh}^2 A/(A+1) = a_{ne}^2 (Z-F)^2 - 2a_{ne} b_{coh} A(Z-F)/(A+1) - f^2 + 2a_{ne} fF + 2/3\pi k' R f b_{coh} (A/(A+1)) - (\Sigma_1 - \Sigma)[b_{coh} A/(A+1) - a_{ne}(Z-F) + \pi k' R f/3] + (\Sigma_1)^2/4 - \Sigma_1 \Sigma/2 + \Sigma_2/4 + \sigma_{abs}(E')/(4\pi), \quad (53)$$

где $f = \frac{M\alpha_n}{R} \left(\frac{Ze}{h} \right)^2$ — амплитуда рассеяния, обусловленная электрической

поляризуемостью нейтрона, $F = \frac{Z}{2} \int_0^\pi f(\sin \theta/\lambda) \sin \theta d\theta$ — проинтегриро-

ванный по углам атомный формфактор, E и E' — энергии нейтронов, при

которых измерены b_{coh} и σ_{tot} , $\sigma_{abs}(E') = \frac{\pi}{k'^2} \sum_i \frac{g_i \Gamma'_{ni} \Gamma_{\gamma i}}{(\Delta E_i'^2 + \Gamma_i'^2/4)}$ — сечение

поглощения, E_i , Γ_{ni} , $\Gamma_{\gamma i}$ — энергия, нейтронные и γ -ширины i -го резонанса,

$$\begin{aligned}\Sigma_1 &= \sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni} \Delta E_i}{k(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)}, \\ \Sigma &= \sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni}' \Delta E_i'}{k'(\Delta E_i'^2 + \Gamma_i'^2/4)}, \\ \Sigma_2 &= \sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni}^2}{k^2(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)}.\end{aligned}\quad (54)$$

Для висмута было найдено $y \approx 0,015 \div 0,020$ б/ср.

При условиях $E \ll E_i$ и $\Gamma_i \ll \Delta E_i$ члены, содержащие резонансы, можно представить в виде разложений в ряд по E/E_i и получить [46]:

$$p_1 = \Sigma_1 - \Sigma \simeq E' \frac{k' \sigma_{\text{abs}}(E')}{\pi \langle \Gamma_{\gamma} \rangle} \quad (55)$$

и

$$p_2 = \frac{1}{4} (\Sigma_1)^2 - \frac{1}{2} \Sigma_1 \Sigma + \frac{1}{4} \Sigma_2 \simeq \frac{1}{4} \sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni}^2}{k_i^2 E_i^2} - \frac{1}{4} \left(\sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni}}{k_i E_i} \right)^2 \quad (56)$$

(без учета межрезонансного интерференционного вклада $\sigma_{\text{int}}/(4\pi)$).

Вклад члена p_i в величину y можно определить, подставив в (55) численные значения $\sigma_{\text{abs}}(E)$ и $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$, известные из литературы (см., например, [17]). Так, например, для висмута произведение $p_1 b_{\text{coh}} = 5,12 \cdot 10^{-4}$ б/ср при энергии нейтронов 10 эВ. Что касается члена p_2 , учитывающего вклад резонансов, а также межрезонансного интерференционного члена, то его вклад в y , как показывают оценки, составляет для висмута несколько процентов, однако определить точное его значение не представляется возможным из-за отсутствия информации об уровнях с отрицательной энергией. Значение его следует варьировать, что и было сделано в работе [46], и выбирать, исходя из лучшего описания экспериментальных данных (об аналитическом определении $p_2 + \sigma_{\text{int}}/(4\pi)$ см. ниже).

Измерения в работе [46] проводились на 60-метровой пролетной базе как с расплавленным, так и с твердым образцом висмута толщиной 18 мм. Уровень фона, измеренного с помощью помещения в пучок пластин родия,

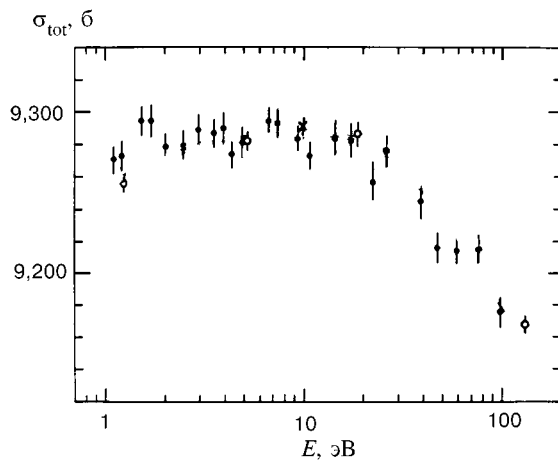


Рис.4. Зависимость σ_{tot} от энергии нейтронов E : (●) — данные ЛНФ [46]; (○) и (×) — данные гархингской лаборатории [43,44,53]

серебра и вольфрама (энергии резонансов 1,26; 5,19 и 18,83 эВ), был низким (при энергиях 1÷6 эВ он составлял $0,3 \pm 0,4\%$ и не превышал 1,5% при энергии порядка 20 эВ). Детектором служил наполненный газом до давления 8 атм ^3He -счетчик. Поправка на мертвое время была найдена путем пропускания нейтронов через свинцовые пластины различных толщин. Она не превышала 1,5%. Расстояние между детектором и образцом (порядка 2 м) исключало возможность влияния на энергетический ход σ_{tot} рассеяния нейтронов на малые углы (об этом эффекте см. ниже). Энергетическая зависимость полного сечения взаимодействия нейтронов с висмутом, полученная в работе [46], приведена на рис.4. Предварительно в экспериментальные данные, обработанные в интервале энергий 1÷20 эВ, вносились поправки, вызванные швингеровским рассеянием и агрегатным состоянием образца. Для висмута они не превышали 0,8% от полного сечения. На том же рисунке приведены значения $\sigma_{\text{tot}}(E)$, измеренные в гархингской лаборатории (Мюнхен) [43,44,53]. Они были использованы для определения абсолютных значений σ_{tot} , полученных в работе [46]. Межрезонансный интерференционный член был получен с помощью соответствующих матриц рассеяния (см. ниже). Для известных резонансов висмута он составлял при энергии нейтронов 10 эВ: $\Delta\sigma_{\text{int}} = 0,108 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, что приблизительно в 90 раз меньше полного сечения висмута. При энергиях менее 50 эВ для висмута его можно считать практически не зависящим от энергии нейтронов. Вследствие этого добавление к члену p_2 (см. ф-лу (56)) дополнительного вклада $\Delta\sigma_{\text{int}}$ не может изменить результат определения a_{ne} в работе [46],

хотя, конечно, изменит аналитическое выражение p_2 . В работе [46] член p_2 считался неизвестным и варьировался, чтобы достигнуть лучшего описания экспериментальных данных формулой (53). Экспериментальные данные обрабатывались методом наименьших квадратов. Значение члена p_2 было найдено равным $-0,0023$ б/ср. С таким значением p_2 были обработаны отдельно данные работ гархингской группы [43,44,53]. Результаты обработки приведены в табл.1.

Таблица 1

Эксперимент	a_{ne} , фм
Гархинг [43,44,53]	$(-1,57 \pm 0,10) \cdot 10^{-3}$
Дубна [46]	$(-1,55 \pm 0,11) \cdot 10^{-3}$

Таким образом, после обработки результатов гархингского эксперимента с учетом определенного в работе [46] значения p_2 видно увеличение абсолютного значения a_{ne} , приведенного в табл.1, примерно в 1,2 раза и $\langle r_{E,in}^2 \rangle_N < 0$. Полученные данные о значении a_{ne} согласуются с данными дифракционных измерений в Дубне [31], проведенных с монокристаллами вольфрама.

