

УДК 539.125.5; 539.12.01; 539.12.16; 539.171.4

**ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ НЕЙТРОНА.
ВОЗМОЖНОСТИ ЕЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ИЗ НЕЙТРОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ**

Ю. А. Александров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ИСТОРИЯ ОБСУЖДАЕМОГО ВОПРОСА	1406
РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ НА МАЛЫЕ УГЛЫ И ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ НЕЙТРОНА	1408
РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ ТЯЖЕ- ЛЫМИ ЯДРАМИ	1422
ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ	1426
ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ В ЗАРУ- БЕЖНЫХ ЛАБОРАТОРИЯХ	1440
О ПОТЕНЦИАЛЕ, ОБЪЯСНЯЮЩЕМ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ НА МАЛЫЕ УГЛЫ	1445
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1454

УДК 539.125.5; 539.12.01; 539.12.16; 539.171.4

ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ НЕЙТРОНА. ВОЗМОЖНОСТИ ЕЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗ НЕЙТРОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Ю. А. Александров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассматривается история введения понятия поляризуемости нейтрона. Дан обзор большинства нейтронно-физических экспериментов в области энергий нейтронов ниже 14 МэВ, выполненных с целью обнаружения электрической поляризуемости нейтрона. В области мегаэлектронвольтовых нейтронов детально рассматривается вопрос о рассеянии на малые углы тяжелыми ядрами. Обращается внимание на существование дополнительного рассеяния, остающегося после учета всех известных явлений, связанных с дальнодействием. В области килоэлектронвольтовых нейтронов анализируется влияние эффекта поляризуемости нейтрона как на угловые распределения рассеяния (в широкой области углов), так и на энергетический ход полных сечений нейтронного взаимодействия. Наконец, в области низких энергий (ниже килоэлектронвольта) основное внимание уделяется влиянию поляризуемости на зависимость полных нейтронных сечений от энергии. Подчеркивается, что в области энергий ниже сотен килоэлектронвольт нейтронные измерения пока не дают положительного результата из-за малости экспериментального эффекта. Рассматривается возможность существования при рассеянии нейтронов на ядрах дополнительного потенциала, более дальнодействующего, чем обычный ядерный, и проявляющегося лишь в области энергий нейтронов ~ 1 МэВ и выше. Он может быть обусловлен силами Ван-дер-Ваальса. Приводятся соображения в пользу мнения о том, что поляризуемость нейтрона была замечена в нейтронных экспериментах на несколько лет раньше, чем поляризуемость протона в опытах по рассеянию фотонов на водороде.

The history of the question is discussed. Most of the neutron physical experiments conducted at neutron energies below 14 MeV to discover the electric polarizability of the neutron are reviewed. The problem of the small angle scattering of neutrons by heavy nuclei is investigated in detail. The existence of additional scattering after all known long range-related phenomena are taken into account is emphasized. In the keV neutron energy region, the effect of neutron polarizability on the angular distribution of scattering (over a wide range of angles) and the energy behavior of the total cross section of neutron interaction is studied. Finally, in the region of low energies (below 1 keV) the focus is on the influence of polarizability on the energy dependence of total neutron cross sections. It is emphasized that measurements at energies below several hundreds keV have not given any positive results yet due to the smallness of the experimental effect. Possible existence of an additional potential of neutron scattering on nuclei with a longer range than that of the usual nuclear potential that reveals itself only at neutron energies of the order of 1 MeV or higher is discussed. It may be due to Van-der-Waals forces. Some remarks are made in favor of the opinion that the neutron polarizability was discovered in neutron experiments a few years earlier than the proton polarizability was discovered in the experiments of the scattering of photons on hydrogen.

1. ИСТОРИЯ ОБСУЖДАЕМОГО ВОПРОСА

50-е годы прошлого столетия были одним из самых знаменательных периодов в истории общечеловеческой науки и культуры. Открылась новая эра истории — эра завоевания космоса (запуск первого спутника Земли — 1957 г.). Начались первые биологические эксперименты в условиях космической невесомости. 50-е годы характерны также впечатляющими успехами в биологии (выяснение структуры молекул ДНК, содержащей генетическую информацию об организме — 1953 г.).

Не менее яркими успехами может гордиться и физика 50-х годов. В 1954 г. была запущена первая атомная электростанция. В 50-х годах начались работы по мирному использованию термоядерной энергии. Появились первые гигантские ускорители частиц, использующие принцип автофазировки и приведшие к открытиям антипротона, антинейтрона, странных частиц и т. д.

В 50-х годах начаты первые опыты по измерению ЭДМ нейтрона (1950 и 1957 гг.), проведены поиски электрического заряда нейтрона (1956 г.), обнаружено швингеровское рассеяние нейтронов (1956 г.), открыто явление несохранения четности в слабых взаимодействиях (1956–1957 гг.), открыт эффект Мессбауэра (1958 г.), начались экспериментальные работы по изучению β -распада свободного нейтрона, проведены точные измерения магнитного момента нейтрона (1956 г.).

Наконец, в 50-е годы проводились известные опыты Хофштадтера, приведшие к установлению пространственной структуры протона и нейтрона. В течение длительного времени до данного момента считалось, что как протон, так и нейтрон, будучи наипростейшими объектами, не имеют какой-либо внутренней структуры. Однако опыты Хофштадтера показали, что такое представление неправильно. Первые его эксперименты (1953 г.) удостоверили, что протон не является точечной частицей. Что же касается нейтрона, то первые опыты с ним (точнее, с дейтроном) относятся к 1956–1957 гг. Они показали, что электромагнитный размер нейтрона значительно меньше протонного. Другим подтверждением данного факта явились опыты по измерению взаимодействия между нейтроном и электроном (нейтронная физика низких энергий).

В сложившейся ситуации представлялось очень интересным найти какое-либо другое явление, подтверждающее существование пространственной структуры нуклона, т. е. сделать следующий шаг в изучении структуры протона и нейтрона. Заметим, что интерес к такому явлению сильно возрос, когда стало ясно, что электромагнитный размер нейтрона значительно меньше протонного (после 1957–1958 гг.). Соответствующий шаг был сделан как в России, так и в США, причем независимым образом.

В 1955 г. была опубликована работа Клейна [1], где обсуждалась амплитуда комптоновского рассеяния фотонов на нуклоне. Был вскрыт механизм

рэлеевского рассеяния и показано, что квадратичные по частоте члены в амплитуде комптоновского эффекта на нуклоне можно получить из рассмотрения взаимодействия вида: $-\alpha E^2/2 - \beta H^2/2$, где коэффициенты α и β были названы электрической и магнитной поляризуемостью нуклона. Однако существование явления поляризуемости Клейном не было доказано, и более того, о нем говорилось только как о возможном предположении, хотя и не противоречащем имеющимся к тому времени экспериментам по рассеянию фотонов на водороде.

В 1954–1956 гг. в Физико-энергетическом институте (ФЭИ, Обнинск) Александров и Бондаренко рассмотрели проблему рассеяния нейтронов в кулоновском поле ядер. Учитывались возможные эффекты, проявляющиеся при этом. Теоретическая часть данной работы, включая вопрос о существовании у нейтрона нового свойства — электрической поляризуемости, оценка величины коэффициента α и предложение о проведении эксперимента по рассеянию нейтронов на малые углы тяжелыми ядрами, в котором могло бы проявиться предсказываемое явление, была доложена на семинаре директора ФЭИ Д.И. Блохинцева в январе 1955 г. Предпринятые затем опыты на ядерных реакторах привели к обнаружению швингеровского рассеяния, однако однозначных выводов о существовании явления поляризуемости нельзя было сделать из-за крайней сложности учета чисто ядерных эффектов. Первая работа сотрудников ФЭИ была опубликована в 1956 г. [2].

В 1954–1956 гг. в Физическом институте (ФИАН, Москва) проблема рассеяния фотонов на нуклоне и вопрос о существовании явления поляризуемости нуклона рассматривались группой Балдина. Результаты работы Балдина были доложены на Международной конференции по физике элементарных частиц в Падуе–Венеции (1957 г.), однако, к сожалению, не были опубликованы. Первая его публикация появилась в 1960 г. [3].

Экспериментально явление электромагнитной поляризуемости протона было обнаружено [4] в 1960 г. группой Гольданского в опытах по упругому рассеянию на протонах γ -квантов на синхротроне ФИАН.

Однако, как теперь представляется правдоподобным, поляризуемость нейтрона была замечена в нейтронных экспериментах, проведенных на несколько лет раньше опытов Гольданского. Данному вопросу посвящен последний раздел предлагаемого обзора.

В заключение хотелось бы заметить, что исследование внутренней структуры элементарных частиц является одним из наиболее важных разделов современной физики. Процесс предсказания существования электромагнитной поляризуемости элементарных частиц проходил практически одновременно с опытами Хофштадтера. Так же, как установленные в этих опытах пространственное распределение электрического заряда и магнитного момента нуклонов, предсказание и обнаружение возможности деформации частиц в электромагнитном поле внесло существенные изменения в уровень нашего

понимания свойств элементарных объектов. Оказалось, что они не бесструктурные, а являются сложными, пространственно-протяженными и деформируемыми. Подобное заключение имеет не только важное физическое, но и фундаментальное философское значение и существенно расширяет наше мировоззрение.

Заметим также, что огромную роль в предсказании существования поляризуемости нуклонов сыграла российская наука, а экспериментальное обнаружение поляризуемостей протона, пиона и явлений, связанных с электрической поляризуемостью нейтрона, целиком принадлежит ей.

2. РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ НА МАЛЫЕ УГЛЫ И ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ НЕЙТРОНА

Угловое распределение нейтронов, рассеянных ядрами, определяется характером действующих сил и описывается обычно дифференциальным сечением рассеяния $\sigma(\theta)$. Огромное количество работ, посвященных изучению угловых распределений быстрых (0,5 ÷ 15 МэВ) нейтронов, говорит о том, что рассеяние быстрых нейтронов характеризуется направленностью вперед. В первом приближении можно считать, что ядро ведет себя по отношению к падающим нейтронам подобно непрозрачному экрану. При этом за ядром-экраном возникает дифракционная картина, аналогичная дифракционным явлениям в оптике. Расчеты показывают, что основной дифракционный максимум находится в интервале углов

$$\theta \leq (\lambda/2\pi)/R, \quad (1)$$

где λ — длина волны нейтрона, а R — радиус действия ядерных сил, причем в области углов $\theta \ll \lambda/R$ сечение практически не зависит от угла. Для нейтронов с энергией порядка нескольких мегаэлектрон-вольт и при R , соответствующем радиусу действия ядерных сил, величина λ/R соответствует углам порядка 15–20°.

Определенный интерес вызывает область углов менее 10°. Если между нейтронами и ядрами не существует каких-либо более дальнедействующих сил, чем ядерные, то согласно дифракционной картине сечение рассеяния в области малых углов практически не должно зависеть от угла. В случае наличия дальнедействующих сил независимость хода сечения от угла будет нарушена. К таким дальнедействующим силам относятся прежде всего электромагнитные силы взаимодействия нейтронов с ядрами. Одним из таких эффектов является взаимодействие магнитного момента движущегося нейтрона с кулоновским полем ядра. Он носит название швингеровского рассеяния. К другим эффектам относятся: а) взаимодействие врожденного электрического дипольного момента нейтрона с кулоновским полем ядра, б) взаимодействие

магнитного момента нейтрона с магнитным моментом ядра, в) взаимодействие магнитного момента нейтрона с квадрупольным моментом ядра, г) взаимодействие электрического заряда нейтрона с кулоновским полем ядра. Можно показать (см., например [5, 6]), что эффекты а–г по причине своей малости не будут нарушать независимости хода сечения рассеяния от угла в области малых углов.

Классическим примером рассеяния заряженных частиц на малые углы является Резерфордское рассеяние, описываемое законом $1/\sin^4(\theta/2)$ и обусловленное кулоновскими силами. Отклонение от этого закона, выразившееся в увеличении числа рассеянных α -частиц ядрами на большие углы, позволило в свое время Резерфорду сделать вывод о наличии короткодействующих ядерных сил.

Эффектом, способным вызвать аномалии в сечении рассеяния нейтронов на малые углы, может явиться эффект *поляризуемости* нейтрона. Это явление представляет интерес с точки зрения изучения внутренней структуры нейтрона. Согласно мезонной теории, объясняющей ядерные силы, как нейтрон, так и протон имеют пространственно-протяженное распределение заряда, обусловленное облаком виртуальных заряженных мезонов вокруг центральной части нуклона. Нейтрон испускает и поглощает π -мезоны посредством реакции $n \Leftrightarrow p + \pi^-$. Можно ожидать, что при попадании нейтрона в кулоновское поле ядра в нем так же, как, например, в атоме водорода возникнет перераспределение зарядов, появится электрический дипольный момент, а следовательно, и дополнительное взаимодействие нейтрона с ядром.

Явление поляризуемости отсутствует у точечных частиц и в том случае, если частица имеет твердую недеформируемую структуру.