В 1994—1995 гг. в ЛНФ ОИЯИ также получен [54] еще один результат измерения длины рассеяния нейтрона на электроне. Измерения полного нейтронного сечения проводились на образце свинца, содержащего 98,3% изотопа ^{208}Pb и имеющего чистоту 99,98%. Образец представлял собой металлический цилиндр диаметром 15 мм и толщиной 20,8 мм. Диаметр нейтронного пучка составлял 11 мм на поверхности образца. Измерения проводились на 70-метровой пролетной базе бустера ИБР-30 по методу времени пролета. Нейтронный детектор представлял собой цилиндр длиной 20 см и был наполнен ^3He до давления 10 атм. Детектор устанавливался на расстоянии 1 м от образца, и при энергиях нейтронов от 1 эВ до 24 кэВ, таким образом, исключалось возможное влияние рассеяния на малые углы на энергетический ход сечения свинца (об этом влиянии см. ниже). Чтобы узнать вклад фона в измеряемое полное сечение свинца при энергии нейтронов до 100 эВ, применялись «черные» фильтры из Cd, Ag, W и Co. Второй диапазон энергии нейтронов 3+8 кэВ выделялся в дополнение к методу времени пролета четырехсантиметровым фильтром из Na_2CO_3 (резонанс

^{23}Na при энергии 2,85 кэВ) и десятисантиметровым фильтром ^{60}Ni , имеющего сильное изменение сечения от 0,01 до 200 б в интервале энергий нейтронов 4÷12 кэВ. Наконец, третий интервал в районе 24 кэВ дополнительно выделялся с помощью фильтров железа (24 см) и алюминия (10 или 20 см).

Одной из существенных поправок, вносимых авторами работы при определении абсолютного значения σ_{tot} , была поправка на мертвое время электронной системы (включая детектор). Погрешность в измерении σ_{tot} при внесении такой поправки достигала значения порядка $\Delta\sigma_{\text{tot}} \approx \pm 7$ мб. Однако, поскольку величина a_{ne} зависит главным образом от энергетического хода кривой $\sigma_{\text{tot}}(E)$, введение поправки на мертвое время вряд ли сильно скажется на определяемой величине a_{ne} . Сечение рассеяния σ_s было получено из σ_{tot} после вычитания сечения захвата, вклада твердотельных эффектов и сечения швингеровского рассеяния. Наконец, сечение потенциального рассеяния нейтронов $\sigma_{\text{pot}}^{208}$ на изотопе свинца-208 определялось из σ_s . При этом учитывался вклад остальных изотопов и s -волновых резонансных эффектов нуклида ^{208}Pb .

Полагая $\sigma_{\text{pot}}^{208} = (4\pi/k^2) \sin^2\delta_0$, где $\delta_0 = -k(R + a_{ne}ZF + a_pQ)$ — суммарная фаза рассеяния, $R = R_0 - hE$, h учитывает вклад неизвестных резонансов ^{208}Pb , a_p — амплитуда рассеяния, обусловленного электрической поляризуемостью нейтрона, $Q = 1 - (5\pi/18)kR_N + \dots$, F — проинтегрированный по углам атомный формфактор, проводили фитирование параметров R_0 , h , a_{ne} и a_p . В результате для a_{ne} было получено

$$a_{ne} = (-1,67 \pm 0,16) \cdot 10^{-3} \text{ фм} \quad (57)$$

при значении χ^2 примерно вдвое меньше, чем при $a_{ne} = -1,32 \cdot 10^{-3}$ фм. Однако измерения [54], проведенные в ЛНФ, не достигли пока нужной точности, чтобы делать уверенные выводы о величине a_{ne} .

Из имеющихся к настоящему времени экспериментов заслуживают внимания результаты совместной австрийско-американской работы, выполненной в 1992—1995 гг. в Ок-Ридже на импульсном нейтронном источнике ORELA [45]. Эксперименты в основном базировались на подходе, положенном в основу более ранних измерений [20]. Однако был сделан целый ряд существенных усовершенствований. В основном они заключаются в следующем. Использование метода времени пролета позволило значительно более корректно определять энергию нейтронов, чем это делалось авторами рабо-

Таблица 2

Авторы	Метод	Мишень	Величина эффекта	$a_{ne} \cdot 10^{+3}$, фм
В.Хавенс и др., [18] 1947—1951 гг.	Энергетическая зависимость полного сечения	Свинец и висмут	$\Delta \sigma_{ne} / \sigma_{tot} \approx 1,5\%$	$1,91 \pm 0,36$
Д.Юз и др., [25] 1952—1953 гг.	Отражение нейтронов	Зеркало O_2 —Bi	$\Delta \theta / \theta \approx 50\%$	$1,39 \pm 0,13$
Е.Мелконьян и др. [20] 1959 г.	Энергетическая зависимость полного сечения	Висмут	$\Delta \sigma_{ne} / \sigma_{tot} \approx 1,5\%$	$1,56 \pm 0,05$
В.Крон, Г.Ринго, [15] 1966—1973 гг.	Асимметрия рассеяния	Благородные газы	$\Delta \sigma_{ne} / \sigma_{tot} \approx 0,5\%$	$1,33 \pm 0,03$
Л.Кестер и др. [43,44,47,49] 1976—1995 гг.	Энергетическая зависимость полного сечения и измерение длин рассеяния	Висмут, свинец и свинец-208	$\Delta \sigma_{ne} / \sigma_{tot} \approx 1,2\%$	$1,32 \pm 0,03$
Ю.Александров и др. [46] 1985 г.	Энергетическая зависимость полного сечения	Висмут	$\Delta \sigma_{ne} / \sigma_{tot} \approx 1,2\%$	$1,55 \pm 0,11$
С.Копецкий и др. [45,63] 1994—1995 гг.	Энергетическая зависимость полного сечения	Свинец (72,5% ^{208}Pb)	$\Delta \sigma_{ne} / \sigma_{tot} \approx 1,2\%$	$1,31 \pm 0,03 \pm 0,04$
Т.Еник и др. [54] 1995 г.	Энергетическая зависимость полного сечения	Свинец-208	$\Delta \sigma_{ne} / \sigma_{tot} \approx 1,2\%$	$1,67 \pm 0,16$
Ю.Александров и др. [31,35] 1974—1985 г.	Дифракция нейтронов	Вольфрам-186, монокристалл	$\Delta \sigma_{ne} / \sigma_{tot} \approx 20\%$	$1,60 \pm 0,05$

ты [20], использующими кристаллический спектрометр (энергии 0,1, 0,28, 1,0 и 4 эВ). Примесь нейтронов иных энергий от более высоких порядков отражений, имевшаяся в работе [20], таким образом, была устранена. При проведении измерений по методу времени пролета не нужно было изменять геометрию эксперимента. Она одна и та же для всех энергий нейтронов падающего пучка, в то время как в работе [20] следовало изменять угол рассеяния кристаллического спектрометра. Благодаря увеличению толщины образца чувствительность данной работы к измеряемому *ne*-эффекту была выше, чем в прежнем эксперименте [20]: изменение пропускания образца из-за *ne*-взаимодействия составляло $\approx 3\%$ при изменении энергии нейтронов от 0,1 до 2 эВ (в [20] оно было около 1,4%).

Детектор представлял собой литиевое стекло и был расположен на расстоянии 18,8 м от нейтронного источника. Расстояние от источника до образца и резонансных фильтров для определения фона составляло 5, 9 и 10 м. В интервале нейтронных энергий от 0,1 до 100 эВ отношение числа полезных отсчетов к фону достигало 1500. Мертвое время системы составляло менее 0,5% для нейтронного пучка без образца и порядка 0,1% с образцом.

Пропускание пучка нейтронов через образец:

$$T(E) = \exp[-\sigma_{\text{tot}}(E)N], \quad (58)$$

где $N = 0,154$ атом/б — толщина используемого образца.

Полное нейтронное сечение

$$\sigma_{\text{tot}}(E) = \sigma_{\text{coh}}(E)S_{\text{coh}}(E) + \sigma_{\text{inc}}(E)S_{\text{inc}}(E) + \sigma_{\text{abs}}(E), \quad (59)$$

где $S_{\text{coh}}(E)$ и $S_{\text{inc}}(E)$ — функции, описывающие поправки, обусловленные агрегатным состоянием образца.

Изотопический состав используемого свинцового образца 72,54% ^{208}Pb , 1,65% ^{207}Pb , 25,82% ^{206}Pb и 0,5% ^{204}Pb обеспечивал очень небольшое сечение захвата нейтронов σ_{abs} (при 1 эВ порядка 3 мб). Образец находился в жидком состоянии при температуре ~ 625 К.

Сечение когерентного рассеяния (в первом борновском приближении)

$$\sigma_{\text{coh}}(E) = 4\pi\{a_{\text{coh}}(E) + a_R(E) - a_{ne}Z[1 - f(\sin\theta/\lambda)] + a_p(E)\}^{2+} \sigma_{\text{Sch}}(E), \quad (60)$$

где $a_{\text{coh}}(E)$ — длина ядерного когерентного рассеяния, $a_R(E)$ — длина резонансного ядерного рассеяния, $a_p(E)$ — длина рассеяния, обусловленная электрической поляризуемостью нейтрона, $\sigma_{\text{Sch}}(E)$ — сечение швингеровского рассеяния.

Полученные из эксперимента данные по пропусканию обрабатывались по методу наименьших квадратов. Варьировалась величина a_{ne} и нормировочный параметр (ядерная когерентная длина рассеяния висмута) в интервале энергий 0,1 ÷ 360 эВ. В результате определен

$$a_{ne} = (-1,31 \pm 0,03 \pm 0,04) \cdot 10^{-3} \text{ фм}, \quad (61)$$

откуда следует согласно (16) и (20)

$$\langle r_E^2 \rangle = (-0,113 \pm 0,003 \pm 0,004) \text{ фм}^2 \quad (62)$$

или $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle > 0$ (согласно (19)). Первая погрешность в (61) и (62) — статистическая, вторая — систематическая. Главным образом, погреш-

ности (точнее, $\approx 75\%$) вызваны неточностями при вычислении поправок, обусловленных агрегатным состоянием вещества. Остальные 25% погрешности вызваны неточностями при определении фона, вклада резонансного рассеяния и мертвого времени системы.

Следует заметить, что, поскольку поправочные функции $S_{\text{coh}}(E)$ и $S_{\text{inc}}(E)$ сильно возрастают при уменьшении энергии нейтронов, фитирование данных по пропусканию проводилось для различных энергетических интервалов независимым образом. Важно отметить также, что величина a_{ne} зависит лишь от энергетической зависимости $\sigma_{\text{tot}}(E)$, но не от абсолютного значения σ_{tot} .

Результаты измерений длин ne -рассеяния, проводившихся в период 1947—1995 гг., приведены в табл.2.

Как видно из табл.2, чтобы выявить вклад $a_{ne} - a_F = (Me^2/3h^2) \langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N$, т.е. измерить внутренний зарядовый радиус нейтрона $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N^{1/2}$, нужно увеличить точность измерений. Все, что можно пока сказать о значении $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N^{1/2}$ — это то, что оно мало и, видимо, не превышает 0,1 фм.

Интересно отметить, что, если бы нейтрон имел значение $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N^{1/2}$ такое же, как у протона (0,83 фм), то a_{ne} имело бы значение порядка 10^{-2} фм, т.е. примерно в 6—8 раз больше значений, приведенных в таблице.

Из таблицы также следует, что имеются две группы экспериментальных результатов: $\langle a_{ne} \rangle = -1,30(3) \cdot 10^{-3}$ фм ($\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N > 0$) и $\langle a_{ne} \rangle = -1,58(3) \cdot 10^{-3}$ фм ($\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N < 0$). Корректное согласование двух групп результатов и выяснение причин расхождения было бы очень важным для теории [10,55].

5. ВНОСИМЫЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПОПРАВКИ. ИСТОЧНИКИ ВОЗМОЖНЫХ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ

Определение длины рассеяния a_{ne} базируется на прецизионных измерениях полных нейтронных сечений и длин рассеяния ($\Delta \sigma_{\text{tot}} / \sigma_{\text{tot}} = \Delta a / a \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$). При достижении таких точностей необходимо внести целый ряд поправок, кроме того, возникают трудности в обнаружении и устранении возможных источников систематических погрешностей (см., например, [56]).

1. Необходимо располагать надежными методами определения фона. Как правило, фон не должен превышать 1—2% от измеряемой полезной

интенсивности. Он не должен резко меняться в зависимости от варьируемого в эксперименте параметра (например, энергии нейтронов или угла рассеяния).

2. При измерении полных сечений необходимо свести к минимуму поправку на просчеты детектора при больших импульсных нагрузках. Как правило, мертвое время детектора и тракта электроники должно быть не более 0,5 мкс.

3. Следует быть очень внимательным к эффектам, искажающим непосредственно измеряемые величины. Так, при измерении полных сечений на больших пролетных базах (см., например, [45]) при малом телесном угле детектора энергетический ход сечения может исказиться вследствие рассеяния нейтронов в образце на малые углы. При достаточно большом телесном угле малоугловое рассеяние нейтронов всегда лежит внутри площади детектора и не оказывает влияния на измерение пропускания при различных энергиях, хотя рассеяние на малые углы сильно меняется с энергией нейтронов. Малоугловое рассеяние охватывает диапазон углов рассеяния от одной угловой секунды до нескольких градусов при длине волны нейтрона от 1 до 20 Å. Формулу для дифференциального сечения рассеяния нейтронов на малые углы можно найти в целом ряде опубликованных работ, в частности, в [57,58]. Для имеющихся в образце сферических неоднородностей радиуса R (обычно $R \approx 20\text{--}40$ Å), сечение имеет вид

$$\sigma_{sa}(\theta) = Na^2 \exp(\kappa^2 R^2 / 5), \quad (63)$$

где $\kappa = 2k \sin(\theta/2) \approx k\theta$, a — длина рассеяния, N — число рассеивающих атомов в каждой неоднородности. Малоугловое рассеяние нейтронов происходит на отдельных неоднородностях, вследствие чего появляется дополнительная составляющая рассеянного образцом нейтронного пучка. Сечение $\sigma_{sa}(\theta)$ при $\theta = 0$, т.е. вперед, может быть очень значительным, однако оно быстро спадает с ростом угла рассеяния.

Причины, обуславливающие рассеяние на малые углы, разнообразны (кластеры дефектов структуры, магнитные гетерофазные флуктуации и т.п.). Следует заметить, что гетерофазные флуктуации могут носить динамический характер, т.е. число и размер их могут меняться со временем. Микроскопическое описание их исследуется группой теоретиков ОИЯИ (см., например, [37,38]).

Для экспериментального изучения рассеяния нейтронов на малые углы в мире создано большое число установок. Одна из них существует в ПИЯФ (Гатчина). Рассеяние нейтронов на малые углы образцом вольфрама-186 [35] изучалось именно на этой установке. Следует заметить, что, как правило, почти на всех твердых веществах рассеяние нейтронов на малые

углы имеет место. На установке ПИЯФ оно было обнаружено даже на кадмии (при $\lambda \approx 8,8 \text{ \AA}$) [35].

Систематические погрешности могут возникнуть также при недостаточно корректной обработке экспериментальных данных, в частности, при учете резонансного ядерного рассеяния. При анализе данных по полным сечениям необходимо учитывать влияние резонансов, расположенных далеко от исследуемого энергетического интервала. Если для уровней с положительной энергией такую процедуру, в принципе, можно провести для всех известных резонансов, то для уровней с отрицательной энергией она невозможна из-за скудости информации о таких уровнях. Подобные некорректности при анализе полученных экспериментальных данных были допущены, например, в работах [44,49].