Несколько слов о теоретических оценках величины коэффициента поляризуемости нейтрона α . Одна из первых оценок была сделана в 1955–1956 гг. и опубликована в работе [2]. Поскольку, как известно (см., например, [7]) поляризуемость атома водорода во внешнем однородном электрическом поле $\alpha_n = 9/(2)a_b^3$, где $a_b^3 = \hbar^2/(me^2) = 0,53 \cdot 10^{-8}$ см — радиус первой борховской орбиты (радиус атома), то в первом, грубом, приближении можно также считать, что $\alpha \approx r^3$, где r — радиус нейтрона. Поскольку в 1955–1956 гг. из опытов Хофштадтера был известен лишь радиус протона $r = (0,77 \pm 0,10) \cdot 10^{-13}$ см (см., например, [8]), то можно было получить $\alpha = (4,5 \pm 1,8) \cdot 10^{-40}$ см³. Данная оценка не сильно отличается от оценки, приведенной в 1955 г. в работе Клейна [1]: $\alpha \approx \beta \approx (e\hbar/m_\pi c^2)^2/M \approx 1,2 \cdot 10^{-40}$ см³. Сейчас понятно, что обе оценки завышены примерно на два порядка.

Более правдоподобная оценка приведена в работе [9]. Полагая, что мезонное поле нейтрона, находящегося во внешнем электрическом поле E , можно описать статическим уравнением

$$[\nabla^2 + (e/c\hbar)^2 E^2]\varphi - (mc/\hbar)^2 \hbar = (4\pi/c)g\delta(r), \quad (2)$$

получим, что $\alpha(\hbar c/g^2) = 2,1 \cdot 10^{-41}$. Принимая $g^2/\hbar c \cong 3$ [10], получим $\alpha \cong 6 \cdot 10^{-41} \text{ см}^3$.

Еще более правдоподобная оценка величины α получена Барашенковым и Барбашовым в работе [11]. Они использовали первое приближение теории Чу [12]. Результат расчетов привел к $\alpha \approx 1,8 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$.

Правильная оценка величины α протона получена Балдиным [3], который использовал имевшиеся в 50-е годы экспериментальные данные. Он определил поляризуемость как низкоэнергетический предел выражения при квадратичном по частоте члене разложения амплитуды комптоновского эффекта на нуклоне по частотам. Им получена соответствующая формула для сечения рассеяния фотонов на нуклоне в удобном для сравнения с экспериментом виде и приведена формула, позволяющая оценить нижнюю границу электрической поляризуемости протона. Все возбужденные состояния системы дают вклад в поляризуемость и первое из них — это нуклон плюс мезон. Можно получить соотношение, оценивающее нижнюю границу коэффициента поляризуемости:

$$\alpha_p > \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{\sigma_{\varepsilon 1} d\omega}{\omega^2}. \quad (3)$$

Подставив известное из эксперимента значение сечения фоторождения мезонов на протонах, получим $\alpha_p > 0,4 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. Поскольку из эксперимента также известно, что сечение фоторождения близко к томсоновскому сечению $(1/2)e^2/M$, можно получить и верхнюю оценку $\alpha_p < 1,5 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$.

Релятивистский анализ эффекта поляризуемости в комптоновском рассеянии фотонов на протонах, выполненный Петрунькиным [13] и Шехтером [14], показал, что амплитуда рассеяния во втором порядке разложения по частоте содержит структурные константы $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ — обобщенные электрическую и магнитную поляризуемости, связанные с α и β соотношениями $\bar{\alpha} = \alpha + \Delta\alpha$ и $\bar{\beta} = \beta + \Delta\beta$, а $\Delta\alpha$ и $\Delta\beta$ не могут быть истолкованы как коэффициенты поляризуемости. Например, $\Delta\alpha = \frac{e^3}{3M} \langle r_E^2 \rangle + \frac{e^2 \mu^2}{4M^3}$, где μ — магнитный момент и $\langle r_E^2 \rangle$ — средний квадрат зарядового радиуса частицы. Для протона $\Delta\alpha \cong 0,39 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$, т. е. порядка 30 % значения α . Для заряженного пиона $\Delta\alpha$ превышает значение α более чем вдвое. Для нейтрона $\Delta\alpha = 0$.

При попытках теоретического решения проблемы величин коэффициентов α и β в настоящее время наиболее универсальным и строгим является, видимо, дисперсионный подход. Он позволяет получить правило сумм, используемое при расчетах:

$$\bar{\alpha} + i\bar{\beta} = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\omega_1}^{\infty} \frac{\sigma_{\gamma}(\omega) d\omega}{\omega^2}, \quad (4)$$

где $\sigma_\gamma(\omega)$ — полное сечение фотопоглощения, ω_1 — порог фоторождения пионов на нуклонах.

Балдин был первым [3], кто интерпретировал левую часть соотношения (4) для случая нуклона. Подставляя в (4) известные из эксперимента значения сечений $\sigma_\gamma(\omega)$, можно получить для протона: $\bar{\alpha}_p + \bar{\beta}_p = (1,42 \pm 0,03) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$, а для нейтрона из измерений на дейтроне: $\bar{\alpha}_p + \bar{\beta}_p = (1,58 \pm 0,05) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$ [14].

Поляризуемости нуклона можно качественно понять в рамках простой валентной кварковой модели. Для нуклона было получено $\alpha \sim 10^{-42} \text{ см}^3$. Соответствующие расчеты можно найти, например, в [15].

Нуклонные поляризуемости можно получить также и в известной модели нуклона — кирального мешка (модель CBM) [16, 17]. Основной вклад (порядка 90 %) в этой модели в значение α дает пионное облако вокруг нуклона. В результате расчетов получено также $\alpha \sim 10^{-42} \text{ см}^3$.

Группа латвийских физиков оценила величину α , работая в рамках нерелятивистской кварковой модели и применяя приближение, развитое ранее индийскими физиками [18]. В результате для нейтрона было получено значение $\alpha = 1,42 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$ [19]. Данная работа была доложена на конференции ISINN-4 в Дубне.

Оценим величину вклада в сечение рассеяния нейтронов, вносимого взаимодействием наведенного электрического дипольного момента нейтрона с кулоновским полем ядра E . Такое поле вблизи ядра достигает значения порядка 10^{20} В/м . Соответствующие расчеты амплитуды рассеяния, вызванного поляризуемостью нейтрона, были опубликованы в работе [9]. Если наведенный дипольный момент

$$\mathbf{d}(E) = \int \rho(\mathbf{r}, \mathbf{E}) \mathbf{r} \, d\mathbf{r} = \alpha \mathbf{E}, \quad (5)$$

то нейтрон приобретает дополнительную потенциальную энергию

$$V'(r) = -\mathbf{d}\mathbf{E} = -\frac{1}{2}\alpha E^2 = -\frac{\alpha Z^2 e^2}{2r^4} \quad (6)$$

(соотношение (6) справедливо при $r > R$, где R — электромагнитный радиус ядра, при $r < R$ принималось $V(r) = 0$, что, вообще говоря, является приближением, т. к. пропадает коэффициент 1,2; более правильный подход будет рассмотрен ниже).

Гамильтониан взаимодействия нейтрона с ядром:

$$H(\mathbf{r}) = U_0(\mathbf{r}) - \mu_n \frac{iZ}{2r^3} \left(\frac{e\hbar}{Mc} \right)^2 \boldsymbol{\sigma}[\mathbf{r} \times \nabla] - \alpha Z^2 e^2 \frac{1}{2r^4}. \quad (7)$$

Первый член обусловлен чисто ядерными силами, второй член описывает взаимодействие магнитного момента нейтрона с кулоновским полем ядра (швингеровское рассеяние).

Вычислим дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов, учитывая эффект поляризуемости нейтрона. Будем считать, что ядерные силы не зависят от спина. При вычислении рассеяния, обусловленного поляризуемостью, используем борновское приближение. Условие его применимости можно записать в виде [20]:

$$H(\hbar/(mv\theta)) \ll 2E\theta, \quad (8)$$

где $H(\hbar/(mv\theta))$ — энергия взаимодействия при указанном значении аргумента, равном $\hbar/(mv\theta)$, E — энергия частицы.

Из (8) следует, что при $\alpha \cong 10^{-40} - 10^{-42}$ см³, $Z \cong 50 - 100$, $0 < \theta < 15^\circ$ можно применять борновское приближение для $E < 15$ МэВ.

Амплитуда рассеяния определяется выражением

$$f(\theta) = \frac{M}{2\pi\hbar^2} \int \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{r}') H(\mathbf{r}') \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}') d\tau'. \quad (9)$$

Подставляя (7) в (9) и производя вычисления, получим

$$\begin{aligned} f(\theta) = f_0(\theta) + \frac{1}{2}i\sigma\mathbf{n}\mu_n \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \left(\frac{\hbar}{Mc} \right) \left(\frac{Ze^2}{\hbar c} \right) + \\ + \frac{\alpha_n M}{2R} \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2 x \left\{ \frac{\sin x}{x^2} + \frac{\cos x}{x} + \operatorname{si}(x) \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

где первый член — амплитуда ядерного рассеяния, второй — амплитуда швингеровского рассеяния, третий — амплитуда рассеяния, обусловленного поляризуемостью нейтрона, $x = 2kR \sin \theta/2$, $\operatorname{si}(x) = -\int_x^\infty \frac{\sin x}{x} dx$, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число нейтрона.

В виде обычного разложения по полиномам Лежандра третий член можно представить в виде

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) [\exp(2i\eta_l) - 1] P_l(\cos \theta), \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \eta_0 = M\alpha \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2 \left(\frac{k}{R} - \frac{\pi}{3}k^2 + \dots \right), \\ \eta_1 = M\alpha \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2 \left(\frac{\pi}{15}k^2 - \frac{R}{9}k^3 + \dots \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Формулы (10) и (12) получены без учета экранирующего влияния поля электронов атома. Оценки показывают, что влияние поля электронов сводится к поправкам к (10) порядка $R/a \cong 10^{-4}$, где a — размер атома.

При малых kR третий член в амплитуде (10) можно разложить в ряд

$$f_{\alpha}(\theta) = \frac{\alpha M}{R} \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2 \left[1 - \frac{\pi}{4}x + \frac{1}{6}x^2 - \dots \right]. \quad (13)$$

Из (13) следует, что амплитуда рассеяния, вызванного поляризуемостью, имеет не зависящий от энергии нейтрона постоянный член $\frac{\alpha M}{R} \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2$ порядка 10^{-14} см, т. е. $\sim 1\%$ от амплитуды ядерного рассеяния. Однако, несмотря на то, что точность измерения амплитуд (длин) рассеяния нейтронов на ядрах в настоящее время высока ($\Delta b/b \sim 10^{-4}$), выделить вклад поляризационного рассеяния, обусловленного постоянным членом, не представляется возможным ввиду отсутствия точной теории ядерного рассеяния. Чтобы отделить поляризационное рассеяние от ядерного, можно воспользоваться зависимостью $f_{\alpha}(\theta)$ от $x \sim \sqrt{E}$, т. е. лишь вторым членом разложения (13). В этом случае измеряемый в эксперименте эффект существенно уменьшается (в $1/x$ раз). Заметим, однако, что при этом в величине α не возникает неопределенности, обусловленной недостаточно точным знанием величины R . Таким образом, благодаря зависимости $f_{\alpha}(\theta)$ от $x \sim \sqrt{E}$ имеется возможность выделить поляризационное рассеяние путем измерения либо дифференциального, либо полного сечения.

Найдем дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов:

$$\begin{aligned} \sigma(\theta) = & |f_0(\theta)|^2 + \gamma^2 \operatorname{ctg}^2(\theta/2) + |f_{\alpha}(\theta)|^2 + \\ & + 2f_{\alpha}(\theta) \operatorname{Re} f_0(\theta) + 2\gamma \operatorname{Im} f_0(\theta) \operatorname{ctg}(\theta/2) (\mathbf{nP}_0), \end{aligned} \quad (14)$$

где $f_{\alpha}(\theta)$ — третий член соотношения (10), $\gamma = \frac{1}{2}\mu_n \left(\frac{\hbar}{Mc} \right) \left(\frac{Ze}{\hbar c} \right)$, вектор \mathbf{n} связан с \mathbf{k} и \mathbf{k}_0 выражением $[\mathbf{k} \times \mathbf{k}_0] = \mathbf{n}k^2 \sin \theta$, а \mathbf{P}_0 — вектор поляризации падающего пучка нейтронов.

Пользуясь выражением (14), можно оценить измеряемый вклад эффекта поляризуемости в полное сечение σ_{tot} , например, свинца. Он будет равен $\Delta\sigma \approx 0,13\alpha\sqrt{E}$ мб, если α в единицах 10^{-42} см³, а E — в эВ. Таким образом измеряемый вклад $\Delta\sigma$ в полное сечение очень мал (при $E = 100$ эВ он составляет всего лишь $\sim 1,3$ мб).

В экспериментальных работах [2, 5, 21] в качестве источника нейтронов применялся реактор на быстрых нейтронах. Детекторами служили сцинтилляционный счетчик (ZnS в плексиглазе) и гелиевая цилиндрическая камера.

В работе [2] средняя энергия регистрируемых нейтронов была ~ 3 МэВ, в работе [21] $\sim 1,5$ – 2 МэВ. Значение дифференциального сечения рассеяния нейтронов в области углов от $0,5$ до 20° было определено для ядер плутония, урана, висмута, свинца, олова и меди. Ход сечения чисто ядерного рассеяния экстраполировался в область малых углов из углового интервала $10 \div 20^\circ$ по закону $A + B \cos \theta$. При такой обработке экспериментальных результатов было найдено, что для ядер плутония и урана в области углов менее 7 – 8° наблюдаются некоторые аномалии, заключающиеся в более быстром росте сечения с уменьшением угла, чем того требует теория ядерного и швингеровского рассеяния (см. рис. 1).