В ряде работ (см., например, [54]) влияние далеких от исследуемой области энергий резонансов (в том числе и при отрицательных энергиях нейтронов) учитывалось путем добавления к радиусу рассеяния дополнительного члена hE , где h — параметр, получаемый при разложении в ряд по E/E_i первого резонансного члена в уравнении (52’):

$$h = -2276(A + 1)/(A) \sum g \Gamma_h^0/E_i^2 \text{ фм/эВ}. \quad (64)$$

Параметр h можно оценить также, измеряя энергетическую зависимость в широком интервале энергий. Подобная работа для ^{208}Pb была проведена в исследовании [59]. Здесь важно отметить также, что при обработке разности $y = \sigma_{\text{tot}}/4\pi - b_{\text{coh}}^2$ для четно-четных ядер (например, ^{208}Pb) резонансное рассеяние практически не сказывается на результатах определения величины a_{ne} (см. разд.6)

4. В электронвольтном интервале энергий следует учесть поправки, обусловленные как интерференционным эффектом от ядер, соседних с рассматриваемым ядром, внедренным в кристаллическую решетку, так и тепловым движением атомов (эффект Доплера). Данные поправки были рассмотрены в ряде работ [60—62]. Обе поправки уменьшаются с ростом энергии нейтронов, и уже при $E \geq 1$ эВ можно воспользоваться интерференционным членом вида [60]:

$$\Delta \sigma / = I \lambda^2 / (8\pi V_0^{2/3}), \quad (65)$$

где I — коэффициент, равный для жидкого свинца и висмута 2,885, а V_0 — объем атома. Доплеровская поправка определяется выражением [61]:

$$\sigma / \sigma_{\text{free}} = 1 + \frac{k_B T}{2E} \frac{m}{M}, \quad (66)$$

где m — масса нуклона, M — масса атома, k_B — константа Больцмана, T — температура образца в градусах Кельвина.

Аналогичные формулы можно получить и из данных [63], в результате имеем

$$S_{\text{coh}}(E) = 1 + \frac{k_B T}{2E} \frac{m}{M} - \frac{C(T)}{E} \quad (67)$$

и

$$S_{\text{inc}}(E) = 1 + \frac{k_B T}{2E} \frac{m}{M}. \quad (68)$$

Величина $C(T)$ зависит как от материала образца, так и от его температуры. В работе [63] она была определена для интервала энергий нейтронов 0,001 ÷ 500 эВ для жидкого свинца. Результаты приведены в табл.3.

Таблица 3

Температура, К	603	623	673	763
$C(T)$, 10^{-3} эВ	0,963	0,952	0,935	0,931
$l \lambda^2 / (8\pi V_0^{2/3}) E$, 10^{-3} эВ	0,966	0,966	0,966	0,966

Погрешность при определении $C(T)$ не превышает 5%.

5. В полученные экспериментальные данные следует внести поправку на швингеровское рассеяние, вызванное взаимодействием движущегося магнитного момента нейтрона с кулоновским полем ядра. Амплитуда швингеровского рассеяния, как известно, имеет вид [10]:

$$f_{\text{shv}}(\varphi) = \frac{i}{2} (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}) \mu_n \left(\frac{h}{Mc} \right) \left(\frac{Ze^2}{hc} \right) [1 - f(q)] \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2}, \quad (69)$$

где $f(q) = \frac{4\pi}{Z} \int_0^\infty \frac{\sin(qr)}{qr} \rho(r) r^2 dr$ — атомный формфактор, хорошо известный

из теории рассеяния рентгеновского излучения атомами, $q = 2k \sin(\varphi/2)$, $\rho(r)$ — плотность электрического заряда в точке, $\boldsymbol{\sigma}$ — спиновая матрица, вектор \mathbf{n} связан с \mathbf{k} и \mathbf{k}_0 соотношением $[\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_0] = \mathbf{n} k^2 \sin \varphi$, где, в свою очередь, \mathbf{k} и \mathbf{k}_0 — конечный и начальный волновые векторы рассеяния.

При измерении пропускания швингеровское рассеяние следует учитывать согласно формуле:

$$\sigma_{\text{shv}} = \frac{\pi}{2} \mu_n^2 \left(\frac{h}{Mc} \right)^2 \left(\frac{Ze^2}{hc} \right)^2 \int_{\varphi_0}^{\pi} [1 - f(q)]^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi}{2} \sin \varphi d\varphi, \quad (70)$$

где угол рассеяния φ_0 выбирается, исходя из геометрии эксперимента.

Примеры численных значений вводимых в σ_{tot} поправок для свинца-208 в зависимости от энергии нейтронов приведены в табл.4.

Таблица 4

Энергия, эВ	Поправки к измеренным полным сечениям (в барнах)		
	S_{coh}	$\Delta \sigma = \sigma_{\text{exp}}(1 - S_{\text{coh}})$ ($\sigma_{\text{exp}} = 11$ б)	Швингеровское рассеяние (σ_{shv} , б)
1,26	0,9993436	0,0072	0,0029
5,19	0,9998407	0,0018	0,0046
10,1	0,9999181	0,0009	0,0055

6. Следует быть внимательным при введении в сечение поправки, учитывающей влияние p -волнового рассеяния. Оценки показывают, что сечение p -волнового рассеяния ($\sigma_1 = 4\pi / (k^2) 3\sin^2\delta_1$) составляет $\sim 0,5\%$ от s -волнового ($\sigma = 4\pi / (k^2) \sin^2\delta_0$) при энергии нейтронов порядка 20 кэВ. Для того чтобы учесть p -волновое рассеяние, нужно определить фазу δ_1 . В случае нейтронов можно воспользоваться соотношениями, опубликованными в [64]:

$$\exp(2i\delta_l) = \frac{G_l(R) - iF_l(R)}{G_l(R) + iF_l(R)}, \quad (71)$$

где R — радиус канала $G_l(R) = -\sqrt{\pi k R/2} N_{l+1/2}(kR)$, $F_l(R) = -\sqrt{\pi k R/2} J_{l+1/2}(kR)$. При малых энергиях ($kR \ll 1$) из (71) можно получить известное предельное выражение:

$$\delta_l \approx \frac{-(kR)^{2l+1}}{(2l-1)!!(2l+1)!!} \quad (72)$$

или $\delta_1 = -(kR)^3/3$. Вычисления [65], проведенные И.Гусевой (ПИЯФ, Гатчина), показали, что разница между значениями σ_1 при использовании (71) и (72) составляет 10% при $E = 24$ кэВ, 25% при $E = 45$ кэВ и 40% при $E = 145$ кэВ. Данный результат означает, что при оценках следует пользоваться выражением (71). Что касается эксперимента, то следует найти,

если это возможно, экспериментальные пути для определения p -волнового рассеяния, что и было сделано, например, в работе [66].

7. Следует заметить [56], что в ряде работ (например, [67,68]), использующих при обработке результатов измерений фитирование разложения полного сечения потенциального рассеяния по степеням волнового вектора k :

$$\sigma_s(k) = \sigma_s(0) + ak + bk^2 + ck^3 + dk^4 + \dots, \quad (73)$$

отсутствует, в частности, член, пропорциональный k^3 . Выражение (73), однако, можно получить, разлагая в ряд соотношение, описывающее сечение потенциального рассеяния $\sigma_s = 4\pi/(k^2) \sin \delta_0 \sin(\delta_0 + 2\eta_0)$ (см.(52)).

При этом в уравнении (73) член, пропорциональный k^3 , должен присутствовать. Отношение данного члена к члену, пропорциональному волновому вектору k , составляет $2(kR)^2/3$ и равно 7% при энергии 20 кэВ, 10% при энергии 40 кэВ и 20% при энергии 145 кэВ. Следовательно, член, пропорциональный k^3 , необходимо учитывать при обработке экспериментальных данных. Особенно это важно при проведении измерений при сравнительно больших энергиях (в килоэлектронвольтовом интервале энергий), например, при попытках [67,68] измерения электрической поляризуемости нейтрона. Следует заметить также, что форма записи сечения рассеяния нейтрона по степеням его волнового числа годится лишь в том диапазоне значений энергий, где законно выполнение равенства $\sin \delta_0 \approx \delta_0$, т.е. не более чем до нескольких единиц килоэлектронвольт. В противном случае следует учесть также, что фаза рассеяния стоит еще и под знаком косинуса.

6. УЧЕТ МЕЖРЕЗОНАНСНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

Отсутствие в выражении для сечения рассеяния межрезонансных интерференционных членов является следствием определенного вида компонент S -матрицы, что определяет аддитивность вкладов отдельных резонансов в матрицу рассеяния. Такое описание является приближенным. Однако уже довольно давно известны S -матрицы, учитывающие явление межрезонансной интерференции при рассеянии нейтронов ядрами (см., например, [69—71]). Одна из них имеет вид [71]:

$$S_{mn} = \left(1 - i \sum_i \frac{\alpha_{ni} + i \beta_{ni}}{E - \mu_j + i\nu_j} \right) \exp(2i \delta_{\text{pot}}), \quad (74)$$

где $\Sigma(\alpha_{nj} + i\beta_{nj}) = \Sigma\Gamma_{nj}$, $\Sigma\beta_{nj} = 0$, $\mu_j = \text{Re}\tilde{E}_j$, $\nu_j = \text{Im}\tilde{E}_j$, \tilde{E}_j — комплексная энергия j -го резонанса (при $\beta_{nj} = 0$ $\tilde{E}_j = E_j + i(\Gamma_j/2)$). При $\beta_{nj} = 0$ σ_{tot} представляет собой сумму брейт-вигнеровских членов, учитывающих лишь интерференцию между потенциальным и резонансным рассеянием. При учете всех резонансных уровней выражения (74) расчет σ_{tot} по формуле

$$\sigma_{\text{tot}} = 2\pi g(1 - \text{Re} S_{nn})/k^2 \quad (75)$$

довольно сложен. В книге [72] из выражений (74) и (75) получена двух-уровневая формула для σ_{tot} , качественно интерпретирующая все основные особенности корреляций между значениями резонансных параметров уровней. Она имеет вид

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{pot}} + \frac{2\pi g}{k^2} \left[\frac{G_1\nu_1 + H_1(\mu_1 - E)}{(\mu_1 - E)^2 + \nu_1^2} + \frac{G_2\nu_2 + H_2(\mu_2 - E)}{(\mu_2 - E)^2 + \nu_2^2} \right], \quad (76)$$

где

$$G_1 = \alpha_{1n} \cos 2\delta_{\text{pot}} - \beta_n \sin 2\delta_{\text{pot}}, \quad G_2 = \alpha_{2n} \cos 2\delta_{\text{pot}} - \beta_n \sin 2\delta_{\text{pot}},$$

$$H_1 = \beta_n \cos 2\delta_{\text{pot}} - \alpha_{1n} \sin 2\delta_{\text{pot}}, \quad H_2 = -\beta_n \cos 2\delta_{\text{pot}} - \alpha_{2n} \sin 2\delta_{\text{pot}}$$

$$\alpha_{1n} + i\beta_n = \tilde{\Gamma}_{1n} \quad \alpha_{2n} + i\beta_n = \tilde{\Gamma}_{2n}$$

$$2\tilde{E}_{1,2} = E_1 - i\Gamma_1/2 + E_2 - i\Gamma_2/2 \mp [(E_2 - i\Gamma_2/2 - E_1 + i\Gamma_1/2)^2 - \Gamma_{12}^2]^{1/2},$$

$$\tilde{\Gamma}_{1n} = \Gamma_{1n} \cos^2\varphi + \Gamma_{2n} \sin^2\varphi + \Gamma_{1n}^{1/2} \Gamma_{2n}^{1/2} \sin 2\varphi,$$

$$\tilde{\Gamma}_{2n} = \Gamma_{2n} \cos^2\varphi + \Gamma_{1n} \sin^2\varphi - \Gamma_{1n}^{1/2} \Gamma_{2n}^{1/2} \sin 2\varphi,$$

$$B = i\Gamma_{12}[(E_2 - E_1 - i\Gamma_2/2 + i\Gamma_1/2)^2 - \Gamma_{12}^2]^{-1/2},$$

$\varphi = \arcsin(B/2)$, $\Gamma_{12} = (\Gamma_1\Gamma_2)^{1/2}$, в нашем случае $\Gamma_{12}^2 \ll (E_2 - E_1)^2$. Результаты вычисления межрезонансных интерференционных членов $\Delta\sigma_{\text{int}}$ при использовании формулы (75) для висмута (резонансные энергии $E_1 = 800$ эВ и $E_2 = 2310$ эВ) и ^{208}Pb (резонансные энергии $E_1 = 507$ кэВ и $E_2 = 1735$ кэВ) приведены в табл.5.

Знаки $\Delta\sigma_{\text{int}}$ определяются выбором знаков перед значениями квадратных корней из Γ_{1n} , Γ_{2n} , B и Γ_{12} . Из табл.5 следует, что вдали от резонансных энергий значения $\Delta\sigma_{\text{int}}$ практически не зависят от энергии и составля-

ют менее доли процента от величины σ_{tot} (0,2% σ_{tot} для висмута и 0,04% σ_{tot} для ^{208}Pb).

Таблица 5

Энергия, эВ	Висмут ($E_1 = 800$ кэВ, $E_2 = 2310$ кэВ)			Свинец-208 ($E_1 = 507$ кэВ и $E_2 = 1735$ кэВ)	
	1	16	50	1000	25000
$\Delta \sigma_{\text{int}}, 10^{-3}$ б	$\pm 20,7$	$\pm 20,0$	$\pm 20,5$	$\pm 4,9$	$\pm 4,2$

Другую формулу для S -матрицы можно взять, например, из работ [69,70]:

$$S_{cc'} = \exp(i \delta_{\text{pot},c} + i \delta_{\text{pot},c'}) \left[\delta_{cc'} + i \sum_{\lambda\lambda'} (\Gamma_{\lambda,c})^{1/2} (\Gamma_{\lambda',c'})^{1/2} A_{\lambda\lambda'} \right], \quad (77)$$

где $\delta_{cc'}$ — дельта-функция, а матрица, обратная матрице $A_{\lambda\lambda'}$:

$$(A^{-1})_{\lambda\lambda'} = (E_{\lambda} - E) \delta_{\lambda\lambda'} - i/2 \sum_c (\Gamma_{\lambda,c})^{1/2} (\Gamma_{\lambda',c})^{1/2}.$$

Используя выражения (75) и (77), можно получить

$$\Delta \sigma_{\text{int}} \approx \frac{g_+}{4k^2} \left\{ \sum_i \Gamma_{ni} \Delta E_i \frac{\sum_{i \neq j} \Gamma_j / \Delta E_j}{\Delta E_i^2 + \frac{1}{4} \left(\Gamma_i + \Delta E_i \sum_{j \neq i} \Gamma_j / \Delta E_j \right)^2} \right\} +$$

+ подобный член для другого спина (g_-). (78)

Для двух уровней висмута ($E_1 = 800$ эВ и $E_2 = 2310$ эВ) вычисления по формуле (78) дают результаты, совпадающие практически с данными, приведенными в табл.5. При учете же всех известных резонансов с энергией $E_j > 0$ ($0 < E_j < 265$ кэВ [17]) межрезонансный интерференционный член составляет $\Delta \sigma_{\text{int}} = 0,108$ б для висмута при энергии порядка 10 эВ (полное сечение висмута при этой энергии $\sigma_{\text{tot}} = 9,3$ б, т.е. в 90 раз больше).

Очень важно, однако, что вдали от резонансов $\Delta \sigma_{\text{int}}$ для висмута практически не зависит от энергии. Подтверждение этому можно найти в табл.5, а также анализируя выражение (78), откуда следует, что вдали от резонан-

сов $\Delta \sigma_{\text{int}} \sim \Gamma_{nj} \Gamma_{j+1} / k^2 \approx \text{const}$. Аналогичное утверждение относится также к работе [73], отмечающей необходимость учета межрезонансной интерференции, где при $\gamma^2 = \Gamma_n / (2kR)$

$$\Delta \sigma_{\text{int}} = R^2 \sum \sum \frac{\gamma_i^2 \gamma_j^2}{(E - E_i)(E - E_j)} \approx \text{const}. \quad (79)$$

Однако способ получения $\Delta \sigma_{\text{int}}$ в этой работе вызывает большие сомнения [74].