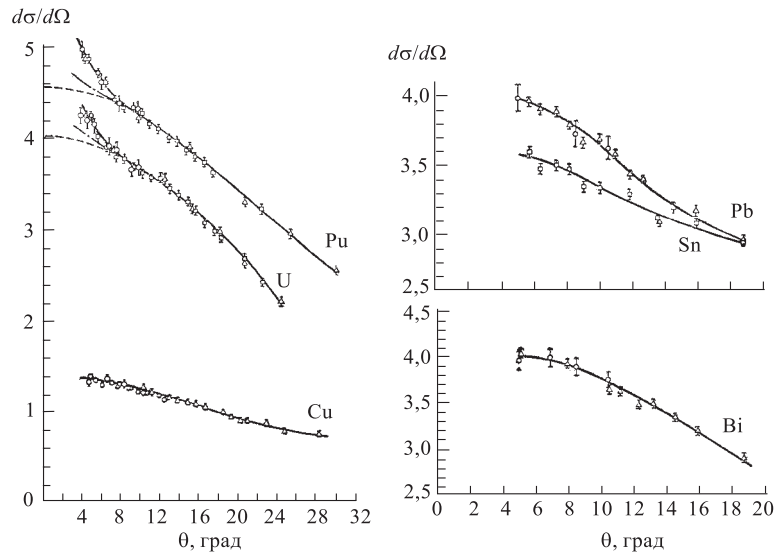


Рис. 1. Угловые распределения нейтронов в области углов $5 \div 30^\circ$ при упругом рассеянии на Pu, U, Cu, Pb, Sn и Bi. Штриховые кривые — чисто ядерное рассеяние $\sigma_0(\theta) = A + B \cos \theta$, экстраполированное из области больших углов; штрихпунктирные кривые — $\sigma(\theta) = \sigma_0(\theta) + \gamma^2 \operatorname{ctg}^2(\theta/2)$

В дальнейшем рассеяние быстрых нейтронов на малые углы изучалось во многих работах. Основная трудность при интерпретации результатов всех работ по рассеянию нейтронов на малые углы заключается в том, что нет точной теории, описывающей ход сечения чисто ядерного рассеяния. Поэтому в отсутствие бесспорных качественных эффектов вопрос об отличии экспериментальных результатов от теоретических предсказаний можно ставить лишь в рамках той или иной модели ядерного рассеяния. Вполне правомочен, например, вопрос о том, может ли оптическая модель ядерного рассеяния, дающая наиболее удовлетворительное описание рассеяния на большие углы

и дополненная швингеровским потенциалом, описать рассеяние и на малые углы. В работах [22, 23] на этот вопрос был дан положительный ответ. Данный вывод авторы работы [22] сделали после изучения рассеяния на малые углы поляризованных нейтронов с энергией 4 МэВ на ядрах меди, индия, олова, свинца, висмута и урана. Оптический потенциал удовлетворительно описал угловую зависимость сечений, полученных после вычитания швингеровского рассеяния из экспериментальных данных. К аналогичному выводу пришли авторы работы [23], изучив упругое рассеяние нейтронов с энергией 14,7 МэВ на ядрах урана.

Интересные исследования рассеяния на малые углы были выполнены в ФЭИ (Обнинск) в 1965–1989 гг. Аникиным и др. [24–30]. Начало им было положено в работе [24], доложенной на Международной конференции по изучению ядерной структуры с помощью нейтронов (Антверпен, 1965). Источником нейтронов в этих работах служил реактор на быстрых нейтронах. Большая интенсивность нейтронного потока обеспечила высокую статистическую точность измеренных сечений — статистическая погрешность в относительном расположении точек на экспериментальных кривых в основном не превышала 1%. В качестве детектора применялась цилиндрическая водородная ионизационная камера в сочетании с электронной схемой, выделяющей лобовые столкновения нейтронов

с протонами. Применение такого устройства позволяло выделять определенные энергетические интервалы из широкого спектра нейтронов, выходящих из реактора. Примеры полученных таким способом спектров нейтронов приведены на рис. 2 и 4. Измерения дифференциальных сечений рассеяния в интервале углов от 2,5 до 24° были выполнены для меди, свинца и урана. Примеры полученных сечений приведены на рис. 3, 4. Детально проанализированы полученные экспериментальные результаты. Они сравнивались со значениями, вычисленными на

основе оптической модели ядра при различных формах ядерного потенциала. Однако результаты вычислений при этом не сильно отличались друг от друга. Вычисления проводились в предположении, что гамильтониан взаимодействия нейтронов с ядром имеет вид

$$H = (\hbar^2/2M)\nabla^2 + U_n + U_{sch} + V, \quad (15)$$

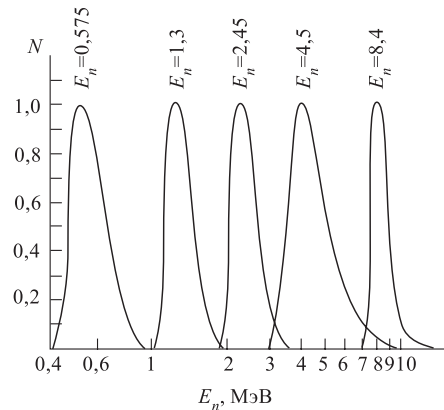


Рис. 2. Спектры регистрируемых нейтронов. N — число импульсов, отн. ед.

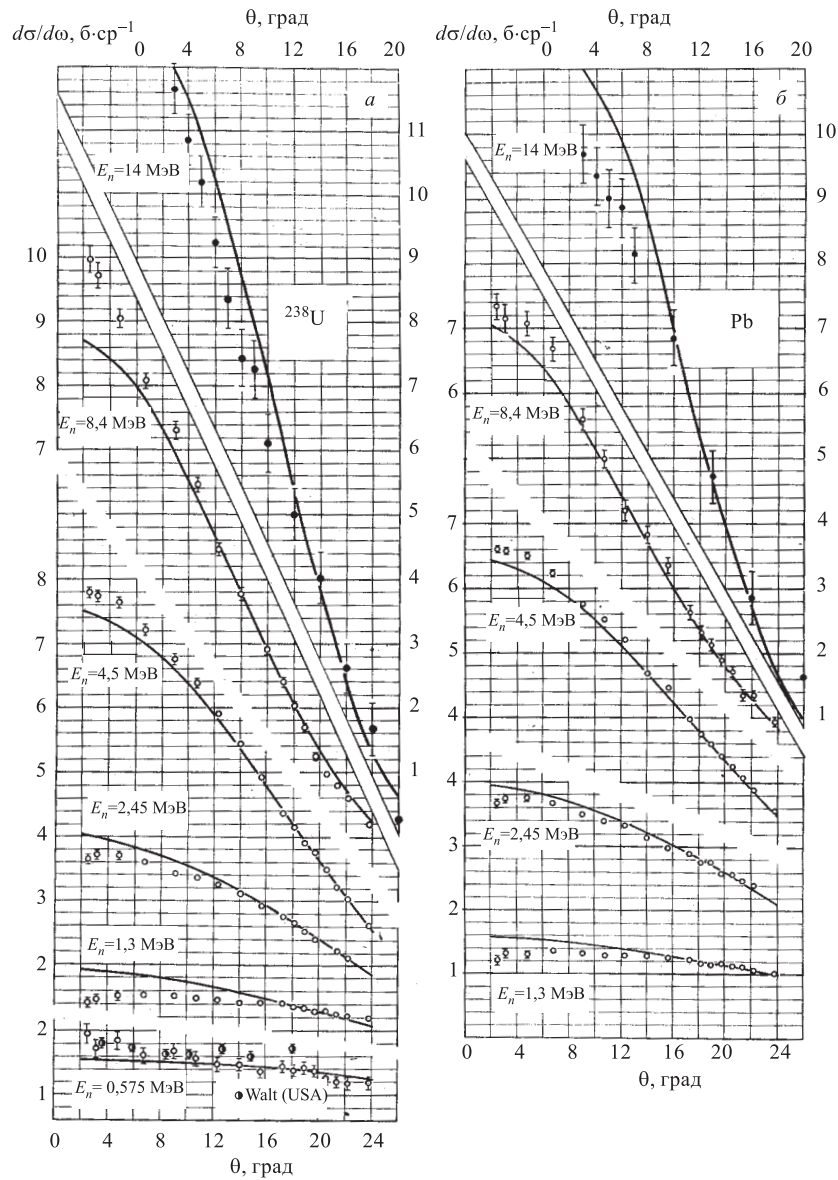


Рис. 3. Угловые распределения нейтронов в области углов $5 \div 30^\circ$ при упругом рассеянии на ^{238}U (а) и Pb (б) (естественная смесь). Из экспериментальных точек вычтено швингеровское рассеяние. Сплошные кривые — чисто ядерное рассеяние, экстраполированное из области больших углов

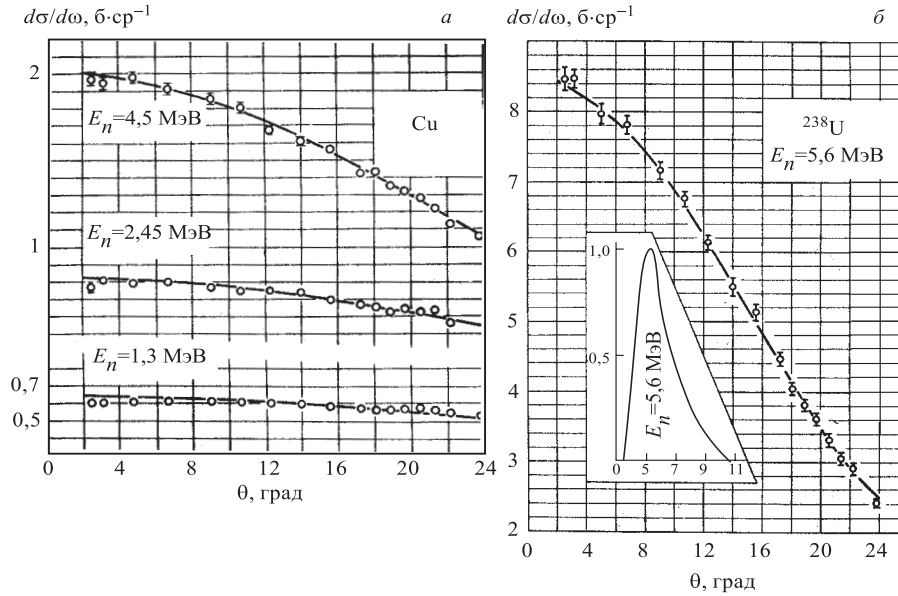


Рис. 4. Угловые распределения нейтронов в области углов $5 \div 30^\circ$ при упругом рассеянии на Cu (а) и ^{238}U (б) (естественная смесь). Из экспериментальных точек вычтено швингеровское рассеяние. Сплошные кривые — чисто ядерное рассеяние, экстраполированное из области больших углов

где ядерный потенциал (одна из выбранных форм его)

$$U_n(r) = V_{CR}f(r) + iV_{CI}g(r) + V_{SO} \left(\frac{\hbar}{Mc} \right)^2 \frac{1}{r} \left| \frac{df}{dr} \right| (\sigma L), \quad (16)$$

U_{sch} — потенциал швингеровского рассеяния (второй член выражения (7)),

$$f(r) = \{1 + \exp[(r - R)/a]\}^{-1}, \quad g(r) = \exp[-(r - R)^2/b],$$

σ — оператор спина; $R = r_0 A^{1/3}$ — радиус ядра; L — оператор орбитального момента; $a = a_1$, $b = b_1$ для $E_n \leq 4$ МэВ; $a = a_2$, $b = b_2$ для $E_n > 4$ МэВ;

$$V_{CR} = V_0[1 - (N - Z)/2A],$$

$$V_0 = \begin{cases} V_1 & \text{для } E_n \leq 1 \text{ МэВ,} \\ (V_1 - \varepsilon_1 E_n) & \text{для } E_n > 1 \text{ МэВ,} \end{cases}$$

$$V_{CI} = \begin{cases} (V_2 + \varepsilon_2 E_n) & \text{для } 0,5 < E_n \leq 4 \text{ МэВ,} \\ (V_3 + \varepsilon_3 E_n) & \text{для } E_n > 4 \text{ МэВ;} \end{cases}$$

$V_{SO} = \varepsilon_4 V_{CR}$; N — число нейтронов в ядре; A — массовое число; V — потенциал поляризуемости нейтрона:

$$V = \begin{cases} -(1/2)\alpha Z^2 e^2 / r^4 & \text{для } r \geq R, \\ 0 & \text{для } r < R. \end{cases}$$

В более поздних работах [26–30] потенциал поляризуемости для $r \leq R$ принимался равным $V = -(1/2)\alpha Z^2 e^2 (3 - 2r^2/R^2)/R^4$.