В работе [46] для определения величины a_{ne} анализировалось значение $y = \sigma_{\text{tot}}(E) / 4\pi - b_{\text{coh}}^2$, где b_{coh} — длина когерентного рассеяния. Выражение для y содержит, в частности, не зависящий от энергии член p_2 , который варьируется, чтобы достигнуть наилучшего описания полученных экспериментальных данных. Так как p_2 не зависит от энергии, введение в выражение σ_{tot} также постоянного члена $\Delta \sigma_{\text{int}}$ не может повлиять на результат определения a_{ne} в работе [46], хотя, конечно, несколько изменит аналитическое выражение p_2 .

С учетом (56) можно получить [75,76] формулу для суммы p_2 и межрезонансного интерференционного члена (78):

$$p_2 + \Delta \sigma_{\text{int}} / 4\pi = \frac{g_+ g_-}{4} \left[\sum_+ \frac{\Gamma_{ni}}{k_i E_i} - \sum_- \frac{\Gamma_{ni}}{k_i E_i} \right]^2 + \frac{g_+}{4k^2} \sum_i \frac{\Gamma_{ni}}{\Delta E_i} \sum_{j \neq i} \frac{\Gamma_{\gamma j}}{\Delta E_j} +$$

+ подобный член для другого спина (g_-). (80)

Второй и третий члены выражения (80) могут быть отрицательными. Их знаки зависят от расположения резонансов, их силы и энергии, при которой проводятся измерения. Таким образом, существует возможность для $p_2 + \Delta \sigma_{\text{int}} / 4\pi$ быть отрицательным, что и было получено для висмута в работе [46].

Для четно-четных ядер ($g_+ = 1, g_- = 0$):

$$p_2 + \Delta \sigma_{\text{int}} / 4\pi = \frac{1}{4k^2} \sum_i \frac{\Gamma_{ni}}{\Delta E_i} \sum_{j \neq i} \frac{\Gamma_{\gamma j}}{\Delta E_j}. \quad (81)$$

Для ^{208}Pb при энергии нейтронов, равной 1 эВ, $p_2 + \Delta \sigma_{\text{int}} / 4\pi \approx 6,3 \cdot 10^{-6}$ б/ср и при энергии 1970 эВ $p_2 + \Delta \sigma_{\text{int}} / 4\pi \approx 1,4 \cdot 10^{-7}$ б/ср, если в расчетах учитываются лишь известные резонансы при 507 и 1735 кэВ.

Учет найденного в работе [54] резонанса при отрицательной энергии нейтронов, равной -1900 кэВ, и $\Gamma_n^{(0)} = 2,3$ кэВ практически не меняет ситуацию. Вклад данного резонанса в $p_2 + \Delta \sigma_{\text{int}}/4\pi$ при энергии нейтронов 1970 кэВ не превышает $3 \cdot 10^{-7}$ б/ср.

Что касается величины $p_1 b_{\text{coh}}$, то ее значение (см.(53) и (55)) даже при энергии 1970 эВ не превышает $3 \cdot 10^{-4}$ б/ср.

Таким образом, влиянием резонансного рассеяния на определяемую величину a_{ne} для образца ^{208}Pb при энергии нейтронов до 1970 эВ можно пренебречь ($y = \sigma_{\text{tot}}/4\pi - b_{\text{coh}}^2 A^2 / (A+1)^2 \approx 0,01$ б/ср). Формула (53) для определения a_{ne} упрощается и при $\alpha_n \approx 0$ (согласно последним экспериментальным данным α_n не превышает $0,5 \cdot 10^{-3}$ фм³, см., например, [49]) имеет вид

$$y = \sigma_{\text{tot}}/4\pi - b_{\text{coh}}^2 A^2 / (A+1)^2 = (Z-F)^2 a_{ne}^2 - 2a_{ne} b_{\text{coh}} (Z-F)A / (A+1), \quad (82)$$

откуда следует, что $\sigma_{\text{tot}}/4\pi = [b_{\text{coh}} A / (A+1) - a_{ne} (Z-F)]^2$ или

$$\sqrt{\sigma_{\text{tot}}/4\pi} = b_{\text{coh}} A / (A+1) - a_{ne} (Z-F). \quad (83)$$

Из (83) следует, что

$$a_{ne} = 1/\sqrt{4\pi} [\sqrt{\sigma_{\text{tot}}(E_1)} - \sqrt{\sigma_{\text{tot}}(E_2)}] / [F(E_1) - F(E_2)]. \quad (84)$$

Обработывая с помощью (84) результаты измерений итоговой работы Кестера и др. [49], можно получить (после введения в σ_{tot} поправок, обусловленных агрегатным состоянием вещества и швингеровским рассеянием) для энергий нейтронов $E_1 = 1,26$ эВ и $E_2 = 5,19$ эВ: $a_{ne} = (-1,58 \pm 0,30) \cdot 10^{-3}$ фм; для $E_1 = 1,26$ эВ и $E_2 = 1970$ эВ: $a_{ne} = (-0,26 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$ фм и для $E_1 = 5,19$ эВ и $E_2 = 1970$ эВ: $a_{ne} = (+0,10 \pm 0,29) \cdot 10^{-3}$ фм. Из полученных результатов напрашивается вывод о том, что величина σ_{tot} при энергии $E_2 = 1970$ эВ определена в работе [49] неправильно. Если принять, что $\sigma_{\text{tot}}(1970)$, равно $11,525$ б (вместо $11,479$ б, в [49]), то можно получить $a_{ne} = (-1,59 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$ фм (для $E_1 = 1,26$ эВ и $E_2 = 1970$ эВ) и $a_{ne} = (-1,61 \pm 0,29) \cdot 10^{-3}$ фм (для $E_1 = 5,19$ эВ и $E_2 = 1970$ эВ), что, по-видимому, близко к истине.

7. О СРАВНЕНИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С ТЕОРИЕЙ

Конечно, с точки зрения экспериментатора, вопрос о длине рассеяния a_{ne} — это вопрос эксперимента. Однако имеющиеся экспериментальные данные все же следует сопоставить с некоторыми современными идеями о внутренней структуре нейтрона. Такие идеи, как мне кажется, наиболее хорошо развиты в кварковых моделях, основы которых заложены в старой мезонной теории Юкавы. Уже из этой теории следует, что виртуальный процесс $n \rightarrow p + \pi^-$ дает отрицательный хвост в распределении электрического заряда в нейтроне (см. рис.5). Однако во всех старых статических представлениях о нуклоне не было ясно, что собой представляет центральная часть нуклона. Эта проблема была решена лишь в рамках современных идей о нуклоне. В 70-х годах была создана квантовая хромодинамика (КХД) — квантово-полевая теория сильных взаимодействий кварков и глюонов. КХД, в частности, обобщила имеющиеся представления о структуре адронов. Уравнения КХД, в отличие от уравнений Максвелла, оказываются нелинейными. В течение последних нескольких лет предпринимались попытки решить уравнения КХД. В отсутствие точных решений естественно воспользоваться феноменологическими моделями, отражающими свойства КХД. Одной из таких моделей является СВМ (Cloudy Bag Model), предложенная и развитая Томасом и др. [77]. Заметим, что основы кварковых моделей нуклонов-мешков были заложены в работах теоретиков ОИЯИ (Дубна), выполненных в середине 60-х годов. Видимо, П.Н.Боголюбов впервые окончательно сформулировал в 1967 г. [78,79] модель «дубненского мешка», представляющую собой систему релятивистских безмассовых кварков, движущихся свободно внутри сферического объема. Дальнейшее развитие дубненских идей привело к созданию кварковой (Massachusetts Institute of Technology) MIT-модели, главные свойства которой были затем положены в основу СВМ. Одним из существенных недостатков MIT-модели являлось то, что в ней нарушалась киральная симметрия. Для устранения этого потребовалось включить в модель взаимодействие кварков с пионным полем на поверхности мешка. Подобная гибридная модель кирального мешка (модель СВМ), как уже отмечалось, была разработана Томасом и др. В этой модели нуклон состоит из сферической статической полости