Расчеты проводились по автоматической поисковой программе, осуществлявшей подбор параметров потенциала для наилучшего описания экспериментальных угловых распределений. Варьировались параметры: $V_1, V_2, V_3, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \varepsilon_4, r_0, a_1, a_2, b_1, b_2, \alpha$. Каждый из экспериментальных спектров нейтронов (см. рис. 2, 4, б) делили на шесть энергетических групп. Вычисленные для каждой энергетической группы угловые распределения усредняли по соответствующим нейтронным спектрам. Для каждой из полученных таким образом кривых определяли средний квадрат относительного отклонения расчетной кривой от экспериментальной (квадратичный функционал). На каждом шаге вычислялся также средний квадратичный функционал для полных сечений. В процессе поиска минимизировалась сумма квадратов отклонений для угловых распределений и полных сечений.

Основные результаты данного анализа можно подытожить следующим образом.

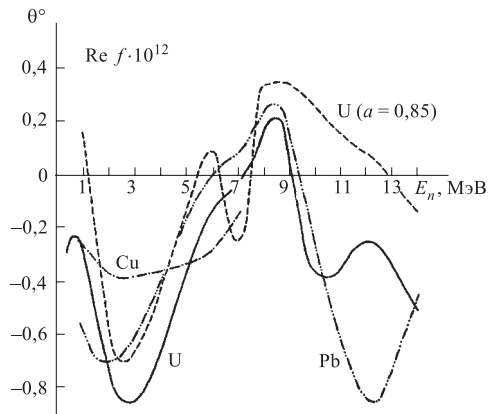


Рис. 5. Реальная часть амплитуды ядерного рассеяния, вычисленная по оптической модели

а) Добавление лишь одного параметра α к большому числу варьируемых параметров существенно улучшает описание экспериментальных данных при малых углах рассеяния нейтронов. Средние квадратичные функционалы уменьшаются примерно вдвое как для угловых распределений, так и для полных сечений.

б) Замена потенциала $1/r^4$ на экспоненциальный приводит к ухудшению процесса описания.

в) Величина параметра α , понимаемого как поляризуемость нейтрона, оказалась довольно большой: $(2,6 \pm 1,0) \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$.

г) Показано также, что область энергий 4–5 МэВ довольно нечувствительна к значению α . Из-за величины действительной части ядерной амплитуды при этих энергиях нейтронов (см. рис. 5) происходит взаимная компенсация интерференционного

члена и члена $f_\alpha^2(\theta)$ в формуле (14). По мнению авторов работы [26] данным обстоятельством можно объяснить отрицательный результат поисков влияния поляризуемости нейтрона на ход кривой дифференциального сечения рассеяния на малые углы, полученный в работе [22].

д) Что касается экспериментов по рассеянию на малые углы нейтронов, имеющих энергию порядка нескольких десятков кэВ и менее (соответствующая экспериментальная работа будет описана в разд. 3), то было показано, что наилучшее описание угловых распределений действительно получается при поляризуемости нейтрона значительно меньше 10^{-40} см³. Однако в результате расчетов обнаружена крайне низкая чувствительность дифференциальных сечений к величине α . Соответствующий квадратичный функционал увеличивается всего на 15% при изменении α от нуля до $1 \cdot 10^{-40}$ см³.

Итак, несмотря на тщательность проведенного в работах [26–30] анализа, полученное значение $\alpha \sim 10^{-40}$ см³ все-таки слишком велико. С уверенностью можно лишь утверждать, что из опытов по рассеянию быстрых нейтронов на малые углы следует, что $\alpha < (3-4) \cdot 10^{-40}$ см³.

Пожалуй, одной из последних, заслуживающих внимания серий работ, являются эксперименты, проведенные итальянскими физиками, а главное, не зависящий от модельных представлений метод обработки, предложенный и проведенный ими [31–34]. Следуя серии итальянских работ, будем считать, что имеет место лишь ядерное (не зависящее от спина) и швингеровское рассеяние. Используя соотношение оптической теоремы

$$\text{Im } f(0) = k\sigma_{\text{tot}}/(4\pi) \quad (17)$$

и выражение для поляризации рассеянных вследствие эффекта Швингера на малые углы нейтронов (см., например, [35])

$$\mathbf{P} = \mathbf{n} \frac{2\gamma \text{Im } f_0(\theta) \text{ctg } (\theta/2)}{|f_0(\theta)|^2 + \gamma^2 \text{ctg } (\theta/2)}, \quad (18)$$

а также считая, что $\text{Im } f_0(0) \cong \text{Im } f_0(\theta)$, можно получить

$$P(\theta)\sigma(\theta)/\sigma_{\text{tot}} \cong k\gamma \text{ctg } (\theta/2)/2\pi. \quad (19)$$

Поскольку в левую часть (19) входят лишь измеряемые в эксперименте величины, обозначим

$$\Sigma_{\text{exp}}(\theta) \equiv P(\theta)\sigma(\theta)/\sigma_{\text{tot}} \quad (20)$$

и

$$\Sigma_{\text{sch}}(\theta) \equiv k\gamma \text{ctg } (\theta/2)/2\pi. \quad (21)$$

Теперь можно сравнить величины (20) и (21).

В проведенных экспериментах [31–34], схема которых приведена на рис. 6, величины $P(\theta)$ и $\sigma(\theta)$ определяли при углах $\theta = 2,1-9,1^\circ$ при энергии

нейтронов 2,5 МэВ. Полученные данные экстраполировали в область углов $0,5-2,1^\circ$. Существенной особенностью итальянских работ являлись одновременные измерения дифференциальных сечений сразу при всех интересующих

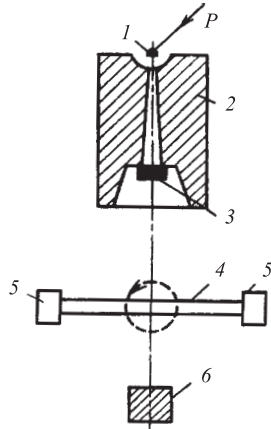


Рис. 6. Схема эксперимента по рассеянию нейтронов с энергией 2,5 МэВ на малые углы: 1 — литиевая мишень; 2 — защита; 3 — рассеиватель; 4 — позиционный спектрометр; 5 — фотоумножитель; 6 — детектор нейтронов прямого пучка

углах. Применяемый для этого позиционный спектрометр состоял из стеклянной трубки (диаметр 30,8 мм, длина 80 см), заполненной жидким сцинтиллятором NE 213 и просматриваемой с торцов двумя фотоумножителями. По времени прихода к ним световых сигналов определялось место регистрации нейтрона в трубке, т.е. угол θ . В эксперименте использовались нейтроны реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Они падали на литиевую мишень под углом 45° к первичному протонному пучку импульсного электростатического генератора. Расстояние между позиционным спектрометром и рассеивателем составляло 2,5 м. Изучалось рассеяние нейтронов на образцах индия, гольмия, ртути, висмута и урана. Степень поляризации нейтронов, вылетающих из рассматриваемой реакции под углом 45° , принималась равной 24%. Измерения лево-правой асимметрии рассеяния позволяли определять величину $P(\theta)$. Полученные в результате измерений величины $\sigma(\theta)$ сравнивались с расчетными, полученными в рамках оптической модели ядра с добавлением швингеровского потенциала. Формы кривых совпадали, однако абсолютные значения сечений различались (для урана различие составляло более 30%, для остальных элементов оно не превышало 10%). Также для урана несколько различались (примерно в 1,5 раза) и значения $\Sigma_{\text{exp}}(\theta)$ и $\Sigma_{\text{sch}}(\theta)$. С предсказаниями оптической теоремы сравнивались также значения мнимых частей амплитуд ядерного рассеяния. Результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1.

Амплитуда, 10^{-12} см	In	Ho	Hg	Bi	U
$\text{Im } f_0(0)_{\text{exp}}$	$1,89 \pm 0,20$	$1,69 \pm 0,20$	$2,00 \pm 0,24$	$2,06 \pm 0,24$	$3,11 \pm 0,27$
$k\sigma_{\text{tot}}/(4\pi)$ (расчет)	$1,40 \pm 0,01$	$1,78 \pm 0,01$	$1,97 \pm 0,01$	$1,97 \pm 0,01$	$2,10 \pm 0,01$

Как следует из табл. 1, различие между $\text{Im } f_0(0)_{\text{exp}}$ и $k\sigma_{\text{tot}}/(4\pi)$ для урана выходит более чем за три экспериментальные ошибки.

Итак, проведенный итальянскими физиками анализ экспериментальных данных также показывает, что в области малых углов основную роль играют ядерное и швингеровское рассеяние. Тем не менее возможное дополнительное рассеяние нейтронов тяжелыми ядрами не исключается.

В конце 60-х – начале 70-х годов белорусскими физиками были предприняты попытки [36] объяснить возможные аномалии в области малых углов при рассеянии нейтронов на тяжелых ядрах недостаточностью оптически-потенциального описания. Основным методом анализа был избран дисперсионный подход. Физической же моделью для описания возможных аномалий служил прямой процесс. Такой процесс проходит без образования составного ядра, импульс и энергия налетающей частицы передаются лишь малым нуклонным комплексам или отдельным нуклонам ядра. При рассеянии нуклонов на легких ядрах прямые процессы, как правило, дают довольно резкую анизотропию продуктов реакции. Детальное рассмотрение данного процесса применительно к рассеянию нейтронов на тяжелых ядрах показало, что величина дополнительного к оптическому описанию рассеяния имеет порядок, достаточный для объяснения дополнительных аномалий в области малых углов [36]. В угловом распределении нейтронов, упруго рассеянных на тяжелых ядрах, должна наблюдаться аномальная анизотропия, находящаяся в области малых углов.

Интересно отметить, что, как показывают расчеты, величина аномального рассеяния на свинце должна быть примерно в четыре раза меньше, чем на уране, при одной и той же энергии нейтронов. Еще меньше должно быть рассеяние на меди. Подобные эффекты наблюдались в вышеописанных экспериментах.

Предложенная белорусскими физиками модель описания аномалий позволяет предсказать возможность наблюдения эффекта на таких ядрах, как Cd, Xe, Nd, Sm, Gd, Dy, Hf и Pt. К сожалению, эксперименты по рассеянию нейтронов на малые углы на этих ядрах не проводились.

В заключение следует заметить, что исследовался вопрос о том, что следует понимать под величиной α , входящей, например, в выражения (6) и (10). В частности, в работе [37] было показано, что

$$\alpha = \bar{\alpha} + \mu_n \frac{m_n + 2M_{\text{nucl}}}{m_n M_{\text{nucl}}} \left(\frac{e\hbar}{2m_n c^2} \right)^2, \quad (22)$$

где m_n — масса нейтрона.

Для нейтрона второй член в соотношении (22) составляет примерно 10% от первого.

3. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ

Эксперименты по изучению угловых распределений нейтронов, рассеянных тяжелыми ядрами, в области средних энергий нейтронов (от 1 до 300 кэВ), также позволяют получить информацию о коэффициенте электрической поляризуемости нейтрона α . Впервые данный метод был применен в работе Талера [38] в 1959 г., проанализировавшего дифференциальные сечения рассеяния нейтронов с энергиями 50 ÷ 300 кэВ на ядрах урана и получившего оценку $\alpha < 20 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$. Метод заключается в следующем.

Представим дифференциальное сечение рассеяния нейтронов в виде разложения по полиномам Лежандра:

$$\sigma(\theta) = \sum_{i=0}^{\infty} A_i P_i(\cos \theta), \quad (23)$$

где A_i определяются фазами ядерного рассеяния. Приближенное при низких энергиях нейтронов соотношение для фаз ядерного рассеяния имеет вид [39]:

$$\delta_1 \approx -\frac{(kR)^{2l+1}}{(2l-1)!!(2l+1)!!}, \quad (24)$$

где R — радиус канала.

Известно также [40], что в отсутствие резонансов

$$\sigma(\theta) = 1/(k^2)[\sin^2 \delta_0 + 6 \sin \delta_0 \sin \delta_1 \cos(\delta_0 - \delta_1) \cos \theta + \dots]. \quad (25)$$

Приведенное приближение верно, поскольку в интересующем нас случае энергия нейтронов не превышает 300 кэВ и остальные члены в разложении (25) малы.

Представляя выражение (25) в виде

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma}{4\pi}[1 + \omega_1 \cos \theta + \omega_2 P_2(\cos \theta) + \dots], \quad (26)$$

где $\sigma_s = 4\pi \sin^2 \delta_0/k^2$ — интегральное сечение рассеяния, можно получить для ядерного рассеяния коэффициент при $\cos \theta$:

$$\omega_1 = \frac{6 \sin \delta_1 \cos(\delta_0 - \delta_1)}{\sin \delta_0} \approx \frac{6\delta_1}{\delta_0} \sim (kR)^2 \sim E, \quad (27)$$

т. е. при малых энергиях асимметрия ядерного рассеяния растет линейно при увеличении энергии нейтрона.

Учет рассеяния, вызванного поляризуемостью нейтрона, приводит к появлению в сечении рассеяния интерференционного члена. В этом случае ω_1

будет содержать дополнительный член, пропорциональный корню из энергии нейтрона. Действительно, добавляя фазовые сдвиги (12), вызванные поляризуемостью нейтрона, к выражениям δ_0 и δ_1 , определенным с помощью формул (24), можно получить коэффициент

$$\omega_1 = aE + b\sqrt{E}, \quad (28)$$

причем

$$b = -2,5 \cdot 10^{-4} \frac{M^{3/2} e^2}{\hbar^3} \frac{\alpha Z^2}{\sigma_0^{1/2}}, \quad (29)$$

если энергию E выражать в кэВ.