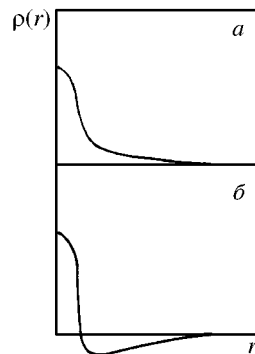


Рис.5. Ожидаемое распределение электрического заряда в нуклоне: а) протон; б) нейтрон

радиуса R , заполненной тремя валентными безмассовыми кварками. Вокруг мешка существует облако отрицательных пионов, которые могут поглощаться и испускаться поверхностью мешка. Отрицательные пионы простираются на расстояние порядка $h/(m_\pi c) > R$. Таким образом, в СВМ нуклон не является точечной частицей. Модель СВМ достаточно успешно описывает статические свойства нуклонов: магнитные моменты, формфакторы, зарядовые радиусы и т.п. Вычисления проводятся именно в статическом пределе ($M \rightarrow \infty$), нуклон считается покоящимся, а поправки, связанные с отдачей нуклона, вводятся позднее. Однако они довольно слабо влияют на полученные результаты (в [80], например, они изменяют вычисленный зарядовый радиус нейтрона не более чем на 6%).

Решающую роль при вычислении радиуса нуклона играет взаимодействие кварков с пионным полем. Так, для нейтрона в MIT-модели, где пионного поля нет, вычисленный радиус равен нулю. Следует заметить, что в СВМ вычисляется именно квадрат внутреннего зарядового радиуса нейтрона $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N$ согласно соотношению:

$$\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N = 1/(e) \int \rho_N(\mathbf{r}) r^2 d\mathbf{r}, \quad (85)$$

где $\rho_N(\mathbf{r}) = \rho_N^0(\mathbf{r}) + \rho_N^\pi(\mathbf{r})$. Первый член в последней формуле описывает кварковую зарядовую плотность, второй — пионную. Поскольку вычисления ведутся для покоящегося мешка-нуклона ($M \rightarrow \infty$), вычисляемая в СВМ величина (85) не должна содержать член Фолди (см.[80]), обусловленный явлением «Zitterbewegung» и, кроме того, обращающийся в нуль при $M \rightarrow \infty$. Ясно также, что величина (85) должна быть отрицательной, т.к. область $r > R$, где находятся отрицательные пионы, дает в интеграл (85) относительно больший вклад, чем при $r < R$. Положительная величина $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N$ согласно (85) получиться просто не может, что следует из распределения электрического заряда в нейтроне. Поэтому экспериментальные данные Крона и Ринго, групп Кестера и Копецкого (см. табл.2) противоречат современным наиболее развитым представлениям о структуре нейтрона (см. также [10,75,76,81]). Положительное значение $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N$ противоречит не только СВМ, но и другим теориям нуклона [82-84], которые также базируются на теории Юкавы. Практически невозможно получить $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N > 0$, следуя современным теоретическим концепциям.

Иногда возникает вопрос: с чем сравнивать результаты теоретических вычислений: с $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N$ или же с $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N + 3/(2) \mu_n (h/Mc)^2$? Этот вопрос обсуждался еще в конце 50-х — начале 60-х годов в рамках модели Чу и Лоу. Поскольку все вычисления радиусов нуклонов делаются в приближе-

нии неподвижного (без отдачи) тяжелого нуклона ($M \rightarrow \infty$) и в этом случае, $(\partial G_{EN}/\partial q^2)_{q^2=0} \rightarrow \langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N/6$, представляется корректным сравнивать результаты с $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N$, т.е. вычитать из измеренного значения a_{ne} амплитуду Фолди.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанные выше исследования, связанные с электромагнитной структурой нейтрона, ведутся уже более 50 лет. Несмотря на это отсутствует полная ясность даже в такой, казалось бы, надежно и сравнительно просто измеряемой в нейтронной физике низких энергий величине длины рассеяния нейтрона на электроны. В сущности, имеются два экспериментальных значения этой величины: $\langle a_{ne} \rangle = -1,58(3) \cdot 10^{-3}$ фм и $\langle a_{ne} \rangle = -1,30(3) \cdot 10^{-3}$ фм, хотя в обзоре автор пытался придерживаться точки зрения, что первое значение a_{ne} более предпочтительно. Если справедлива формула Фолди (8) (а в этом, вообще говоря, довольно трудно сомневаться), то первое значение a_{ne} ведет к отрицательному знаку квадрата внутреннего зарядового радиуса нейтрона $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N$ в области низких энергий, что подтверждает современные теоретические представления о нейтроне, его статические модели, при $M \rightarrow \infty$. Если же правильно второе экспериментальное значение $\langle a_{ne} \rangle = -1,30(3) \cdot 10^{-3}$ фм, тогда $\langle r_{E,\text{in}}^2 \rangle_N > 0$, и следует четко понимать, что в настоящее время не существует теоретических представлений, способных объяснить данный факт. В этом случае следует либо ясно сказать о том, что современное теоретическое описание структуры нейтрона при низких энергиях очень далеко от совершенства и не согласуется с экспериментальным значением a_{ne} , либо, хотя это и недостаточно корректно, просто игнорировать и не рассматривать данный вопрос, что и делается в последнее время в некоторых работах (например, в [45]).

В данном обзоре в основном изложена точка зрения автора на имеющуюся проблему внутреннего зарядового радиуса нейтрона. Она опубликована им в ряде журналов (Phys.Rev., Rev.Mexicana de Fізica, Neutron News, Z.Phys. и др.), доложена на международных конференциях (Оакстапек (Мексика), Санта Фе (США), Триест (Италия), Дубна и др.) и поддержана многими физиками. Остается надеяться, что новые измерения и более аккуратная обработка уже полученных экспериментальных данных решат данную проблему окончательно.