Знак минус в выражении (29) отражает тот факт, что реальная часть амплитуды ядерного рассеяния в данном случае отрицательна. Величина σ_0 представляет собой полное сечение потенциального рассеяния.

Более удобной для исследований является область энергий ниже 50 кэВ, поскольку нелинейная зависимость ω_1 от энергии сказывается в ней гораздо сильнее, чем при обработке Талером [38] интервала энергий выше 50 кэВ.

В 1966 г. эксперимент [41], проведенный в Лаборатории нейтронной физики (ЛНФ) ОИЯИ, существенно улучшил оценку Талера. Измерения велись по методу времени пролета на 250-метровой пролетной базе импульсного реактора ИБР в интервале энергий нейтронов от 0,6 до 26 кэВ. В качестве рассеивателя был выбран свинец, не имеющий до 26 кэВ сильных нейтронных резонансов. Это обстоятельство предохраняло анализ полученных результатов от неопределенностей, связанных с пренебрежением роли резонансов. Сколламированный нейтронный пучок размером 12×22 см падал на свинцовый полый цилиндр высотой 20 см, наружным диаметром 10 и внутренним 8 см. Энергетическое разрешение менялось от 20 % при 1 кэВ до 100 % при 26 кэВ. Рассеянные нейтроны регистрировались 9 детекторами, расположенными при углах от 30° до 150° относительно падающего пучка. Каждый детектор представлял собой батарею из 20 пропорциональных борных счетчиков. Для перехода от наблюдаемых угловых распределений к угловым распределениям, пропорциональным дифференциальным нейтронным сечениям, в измеренные данные вносились поправки, вызванные небольшим различием чувствительности разных детекторов к спектру нейтронов, изменением энергии нейтронов при рассеянии, а также к эффектам самоэкранировки из-за многократного рассеяния и различного поглощения нейтронов в образце. Для уменьшения роли отмеченных поправок угловые распределения при всех энергиях нормировались на распределение при низкой энергии $0,1 \div 1,2$ кэВ. Полученные результаты, приведенные на рис. 7, анализировались в 11 энергетических интервалах. К анализу привлекались также данные для свинца, полученные в более ранней работе [42], для интервала энергий $50 \div 160$ кэВ. Обработка по

методу наименьших квадратов привела к выводу, что на уровне достоверности 68 % значение α нейтрона лежит в пределах:

$$-4,7 \cdot 10^{-42} \leq \alpha \leq 6,1 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3. \quad (30)$$

Данная оценка оставалась рекордной вплоть до 1986 г., т. е. порядка 20 лет.

В 1990 г. в Дубне Александровым и Самосватом для реализации была предложена низкофоновая светосильная установка УГРА [43], использую-

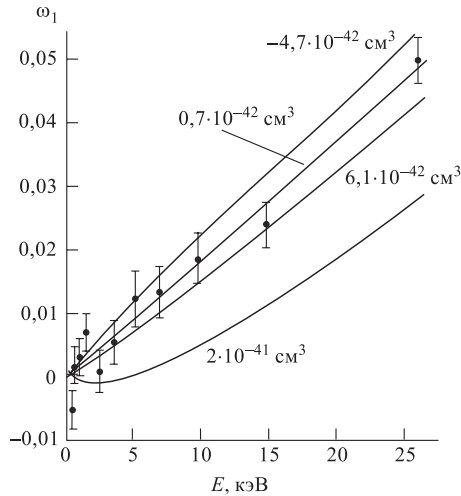


Рис. 7. Экспериментальные значения ω_1 для свинца. Кривые — результат теоретического расчета

щая преимущества метода измерений 1966 г. особенно при работе на новом, строящемся источнике нейтронов ИРЕН [44]. Для достижения погрешности $\Delta\alpha \sim 0,3 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$ абсолютная ошибка измерения асимметрии рассеяния вперед-назад не должна превышать $(2-3) \cdot 10^{-4}$. Для создания благоприятных фоновых условий предложена установка, представляющая собой алюминиевую вакуумную камеру в виде цилиндра диаметром и высотой порядка 3 м. Сколламированный нейтронный пучок проходит по диаметру камеры примерно на половине ее высоты и рассеивается исследуемым образцом, помещенным в центре камеры. Детекторы, расположенные на вращающейся платформе, параллельной

дну камеры, регистрируют рассеянные образцом нейтроны.

Вначале предлагалось два варианта регистрации рассеяния: газовый и сцинтилляционный.

В первом варианте вокруг образца предполагалось установить 16 нейтронных детекторов. Пока используются только две батареи из пропорциональных ³He-счетчиков высокого давления (до 10 атм). Каждый счетчик имеет длину ~ 50 см и диаметр $\sim 3,5$ см. В каждую батарею входит 19 счетчиков. Устройство установки УГРА, находящейся в настоящее время на 250-метровой базе бустера ИБР-30, описано в сообщении [45], а первые эксперименты, проведенные на УГРЕ, — в [46, 47]. Предполагается, что измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов ядрами удастся провести при энергиях от 0,1 до 250 кэВ. Сообщается информация о параметрах и свойствах прибора: светосиле, эффективности детекторов, а также о фоне. Так,

вакуумирование камеры улучшает фоновые условия при нейтронных энергиях $3 \div 100$ кэВ в $5 \div 40$ раз, но не в 1000 или более раз, как ожидалось, если бы источник всего фона без образца был обусловлен рассеянием нейтронов только на остаточном газе. Оценено время, необходимое для измерения ожидаемой величины α нейтрона. Если она порядка $1 \cdot 10^{-42}$ см³ и измеряется с погрешностью $0,5 \cdot 10^{-42}$ см³, то даже для достижения такой, довольно грубой, точности требуется $\sim 5000/k$ часов измерений, где k — число участвующих в измерениях батарей детекторов.

В сцинтилляционном варианте, а он нам кажется более предпочтительным, для получения примерно той же скорости набора статистики достаточно двух детекторов — жидких сцинтилляторов с фотоумножителями. Сцинтилляторы типа ВС-523АН содержат бор, обогащенный изотопом ¹⁰B более чем на 90%. Эффективность подобных детекторов значительно выше, чем гелиевых счетчиков, особенно при энергиях более 10 кэВ. Недостатком сцинтилляционных детекторов может оказаться бóльшая их чувствительность к γ -квантам, чем гелиевых. Впрочем, это дело техники, т. к. существуют методы борьбы с таким «злом». Во всяком случае, во многих лабораториях мира подобные сцинтилляционные детекторы довольно широко применяют.

В работе [41] для оценки величины α было достаточно воспользоваться формулой (27), полученной без учета резонансов в нейтронном сечении. Теперь же при требуемой погрешности в измерении асимметрии вперед-назад порядка $(2-3) \cdot 10^{-4}$ следует учесть ряд других слагаемых, возникающих из-за наличия резонансов и по-разному зависящих от E . В этом случае формула (27) должна быть модернизирована. Подобная операция была сделана в работе [43]. Коэффициент, стоящий при первом полиноме Лежандра, т. е. при $\cos \theta$, будет иметь вид

$$\begin{aligned}
 & 1/(k^2) \{6 \sin \delta_0 \sin \delta_1 \cos (\delta_0 - \delta_1) - \text{первый член обусловлен потенциальным рассеянием, дает вклад в } \omega_1, \text{ пропорциональный } E; \\
 & - \frac{3g\Gamma_n^0 \sqrt{E}}{\Delta E^2 + \Gamma^2/4} \left[\Delta E \sin \delta_1 \cos (2\delta_0 - \delta_1) + \frac{\Gamma}{2} \sin \delta_1 \sin (2\delta_0 - \delta_1) \right] - \text{второй — изолированным } s\text{-резонансом, первая часть дает вклад в } \omega_1, \text{ пропорциональный } E, \text{ вторая — } E^2; \\
 & - \frac{g\Gamma_n^1 v_1 \sqrt{E}}{\Delta E^2 + \Gamma^2/4} \left[\Delta E \sin \delta_0 \cos (2\delta_1 - \delta_0) + \frac{\Gamma}{2} \sin \delta_0 \sin (2\delta_1 - \delta_0) \right] - \text{третий — изолированным } p\text{-резонансом, первая часть дает вклад в } \omega_1 \text{ пропорциональный } E, \text{ вторая — } E^3;
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -3\pi S_0 \sqrt{E} \sin \delta_1 \sin (2\delta_0 - \delta_1) + \text{четвертый — усредненными вкладами } s\text{- и } p\text{-резонансов, которые} \\
& +3\pi S_1 v_1 \sqrt{E} \sin \delta_0 \sin (\delta_0 - 2\delta_1) + \text{дают вклады в } \omega_1, \text{ пропорциональные } E^{3/2}; \\
& +3 \sin 2\delta_0 \sin \eta_1 + \text{последние два члена в (31) обусловлены интерференцией потенциального} \\
& +3 \sin 2\delta_1 \sin \eta_0 \} \quad (31) \text{ рассеяния с рассеянием, вызванным поляризуемостью нейтрона, первый член} \\
& \text{дает вклад в } \omega_1, \text{ пропорциональный } E^{1/2}, \text{ второй — пропорциональный } E.
\end{aligned}$$

В приведенном выражении δ_0 и δ_1 — сдвиги фаз, вызванные ядерным s - и p -взаимодействием, η_0 и η_1 описываются формулой (12), S_0 и S_1 — силовые функции для s - и p -нейтронов, $v_1 = \frac{(kR)^2}{1 + (kR)^2}$ — барьерный фактор, Γ_n^0 и Γ_n^1 — приведенные нейтронные ширины s - и p -резонансов, g — спиновый статистический фактор.

Из формулы (31) следует, что член, дающий вклад в ω_1 , пропорциональный $E^{1/2}$, — *единственный*, поэтому определить α нейтрона вполне возможно.

4. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ

Информацию о поляризуемости нейтрона можно извлечь также из результатов измерений зависимости от энергии полного нейтронного сечения тяжелых ядер при энергиях нейтронов как низких (< 100 эВ), так и высоких (~ 100 кэВ). Механизм совместного описания ядерного и поляризационного рассеяния был рассмотрен в работах автора [48, 49], применившего формализм рассмотрения задачи рассеяния частицы на сумме коротко- и дальнего действующего потенциалов [7, 50]. Если обозначить δ_l — фазы ядерного рассеяния, χ_l — фазы нейтрон-электронного рассеяния и η_l — фазы рассеяния, вызванного поляризуемостью нейтрона, то суммарная амплитуда рассеяния нейтронов на атоме будет иметь вид

$$f_t(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) \{ S_l \exp [2i(\chi_l + \eta_l)] - 1 \} P_l(\cos \theta), \quad (32)$$

где

$$S_l = \exp(2i\delta_l) \left\{ 1 - \sum_i \frac{i\Gamma_{ni}}{\Delta E_i + i\Gamma_i/2} \right\} \quad (33)$$

есть общепринятая матрица рассеяния, пригодная для неперекрывающихся резонансов, $\Delta E_i = E - E_i$, E_i — энергия i -го резонанса; Γ_{ni} и Γ_i — нейтронная и полная ширины i -го резонанса.

Если для ядра существенно лишь s -рассеяние (при низких энергиях), формулу (32) можно привести к виду

$$f_t(\theta) = \frac{1}{2ik}(S_0 - 1) \exp[2i(\chi_0 + \eta_0)] + \frac{1}{k} \sum_l (2l + 1) \sin(\chi_l + \eta_l) \exp[i(\chi_l + \eta_l)] P_l(\cos \theta), \quad (34)$$

где η_0 описывается выражением (12), а

$$\chi_0 = -\frac{ka_{ne}}{2} \int_0^\pi f\left(\frac{\sin(\theta/2)}{\lambda}\right) \sin \theta d\theta, \quad (35)$$

где, в свою очередь, a_{ne} — длина рассеяния нейтрона на электроны (см. обзор [51]), $f\left(\frac{\sin(\theta/2)}{\lambda}\right)$ — атомный формфактор.

Из (34) следует, что

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} f_t &= -b_{\text{coh}} \frac{A}{(A+1)} = \\ &= \frac{1}{k} \left\{ \sin \delta_0 \cos[\delta_0 + 2(\chi_0 + \eta_0)] - \frac{1}{2} \cos 2(\delta_0 + \chi_0 + \eta_0) \sum_i \frac{g\Gamma_{ni}\Delta E_i}{(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \sin 2(\delta_0 + \chi_0 + \eta_0) \sum_i \frac{g\Gamma_{ni}\Gamma_i/2}{(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)} \right\} \cong \frac{\delta_0}{k} - \frac{1}{2k} \sum_i \frac{g\Gamma_{ni}\Delta E_i}{(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)}, \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} f_t(0)/k &= \frac{\sigma_{\text{tot}}}{4\pi} = \frac{1}{k^2} \left\{ \sin \delta_0 \sin[\delta_0 + 2(\chi_0 + \eta_0)] - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \sin 2(\delta_0 + \chi_0 + \eta_0) \sum_i \frac{g\Gamma_{ni}\Delta E_i}{(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)} + \frac{1}{4} \cos 2(\chi_0 + \eta_0) \sum_i \frac{g\Gamma_{ni}}{(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4} \cos 2(\chi_0 + \eta_0) \sum_i \frac{g\Gamma_{ni}\Gamma_i}{(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)} \right\}, \end{aligned} \quad (37)$$

откуда можно получить формулу, с помощью которой обрабатывались экспериментальные данные, приведенные в [52]:

$$y = \frac{\sigma_{\text{tot}}(E')}{4\pi} - b_{\text{coh}}^2 \frac{A}{(A+1)} = a_{ne}^2 (Z - F')^2 - 2a_{ne} b_{\text{coh}} (Z - F') \frac{A}{(A+1)} - f^2 +$$

$$+ 2a_{ne} f F' + \frac{2}{3} \pi k' R f b_{\text{coh}} \frac{A}{(A+1)} - (\Sigma_1 - \Sigma) \left[b_{\text{coh}} \frac{A}{(A+1)} + \right.$$

$$\left. + a_{ne} (Z - F') + \pi k' R f / 3 \right] + \frac{\Sigma_1^2}{4} - \frac{\Sigma_1 \Sigma}{2} + \frac{\Sigma_2}{4} + \frac{\sigma_{\text{abs}}(E')}{4\pi}, \quad (38)$$

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

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

рованный по углам атомный формфактор, E и E' — энергии нейтронов, при которых измерены b_{coh} и σ_{tot} , $\sigma_{\text{abs}}(E') = \frac{\pi}{k'^2} \sum_i \frac{g_i \Gamma'_{ni} \Gamma_{\gamma i}}{(\Delta E_i'^2 + \Gamma_i'^2/4)}$ — сече-

ние поглощения, E_i , Γ_{ni} , $\Gamma_{\gamma i}$ — энергия, нейтронная и радиационная ширины i -го резонанса, $\Sigma_1 = \sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni} \Delta E_i}{k(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)}$, $\Sigma = \sum_i \frac{g_i \Gamma'_{ni} \Delta E_i'}{k'(\Delta E_i'^2 + \Gamma_i'^2/4)}$,

$$\Sigma_2 = \sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni}^2}{k'^2 (\Delta E_i'^2 + \Gamma_i'^2/4)}.$$

Поскольку эксперимент [52] выполнялся также с целью определения длины рассеяния нейтрона на электроны a_{ne} , его описание и процедура получения a_{ne} из измеренных данных приведены в обзоре [51]. Там же приведен график полученных значений $\sigma_{\text{tot}}(E)$ вместе с данными Гархингской лаборатории [53–55]. Здесь же сделаем несколько замечаний об определении коэффициента поляризуемости нейтрона α .

В процессе измерений для висмута было найдено $y \approx 0,015$ – $0,020$ б/ср. Хотя измерения проводились вплоть до энергии нейтронов ~ 130 эВ, обрабатывались экспериментальные точки, включая лишь 30 эВ. Причина заключалась в том, что члены в формуле (38), содержащие α , пропорциональны \sqrt{E} , а резонансные члены пропорциональны E . В области энергий до 30 эВ их вклады в y сравнимы, однако при энергии порядка 100 эВ вклад от резонансов почти на порядок превышает вклад от поляризуемости. Поэтому в области энергий ~ 100 эВ и выше следует ожидать погрешность эксперимента, связанную не только с недостаточно хорошо известными параметрами резонансов, но и с самим методом учета резонансов, поскольку, вообще говоря, формула (38) справедлива лишь вдали от резонансов. Впрочем, достаточно хорошее совпадение теоретической кривой с эксперимен-

тальными данными вплоть до энергий нейтронов 130 эВ говорит о том, что погрешность невелика. Полученная экспериментальная зависимость $\sigma_{\text{tot}}(E)$ вместе с данными работ [53–55] приведена на рис. 8.

Экспериментальные данные обрабатывались по методу наименьших квадратов. Так как полученное значение a_{ne} совпало с имеющимся результатом нейтронно-дифракционных опытов с монокристаллами вольфрама (см. [51]), для a_{ne} использовался именно этот результат: $a_{ne} = (-1,60 \pm 0,05) \cdot 10^{-16}$ см. С целью проверки влияния на α небольших расхождений между значениями $\sigma_{\text{tot}}(E)$, полученными в [52] и в [53–55] в районе энергий ~ 1 – $1,5$ эВ, данные [52] и [53–55] обрабатывались отдельно. Было получено $\alpha = (10 \pm 10) \cdot 10^{-42}$ см³ [53–55] и $\alpha = (1,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-42}$ см³ [52] (приведенная в [52] погрешность $\pm 3,3$ соответствует $1,65\sigma$, где σ — среднее квадратическое отклонение).

Поскольку для поляризуемости вклад в y при энергии ~ 1 эВ, вообще говоря, довольно мал, то некоторые различия результатов скорее обусловлены небольшой разницей в поведении $\sigma_{\text{tot}}(E)$ при $E > 3$ эВ, чем расхождением в районе ~ 1 эВ.

Несколько слов о применяемой для определения величин a_{ne} и α формуле (38). Три предпоследних члена в этой формуле учитывают вклад резонансов, и, в принципе, их можно оценить расчетным путем. Однако сделать подобную операцию не так просто, поскольку отсутствует достаточно верная информация о резонансах, расположенных, в частности, при отрицательных энергиях нейтронов. Кроме того, члены не содержат вклада интерференции между резонансами. Поэтому суммарный вклад рассматриваемых трех предпоследних членов, включая и интерференционные эффекты между резонансами, варьировался в работе [52] и выбирался, исходя из лучшего описания полученных экспериментальных данных. Более подробно данная операция, а также аналитическое определение межрезонансной интерференции рассмотрены в обзоре [51].

Формула (38) в первом приближении не содержит величины R (произведение Rf не зависит от R , поскольку $f \sim 1/R$) и избавляет таким образом экспериментатора от необходимости ее достаточно точного определения.

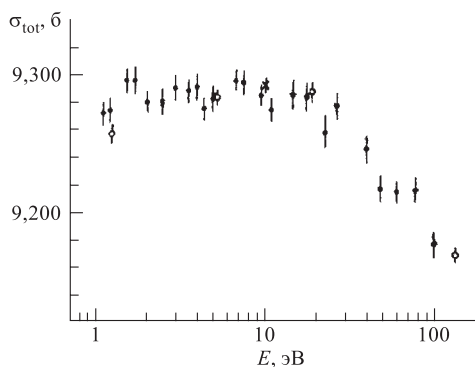


Рис. 8. Зависимость σ_{tot} от энергии нейтронов: ● — данные [52]; ○ — данные [54, 55]; × — данные [53]

Разложим в ряд первые члены формул (36) и (37), считая, что имеет место лишь потенциальное рассеяние, и пренебрегая фазами χ_0 и η_0 по сравнению с δ_0 вследствие их малости. Получим

$$\frac{1}{k^2} \{ \sin^2 \delta_0 \cos^2 [\delta_0 + 2(\chi_0 + \eta_0)] \} \approx \frac{1}{k^2} (\delta_0^2 - 4/3\delta_0^4 + \dots),$$

$$\frac{1}{k'^2} \{ \sin \delta'_0 \sin [\delta'_0 + 2(\chi'_0 + \eta'_0)] \} \approx \frac{1}{k'^2} (\delta_0'^2 - 1/3\delta_0'^4 + \dots).$$

Из данных формул, принимая $\delta_0 \cong -kR$, можно получить дополнительный член в соотношении (38), приблизительно равный

$$-R^2(k'R)^2/3. \quad (39)$$

Численно сравнивая полученное выражение с членами $2/3\pi k'Rfb_{\text{coh}}A/(A+1)$ и $2a_{ne}b_{\text{coh}}(Z-F')A/(A+1)$, можно убедиться (при энергии нейтронов ~ 30 эВ), что вклад от рассеяния, связанного с поляризуемостью, примерно в 1,5–2 раза превосходит величину (39), а вклад от взаимодействия между нейтроном и электронной оболочкой более чем в 20 раз превосходит величину (39). Таким образом, определение величины R с большой точностью не обязательно при методе обработки данных, предпринятом в работе [52].

Сделанная в [52] оценка величины α почти вдвое лучше имеющейся более ранней оценки [41], полученной в ЛНФ в 1966 г., но она и более надежна. В настоящее время известно, что изотопы свинца ^{204}Pb и ^{207}Pb имеют сильные резонансные уровни при отрицательных энергиях нейтронов [56]. Поскольку оценка величины α нейтрона проводилась в работе [41] путем анализа угловых распределений нейтронов с энергией до 150 кэВ, рассеянных на естественной смеси изотопов свинца, сильные резонансные уровни с отрицательной энергией двух отмеченных выше изотопов могли повлиять на искомую величину. Попытка их учета была предпринята в работе [49]. Величина α нейтрона немного изменилась: $(6 \pm 3) \cdot 10^{-42}$ см³. Однако, по-видимому, полученная в работе [49] новая оценка также имеет свои погрешности, связанные с недостаточной информацией о резонансных уровнях.

Следующая оценка величины α , предпринятая группой физиков ЛНФ ОИЯИ, была выполнена совместно с немецкими физиками на реакторе FRM (Гархинг, Германия) [57]. Измерения полных нейтронных сечений σ_{tot} образца ^{208}Pb проводились на реакторе FRM при энергиях 1,26, 18,8, 132 и 1970 эВ [57]. Образец ^{208}Pb был выбран по причине отсутствия у него сильных резонансов в измеряемом интервале энергий. Методика измерений будет описана ниже. В измеренные значения σ_{tot} вносились поправки, вызванные твердотельными эффектами, швингеровским рассеянием, примесью других изотопов

свинца (используемый образец содержал 97,3 % ^{208}Pb), вкладом p -волнового рассеяния нейтронов, а также вкладом s -волновых резонансов ^{208}Pb .

Основываясь на формулах (13) и (37) и отбрасывая резонансные члены (вклад резонансов уже учтен), можно получить

$$\alpha = \frac{3}{\pi} \left(\frac{\hbar}{Ze} \right)^2 \frac{1}{M(k_1 - k_2)} \left\{ \frac{1}{k_1} \arcsin \left(k_1 \sqrt{\frac{\sigma_1}{4\pi}} \right) - \frac{1}{k_2} \arcsin \left(k_2 \sqrt{\frac{\sigma_2}{4\pi}} \right) - Z(F_1 - F_2) a_{ne} \frac{A}{A+1} \right\}. \quad (40)$$

Индексы 1 и 2 относятся к двум различным энергиям.

Для определения α были использованы измеренные сечения лишь при двух энергиях: 1,26 и 1970 эВ (при других энергиях σ_{tot} получены с плохой точностью). Обработка по формуле (40) привела к значениям

$$\alpha = (-1,1 \pm 1,5) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3 \quad (41)$$

(если принять $a_{ne} = (-1,59 \pm 0,04) \cdot 10^{-16} \text{ см}$),

$$\alpha = (0,4 \pm 1,5) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3 \quad (42)$$

(если принять $a_{ne} = (-1,32 \pm 0,04) \cdot 10^{-16} \text{ см}$). О возможных значениях a_{ne} см. обзор [51].

Хотя полученная оценка величины α не сильно отличается от предыдущих, она более правдоподобна, поскольку для ^{208}Pb влияние резонансных поправок значительно слабее, чем для естественного свинца и висмута.

В 1976–1986 гг. с целью изучения поляризуемости нейтрона (а также и рассеяния нейтрона на электроны) сотрудник Гархингской лаборатории Кёстер со своими коллегами на гравитационном рефрактометре нейтронов (описание его можно найти в книге [35]) с помощью метода отражения нейтронов от висмутowego и свинцового зеркал провели очень точные измерения длин когерентного рассеяния нейтронов. Полученные данные были сопоставлены с результатами измерений [55, 58] сечений рассеяния висмута и свинца при энергии нейтронов выше нескольких электрон-вольт. Полные сечения были измерены для расплавленных свинца и висмута по методу пропускания 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, изготовленные из фольг резонансных поглотителей. В верхней части диска активировались в пучке нейтронов, а в диаметрально противоположной части активность регистрировалась с помощью детекторов β -излучения. Подобное устройство обеспечивало высокую

статистическую точность проводимых измерений. В работе [58] проводились измерения еще в двух энергетических точках: 1,97 и 143 кэВ. Нейтроны с энергией 1,97 кэВ выделялись из реактора посредством двойного резонансного рассеяния. Первым резонансным рассеивателем служила фольга изотопа ^{63}Cu . Она рассеивала нейтроны со средней энергией 1,97 кэВ. После прохождения расстояния ~ 7 м пучок нейтронов рассеивался снова мишенью ^{80}Se при резонансной энергии 1,97 кэВ. Первично рассеянные изотопом ^{63}Cu нейтроны других энергий подавлялись комбинированной системой фильтров из Sc, B_4C и Co, расположенных на их пути. Полуширина энергетического распределения нейтронов с энергией 1,97 кэВ была ~ 80 эВ.

Измерения сечений при средней энергии нейтронов ~ 143 кэВ выполнялись при использовании кремниевого устройства, фильтрующего нейтроны деления. Полуширина при этом составляла 20 кэВ.