Автор благодарен Г.С.Самосвату за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дирак П.А.М. — Принципы квантовой механики. М.: Физматгиз, 1960.
2. Вонсовский С.В., Свирский М.С. — ЭЧАЯ, 1997, т.28, вып.1, с.162.
3. Feshbach H. — Phys.Rev.,1951,v.84, p.1206.
4. Fried B.D. — Phys. Rev., 1952, v.88, p.1142.
5. Foldy L. — Rev. Mod. Phys., 1958, v.30, p.471.
6. Экспериментальная ядерная физика, Под ред. Э.Сегре, т.2, с.213, М.: ИИЛ, 1955.
7. Фрауенфельдер Г., Хенли Э. — Субатомная физика. М.: Мир, 1979.
8. Rosenbluth M.N. — Phys. Rev., 1950, v.79, p.615.
9. Sachs R.G. — Phys. Rev., 1962, v.B126, p.2256.
10. Александров Ю.А. — Фундаментальные свойства нейтрона. Изд.3, М.: Энергоатомиздат, 1992 (Fundamental Properties of the Neutron, Oxford Clarendon Press, 1992).
11. Bunatian G.G., Nikolenko V.G., Popov A.V. et al. — Z. Phys. A, 1997, v.359, p.337.
12. Блохинцев Д.И. — Основы квантовой механики. Изд.5., М.: Наука, 1976.
13. Fermi E., Marshall L. — Phys. Rev., 1947, v.72, p.1139.
14. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. — ЖЭТФ, 1949, т.19, с.558.
15. Krohn V., Ringo G. — Phys. Rev., 1973, v.D8, p.1305.
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Квантовая механика. Изд.3, М.: Наука, 1974.
17. Mughabghab S.V., Divadeenam M., Holden N.E. — Neutron Cross Section, v.1, N.Y.: Academic Press, 1981;
McLane V., Dunford C.L., Rose P.F. — Neutron Cross Section, v.2, N.Y.: Academic Press, 1988.
18. Havens W., Rabi I., Reinwater L. — Phys. Rev., 1947, v.72, p.634; 1951, v.82, p.345.
19. Binder K. — phys.stat.sol., 1970, v.41, p.767.
20. Melkonian E., Rustad B.M., Havens, Jr., W.W. — Phys. Rev., 1959, v.114, p.1571.
21. Chew G.F., Low E.E. — Phys. Rev., 1956, v.101, p.1576.
22. Chew G.F., Low E.E. — Phys. Rev., 1956, v.101, p.1570.
23. Friedman M. — Phys. Rev., 1955, v.97, p.1123.
24. Miyazawa H. — Phys. Rev., 1956, v.101, p.1564.
25. Hughes D.J., Harvey J.A., Goldberg M.D., Stafne M.J. — Phys. Rev., 1953, v.90, p.497.
26. Halpern O. — Phys. Rev., 1964, v.B133, p.579.
27. Александров Ю.А. — ОИЯИ 3-3442, Дубна, 1967, с.112.
28. Александров Ю.А., Балагуров А.М., Малишевски Э. и др. — ЯФ, 1969, т.10, с.328.
29. Koester L., Ungerer H. — Z.Phys., 1969, v.219, p.300.
30. Alexandrov Yu.A., Koester L., Samosvat G.S. — JINR, E3-5371, Dubna, 1970.
31. Александров Ю.А., Мачехина Т.А., Седлакова Л.Н., Фыкин Л.Е. — ЯФ, 1974, т.20, с.1190.
32. Александров Ю.А., Балагуров А.М., Самосват Г.С., Фыкин Л.Е. — ОИЯИ P14-5358, Дубна, 1970.

33. Бэкон Дж. — Дифракция нейтронов. М.: ИЛЛ, 1957.
34. Alexandrov Yu.A., Ignatovich V.K. — JINR, E3-6294, Dubna, 1972.
35. Александров Ю.А., Вавра Я., Врана М. и др. — ЖЭТФ, 1985, т.89, с.34.
36. Александров Ю.А., Вавра Я., Врана М. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1985, т.42, с.200.
37. Шумовский А.С., Юкалов В.И. — ДАН СССР, 1980, т.252, с.581.
38. Шумовский А.С., Юкалов В.И. — ЭЧАЯ, 1985, т.16, вып.6, с.1274.
39. Александров Ю.А. — ОИЯИ РЗ-85-681, Дубна, 1985.
40. Glow G., Holden T.M. — Proc. Phys. Soc., 1966, v.89, p.119.
41. Brown P.J., Cappelman H., Deportes J. et al. — Journ. Magnetism and Magnetic Mater., 1982, v.30, p.243.
42. Madhav Rao L. — IV Межд. школа по нейтр. физике, ОИЯИ, ДЗ,4-82-704, Дубна, 1984.
43. Koester L., Nistler V., Waschkovski W. — Phys. Rev. Lett., 1976, v.36, p.1021.
44. Koester L., Waschkovski W., Meier J. — Z. Phys. A, 1988, v.329, p.229.
45. Kopecky S., Riehs P., Harvey J.A., Hill N.W. — Phys.Rev.Lett., 1995, v.74, p.2427.
46. Александров Ю.А., Врана М., Манрике Гарсна Х., Мачехина Т.А., Седлакова Л.Н. — ЯФ, 1986, т.44, с.1384.
47. Koester L., Waschkovski W., Meier J. — Z. Phys. A, 1990, v.337, p.341.
48. Alexandrov Yu.A., Koester L., Samosvat G.S., Waschkovski W. — JINR Rapid Commun., No.6[45]-90, p.48, Dubna, 1990.
49. Koester L., Waschkovski W., Mitsyna L. et al. — Phys.Rev.C, 1995, v.51, p.3363.
50. Prokofyevs P., Tambergs J., Krasta T. et al. — ISINN-2, E3-94-419, Dubna, 1992, p.220.
51. Александров Ю.А. — ЯФ, 1983, т.37, с.253.
52. Александров Ю.А. — ЯФ, 1983, т.38, с.1100.
53. Triftshause W. — Z. Phys., 1965, v.186, p.23.
54. Enik T.L., Mitsyna L.V., Nikolenko V.G. et al. — ISINN-3, E3-95-307, Dubna, 1995, p.238.
55. Alexandrov Yu.A. — Neutron News, 1994, v.5, No.1, p.20.
56. Alexandrov Yu.A. — Rev. Mex. de Fis., 1996, v.42, p.283.
57. Нозик Ю.З., Озеров Р.П., Хенниг К. — Структурная нейтронография. М.: Атомиздат, т.1, 1979.
58. Свергун Д.И., Фейгин Л.А. — Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. М.: Наука, 1986.
59. Horen D.J., Johnson C.H., Fowler J.L. et al. — Phys. Rev. C, 1986, v.34, p.429.
60. Placzek G. — Phys. Rev., 1951, v.82, p.392.
61. Placzek G. — Phys. Rev., 1952, v.86, p.377.
62. Granada J.R. — Z. Naturforsch., 1984, v.39a, p.1160.
63. Kopecky S., Riehs P., Harvey J.E., Hill N.W. — Proc. Intern. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technol., Gatlinburg, USA, May 9—13, 1994, v.1, p.233.
64. Благг Дж., Вайскопф В. — Теория атомного ядра. М.: ИЛ, 1954.
65. Гусева И.С. — Препринт ЛИЯФ-1969, NP-27-1994, Гатчина, 1994.
66. Александров Ю.А., Самосват Г.С., Сэрээтэр Ж., Сор Ц.Г. — Письма в ЖЭТФ, 1966, т.4, с.196.

67. **Schmiedmayer J., Rihs P., Harvey J.E., Hill N.W.** — Phys.Rev.Lett., 1991, vol.66, p.1015.
68. **Rihs P., Kopeccky S., Harvey J.E., Hill N.W.** — Proc. Intern. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technol., Gatlinburg, USA, May 9—13, 1994, v.1, p.236.
69. **Wigner E.P.** — Phys. Rev., 1946, v.70, p.606.
70. **Vogt F.** — Phys. Rev., 1958, v.112, p.203.
71. **Adler D.V., Adler F.T.** — Proc. Conf. Breeding in Fast Reactor, Argonne, 1963, ANL-6792, p.695.
72. **Лукьянов А.А.** — Структура нейтронных сечений, М.: Атомиздат, 1978.
73. **Nikolenko V.G., Попов А.В.** — Z. Phys. A, 1992, v.341, p.365.
74. **Alexandrov Yu.A.** — Z. Phys. A, 1992, v.344, p.219.
75. **Alexandrov Yu.A.** — Phys. Rev. C, 1994, v.49, p.R2297.
76. **Alexandrov Yu.A.** — Rev. Mex. de Fis., 1996, v.42, p.263.
77. **Thomas A.W.** — Adv. Nucl. Phys., 1984, v.13, p.1.
78. **Боголюбов П.Н.** — ОИЯИ, P2-3115, Дубна, 1967.
79. **Bogoliubov P.N.** — Ann. Institute Henri Poincare, 1968, sec.A, v.VIII, p.163.
80. **Thomas A.W., Theberge S., Miller G.A.** — Phys. Rev. D, 1981, v.24, p.216.
81. **Alexandrov Yu.A.** — Neutron News, 1994, v.5, No.4, p17.
82. **Скюрме Т.Н.** — Nucl. Phys., 1962, v.31, p.556.
83. **Nambu J., Jona-Lasinio G.** — Phys. Rev., 1961, v.122, p.345.
84. **Bijker R., Iachello F., Leviatan A.** — Ann. of Phys. (NY), 1994, v.236, p.69.