Полное нейтронное сечение пропускания $\sigma_{\text{tr}}(E)$ в виде функции энергии записывалось следующим образом:

$$\sigma_{\text{tr}}(E) = \sigma_s(E) + \sigma_{\text{in}}(E) + \sigma_{\text{sch}}(E) + \sigma_l(E) + \sigma_{\text{sol}}(E), \quad (43)$$

где $\sigma_s(E)$ — сечение упругого рассеяния, $\sigma_{\text{in}}(E)$ — сечение некогерентного рассеяния, $\sigma_{\text{sch}}(E)$ — сечение швингеровского рассеяния, $\sigma_l(E)$ — вклад от рассеяния с угловым моментом $l > 1$, $\sigma_{\text{sol}}(E)$ — поправка на эффекты конденсированных сред.

В свою очередь,

$$\sigma_s(E) = 4\pi[b'(E) - ib''(E)]^2, \quad (44)$$

$$b'(E) = R[1 - (kR)^2/6 + \dots] + b_R(E) + b_{ne}Z[f(E) - h(E)] + b_p g(E), \quad (45)$$

а мнимая часть комплексной длины рассеяния, как отмечалось в работе [58], дает сечение поглощения, $f(E)$ — атомный формфактор, $h(E) = 1 - (kR_N)^2/5 + \dots$ — ядерный формфактор, $g(E) = 1 - \pi(kR_N)/3 + (kR_N)^2/3 + \dots$ — формфактор поляризуемости, $R_N = 1,203A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см.

Учет энергетической зависимости рассеяния от вклада неизвестных резонансов и резонансов с отрицательной энергией в полное сечение (величина $b_R(E)$) в работе [58] происходил на основе знания средних параметров s -рассеяния: силовой функции $s_0 = \Gamma_n^0/D_0$, равной, например для висмута, $0,65 \pm 0,15$, и среднего расстояния между уровнями $\langle D_0 \rangle = (4,5 \pm 0,6)$ кэВ (также для висмута). При этом, как нам кажется, можно легко ошибиться, т. к. резонанс (или несколько резонансов) при $E_{0j} < 0$ 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 %).

Результаты измерений при 143 кэВ служили как для дополнительного определения величины R , так и тестом процесса введения резонансных поправок.

В интервале энергий от нуля до 1,97 кэВ рост длины рассеяния, обусловленной поляризуемостью, составлял 7%, а в интервале $0 \div 132$ эВ — 2%. Исходя из этих данных, можно получить

$$\alpha = (0,8 \pm 1,0) \cdot 10^{-42} \text{ см.} \quad (46)$$

В [55] также получено значение $a_{ne} = -(1,32 \pm 0,04) \cdot 10^{-16}$ см. Относительно достоверности данной величины см. обзор [51].

В 90-х годах сотрудничество Дубна–Гархинг расширилось. К нему присоединились физики Киева и Саласпилса (Латвия). Совместные измерения и последующая обработка данных энергетической зависимости полных сечений образцов свинца, обогащенных изотопами $A = 208, 207$ и 206 , привела к новым результатам оценки поляризуемости нейтрона. Методика измерений совпадала с методикой, описанной выше (см. [55, 58]), а обработка привела к выводу, что

$$\begin{aligned} \alpha &= (-0,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-42} \text{ см, если } a_{ne} = -1,32 \cdot 10^{-16} \text{ см,} \\ \alpha &= (-1,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-42} \text{ см, если } a_{ne} = -1,59 \cdot 10^{-16} \text{ см.} \end{aligned} \quad (47)$$

Обработка данных проводилась в марте 1993 г., а результаты были доложены на дубненской конференции ISINN-2 (апрель 1994 г.) [59]. В том же докладе были сообщены новые цифры, полученные в результате гархингской обработки:

$$\alpha = (0,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-42} \text{ см,} \quad (48)$$

$$a_{ne} = (-1,32 \pm 0,03) \cdot 10^{-16} \text{ см.} \quad (49)$$

Итоговой работой сотрудничества Дубна–Гархинг–Саласпилс явилась статья, опубликованная в 1995 г. [60]. В ней изложены результаты совместной обработки когерентных длин рассеяния и энергетической зависимости полных нейтронных сечений естественного свинца, его изотопов ($A = 208, 207, 206$) и висмута. Проводилась совместная обработка, в основном как гархингских, так и дубненских данных, полученных при энергиях 1,26, 5,19, 18,8, 132 и 1970 эВ. В результате были получены данные, полностью совпадающие с (48) и (49).

Относительно обработки хотелось бы заметить следующее. Полное нейтронное сечение пропускания записывалось в виде

$$\sigma_{tr}(E) = \sigma_t(E) + \sigma_{sch}(E) + \sigma_{sol}(E), \quad (50)$$

$$\sigma_t(E) = \sigma_s(E) + \sigma_{\text{in}}(E) + \sigma_l(E) + \sigma_a(E), \quad (51)$$

где $\sigma_a(E)$ — сечение захвата.

При низких энергиях (вплоть до нескольких кэВ) $\sigma_t(E)$ можно представить в виде

$$\sigma_t(E) = 4\pi(f_{\text{pot}} + f_{\text{res}} + f_{ne} + f_{nc} + f_{\text{pol}})^2 + \sigma_{\text{in}}(E) + \sigma_a(E), \quad (52)$$

$$f_{\text{pot}}(k) = -R[1 - (kR)^2/6 + \dots], \quad (53)$$

$$f_{ne}(k) = -ZF(k)b_{ne}A/(A+1), \quad (54)$$

$$f_{nc}(k) = Zb_{ne}A/(A+1), \quad (55)$$

где f_{nc} — амплитуда рассеяния нейтрона на ядерном заряде и f_{pol} — амплитуда рассеяния, обусловленная поляризуемостью:

$$f_{\text{pol}}(k) = -b_{\text{pol}}A/(A+1)[1 - \pi(kR_N)/3 + (kR_N)^2/3 + \dots], \quad (56)$$

где $R_N = 1,203^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см.

Величину f_{res} можно рассчитать, используя известные параметры резонансов [56]. Если данные отсутствуют, то дополнительный вклад отрицательных резонансов и пропущенных уровней можно рассчитать, используя известные силовую функцию и среднее расстояние между уровнями, именно так это и было сделано в работе [58].

Далее в гархингской обработке применялась следующая процедура. Если обозначить через $f_A(E) = f_{\text{pot}} + f_{ne} + f_{nc} + f_{\text{pol}}$ — амплитуду рассеяния нейтронов атомом, ядро которого не имеет резонансов, тогда

$$f_A(E) = -(\sigma_s/4\pi - \sigma_{\text{sch}}/4\pi - \sigma_{\text{in}}/4\pi)^{1/2} - f_{\text{res}}(E). \quad (57)$$

Можно получить систему уравнений для определения b_{pol} и b_{ne} :

$$f_A(E) - f_A(0) = f_{\text{pot}}(E) + R - (ne\text{-члены}) + f_{\text{pol}}(E) + b_{\text{pol}}\frac{A}{A+1}. \quad (58)$$

Приведенная система решалась в работе [60].

Однако следует обратить внимание на следующее. Подставляя в (58) выражение (53), получим $f_{\text{pot}}(E) + R = R(kR)^2/6$. При энергии 1970 эВ, а именно при этой энергии определялся вклад поляризуемости, данная величина равна $1,48 \cdot 10^{-15}$ см. В то же время величина $f_{\text{pol}}(E) + b_{\text{pol}}A/(A+1) = b_{\text{pol}}A/(A+1)\pi kR_N/3 = 3,02 \cdot 10^{-16}$ см, т. е. примерно в 5 раз меньше остатков

от ядерного вклада. Таким образом, в гархингской работе [60] нужно хорошо знать величину R , а это дополнительная трудность. При дубненском методе обработки (см. формулу (38)) при энергии нейтронов, равной 30 эВ (см. [52]), вклад от явления поляризуемости в величину $\sigma_{\text{tot}}(E)/4\pi - b_{\text{coh}}^2 A/(A+1)$ составляет $7,1 \cdot 10^{-29}$ см²/ср, а от остатков ядерного рассеяния $4,4 \cdot 10^{-29}$ см²/ср, т. е. примерно вдвое меньше. Аналогичные цифры получаются и при гархингском методе обработки, но лишь при энергии порядка 30 эВ. Однако такие измерения в Гархинге не проводились. Таким образом, результат работы [52] (см. выше) получен более достоверным способом, хотя он и имеет в четыре раза бóльшую статистическую погрешность.

В 1994–1995 гг. в ЛНФ ОИЯИ проводились [61] измерения полного нейтронного сечения образца свинца, содержащего 98,3 % изотопа ²⁰⁸Pb. Описание методики эксперимента можно найти в [51]. Эксперимент, в частности, интересен тем, что для получения величины $\alpha \sim 10^{-42}$ см³ необходимо было предположить существование дополнительного резонанса при энергии $\pm 1,9$ МэВ, дающего вклад в фазу рассеяния примерно вдвое больше, чем имеющийся у ²⁰⁸Pb известный резонанс при энергии 507 кэВ. Существование подобного резонанса при энергии нейтронов, равной $-1,91$ МэВ, было подтверждено Самосватом с сотрудниками [62] несколько позднее в ЛНФ при анализе результатов работы Шмидмайера и др. [63] (см. ниже).

Еще одно сотрудничество дубненских физиков осуществлялось в совместных работах с Петербургским институтом ядерной физики (ПИЯФ, Гатчина). Измерения полных нейтронных сечений ряда образцов велись на нейтронном времяпролетном спектрометре ГНЕЙС [64], схема которого и расположение аппаратуры показаны на рис. 9. Быстрые нейтроны образуются в результате сброса протонного пучка с энергией 1 ГэВ синхроциклотрона на свинцовую мишень. Ширина нейтронной вспышки составляет 10 нс. Она дает интегральный выход нейтронов $\sim 3 \cdot 10^{14}$ с⁻¹. После торможения в полиэтиленовом замедлителе нейтроны формируются системами латунных (К1) и стальных (К2) коллиматоров. Геометрию пучка формируют также коллиматоры из карбида бора, расположенные до и после исследуемого образца. Длина пролетной базы мишень–детектор составляет 42 м.

Измерения полных сечений проводились по методу пропускания. Детектором нейтронов служила ³He-ионизационная камера, разделенная на три части для уменьшения мертвого времени регистрирующей системы, а также для увеличения ее быстродействия. Детектор помещался в защиту из парафина с борной кислотой и цилиндров из кадмия и карбида бора. Для измерения фона в пучок помещались резонансные фильтры из Со (резонансы при энергиях 132 эВ, 4,3, 5,0 кэВ), W (4,16 и 18,83 эВ), In (1,46 эВ) и Al (34 кэВ). Фон определялся по глубине плоского дна провалов от резонансов в спектрах пропускания нейтронов. Фон составлял примерно 0,5 % при энергиях от 1 до 100 эВ. Однако с ростом энергии фон возрастал и при

энергии ~ 5 кэВ достигал 10%. Измерения проводились циклами продолжительностью по 10 мин каждый. Замена образцов выполнялась дистанционно управляемым устройством, позволяющим устанавливать образец с большой точностью (лучше $0,07^\circ$). Мертвое время всей регистрирующей системы измерялось по методу двух источников и составляло $\tau_M = (0,660 \pm 0,012)$ мкс.

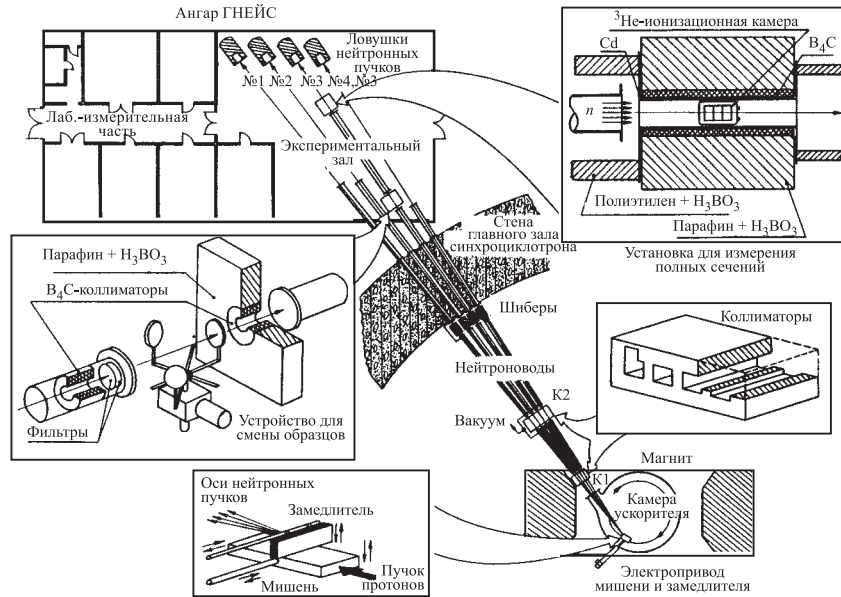
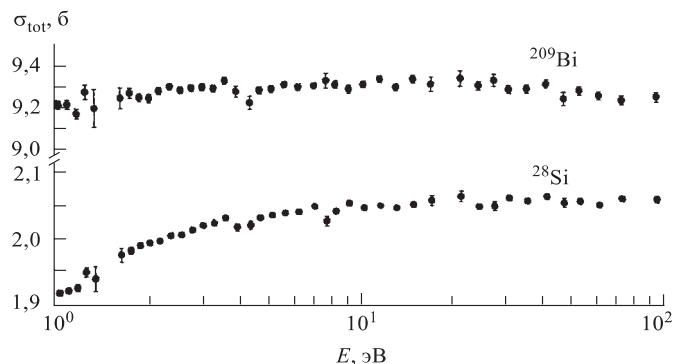
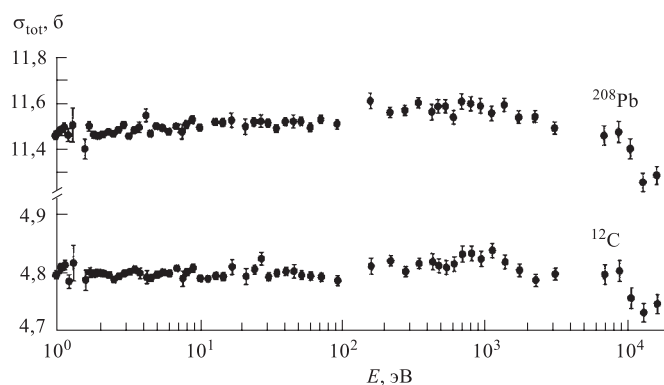


Рис. 9. Схема эксперимента на нейтронном спектрометре ГНЕЙС (Гатчина)

Результаты измерений и полученные после анализа значения поляризуемости нейтрона α опубликованы в 1988–1999 гг. в целом ряде работ и доложены на международных конференциях [65–71].

В начале периода измерений были получены полные сечения висмута и кремния в интервале энергий нейтронов $1 \div 100$ эВ. Проблема определения фона при измерениях не была слишком серьезной. Фон был достаточно низкий ($\sim 0,5\%$) и менялся довольно слабо в исследуемом диапазоне энергий. Измерения с кремнием служили как контрольные, благодаря небольшому заряду ядра поляризуемость нейтрона в них не проявлялась. Результаты измерений полных сечений висмута вместе с данными других работ приведены на рис. 10. Получаемая из измеренных данных величина α зависит от способа обработки. Использование при анализе (после учета резонансов) лишь одного параметра α приводит к величине $\alpha = (9,2 \pm 1,6) \cdot 10^{-42}$ см³, а более корректный способ (одновременное варьирование двух параметров — α и вклада резонансов, аналогично работе [52]) приводит к $\alpha = (25 \pm 11) \cdot 10^{-42}$ см³.

Рис. 10. Измеренные полные сечения ^{209}Bi и ^{28}Si Рис. 11. Измеренные полные сечения ^{208}Pb и ^{12}C

Меньшей погрешности достигнуть не удастся из-за большого вклада в полное сечение висмута резонанса с энергией 800 эВ.

Более корректный результат был получен из измерений с ядром ^{208}Pb , резонансы которого не вносят такого большого вклада в полное сечение, как в случае висмута. В отличие от измерений с висмутом, одной из основных проблем определения величины α явилась проблема корректного определения фона. Наиболее оптимальный вариант его определения приводит к результатам для полных сечений ^{208}Pb и углерода в зависимости от энергии, показанным на рис. 11. Вариант определения фона при этом не содержал каких-либо дополнительных гипотез и соответствовал минимуму искусственно внесенной информации в проводимые расчеты. Он определялся путем представления его отрезками прямых, соединяющих точки провалов от резонансных фильтров.

Метод анализа полученной энергетической зависимости полного сечения ^{208}Pb изложен в работе [70]. В интервале энергий от 1 эВ до 20 кэВ полное сечение рассеяния можно записать в виде

$$\frac{\sigma_{\text{tot}}}{4\pi} = \frac{\text{Im} f(0)}{k} = \left[\frac{\Sigma_2 + \Sigma_3}{4} - \frac{1}{2k^2} \right] \cos(2\delta_0 + 2\eta_0 + 2\zeta_0) - \frac{1}{2k} \Sigma_1 \sin(2\delta_0 + 2\eta_0 + 2\zeta_0) + \frac{1}{2k^2} \cos(2\eta_0 + 2\zeta_0), \quad (59)$$

где $\delta_0 \approx -kR'_0$ — фаза чисто ядерного рассеяния, R'_0 — радиус потенциального рассеяния, $\eta_0 = ka_{ne}F$ — фаза взаимодействия нейтрона с атомной оболочкой,

$$F = \frac{1}{2} \int f \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right) \sin \theta d\theta, \quad \zeta_0 = f_\alpha k \left\{ \frac{6}{5} - \frac{\pi}{3} kR - \frac{5}{7} (kR)^2 + \dots \right\}$$

есть фаза s -рассеяния, обусловленного поляризуемостью нейтрона,

$$f_\alpha = \frac{M\alpha}{R} \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2, \quad R — \text{радиус ядра}, \quad \Sigma_1 = \sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni} \Delta E_i}{k(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)};$$

$$\Sigma_2 = \sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni}^2}{k^2(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)}; \quad \Sigma_3 = \sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni} \Gamma_{i\gamma}}{k^2(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)}.$$

При получении фазы ζ_0 область ядра считалась равномерно заряженной сферой. Выше же (как, например, в работах [9, 52]) считалось, что при $r < R$ потенциал, обусловленный поляризуемостью, равен нулю.

Для определения величины α из полученных в эксперименте полных сечений необходимо вычесть вклад швингеровского и $(n-e)$ -взаимодействий, поправку, вызванную твердотельными эффектами, сечение поглощения и вклад нейтронных резонансов. После данной процедуры были получены

$$\alpha = (2,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3, \quad (60)$$

$$a_{ne} = -(1,78 \pm 0,25) \cdot 10^{-16} \text{ см}. \quad (61)$$

По-видимому, здесь следует заметить, что для четно-четных ядер, как показано в [51, 72], при учете межрезонансной интерференции влияние резонансного рассеяния на определяемые величины довольно слабое даже при 1970 эВ. Возможно даже, что им можно пренебречь. Однако при энергии 20 кэВ нужно быть осторожным, поскольку влияние резонансного рассеяния для четно-четных ядер на определяемые величины α и a_{ne} может быть довольно существенным.

Кажется заманчивым использовать при обработке довольно хорошо известное значение длины когерентного рассеяния нейтронов очень низких

энергий изотопом ^{208}Pb . Однако привлечение подобной информации практически не изменяет величину α , по крайней мере, при сегодняшней точности измерений.

В заключение данного раздела следует остановиться на возможности привлечения для оценки величины α изотопической смеси вольфрама (90,7% ^{186}W), обладающей очень небольшой длиной когерентного рассеяния $a_{\text{coh}} = (-0,0466 \pm 0,0006) \cdot 10^{-12}$ см. Последняя величина была получена в работе [73] методом фильтров Кристиансена при использовании рассеяния холодных нейтронов ($\lambda \approx 15 \text{ \AA}$) на малые углы (о методике измерений см. обзор [51]). Поскольку значение a_{coh} сравнительно невелико, можно ожидать, что вклад эффекта поляризуемости в a_{coh} будет существен. Действительно, если принять величину $\alpha \approx 1 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$, то вклад от эффекта поляризуемости в a_{coh} будет порядка 10%. Проблема определения величины α заключается, таким образом, в достаточно корректном учете чисто ядерного рассеяния.

Оценка величины коэффициента нейтронной поляризуемости α с помощью измерений взаимодействия нейтронов с изотопической смесью вольфрама (90,7% ^{186}W) сделана в работе [74] и описана также во втором издании (1982 г.) книги [35].

Воспользовавшись первым борновским приближением, из формулы (34) можно получить для s -рассеяния:

$$f_t(\theta) = \frac{1}{2ik}(S_0 - 1) \exp[2i(\chi_0 + \eta_0)] + f_n(\theta) + Za_{ne}f\left(\frac{\sin(\theta/2)}{\lambda}\right), \quad (62)$$

где амплитуда рассеяния, вызванного поляризуемостью нейтрона, $f_n(\theta) = -a_n = \frac{M\alpha}{R} \left(\frac{Ze}{\hbar}\right)^2 \left\{ \frac{6}{5} - \frac{\pi}{3}kR - \frac{5}{7}(kR)^2 + \dots \right\}$ и a_n — соответствующая длина рассеяния.

Из (62) следует, что

$$a_{\text{coh}} = -\text{Re } f_t(\theta) = \left[R + \frac{\Gamma_{n0}}{2k_0(E - E_0)} \right] C + a_n + Za_{ne} + Za_F + (1 - C)\tilde{R}, \quad (63)$$

где C — концентрация ^{186}W в изотопической смеси; a_F — длина рассеяния Фолди, обусловленная в данном случае взаимодействием аномального магнитного момента нейтрона с кулоновским полем ядра, имеющего заряд Ze ; \tilde{R} — эффективный радиус остальных (кроме ^{186}W) изотопов вольфрама (предполагается, что данный радиус совпадает по своей величине с радиусом R); Γ_{n0} и E_0 — параметры первого (18,83 эВ) резонанса ^{186}W .

Вопрос определения a_n , входящей в a_{coh} , в таком приближении сводится к достаточно точному определению Γ_{n0} , E_0 и R . Эти параметры можно извлечь из анализа экспериментальных данных по полному сечению σ_{tot}

взаимодействия нейтронов с ядрами ^{186}W , причем влиянием поляризуемости и ne -рассеяния при этом можно пренебречь, поскольку согласно оптической теореме $\sigma_{\text{tot}} = (4\pi/k) \text{Im} f_t(0)$, а в первом борновском приближении мнимая часть амплитуды рассеяния, обусловленная данными явлениями, равна нулю.

Прецизионные измерения полного сечения σ_{tot} ядра ^{186}W были проведены в области энергий нейтронов $0,12 \div 10$ эВ на импульсном реакторе ИБР-30 (ОИЯИ, Дубна) по методу времени пролета и с использованием образцов весом до 500 г с обогащением 99,79%. Анализ результатов измерений привел к следующим значениям параметров: $\Gamma_\gamma = (0,0471 \pm 0,0005)$ эВ, $\Gamma_{n0} = (0,3065 \pm 0,0020)$ эВ, $E_0 = (18,83 \pm 0,03)$ эВ и $R = (7,642 \pm 0,050) \cdot 10^{-13}$ см. Подстановка полученных параметров в соотношение (63) приводит к значению электрической поляризуемости нейтрона $\alpha = (9 \pm 5) \cdot 10^{-42}$ см³. Приведенная погрешность — статистическая. Вопрос о точности использованного формализма требует дополнительного анализа, а полученное значение α является, вообще говоря, модельно-зависимым. Однако эксперимент, в котором эффект от ожидаемого значения α составляет порядка десяти процентов, представляется весьма обещающим.

5. ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ В ЗАРУБЕЖНЫХ ЛАБОРАТОРИЯХ

Рассмотрим измерения энергетических зависимостей полных нейтронных сечений, проводимые с целью определения коэффициента поляризуемости нейтрона α . Сотрудники ЛНФ ОИЯИ в описываемых ниже измерениях не участвовали.

Особого внимания заслуживают работы [63, 75]. Они проведены группой австрийских физиков сначала в Харуэлле (Великобритания) [75], а затем совместно с физиками США в Ок-Ридже [63]. Последняя работа создает видимость решения проблемы, т. к. в ней впервые приведен результат определения α , существенно выходящий за пределы погрешности. Однако результат данной работы находится в противоречии с результатом статьи [60]. В конце раздела мы рассмотрим некоторые критические замечания, сделанные в адрес [63].

Авторы работы [75] исследовали пропускание нейтронов через свинец (естественная смесь изотопов) и углерод на импульсном источнике нейтронов ГЕЛИОС. Измерения проводились по методу времени пролета в интервале энергий нейтронов от 50 эВ до 50 кэВ на 150-метровой пролетной базе. Образец находился на расстоянии 56 м от источника нейтронов. Детектором служил жидкий сцинтиллятор, содержащий ^{10}B . В энергетическом интервале от 50 эВ до 20 кэВ он имел в 5–10 раз лучшее отношение эффективностей регистрации нейтронов к γ -квантам, чем известное стекло, содержащее изо-

топ ${}^6\text{Li}$. При измерениях типичным было отношение сигнала к фону, равное 300:1 в киловольтном интервале энергий и не хуже чем 100:1 при других энергиях.

В измеренные полные сечения вводились поправки на швингеровское и нейтрон-электронное рассеяние и резонансное ядерное рассеяние. Поправка на резонансное рассеяние вводилась с использованием параметров, определенных в ходе проводимого исследования. Во внимание принимались резонансы, расположенные при энергиях нейтронов выше нуля, а также резонансный уровень при отрицательной энергии, равной 36 кэВ, принадлежащий изотопу ${}^{207}\text{Pb}$. Влияние последнего резонанса довольно сильное. Его учет может даже изменить знак определяемой величины α . Измерения с углеродом проводились как контрольные.

Полученные полные сечения рассеяния параметризовались формулой

$$\sigma_S(k) = \sigma_S(0) + ak + bk^2 + O(k^4), \quad (64)$$

где $k = 2,1968 \cdot 10^9 \sqrt{EA}/(A+1)$ (k в см^{-1} и E в эВ) — волновое число падающего нейтрона. Параметр a зависит только от поляризуемости нейтрона (см. разд. 3). Параметр b определяется ядерным рассеянием. Эффект от влияния поляризуемости на измеренное сечение рассеяния определялся посредством одновременного вычисления величин a и b из полученной формулы $\sigma_S(k)$.

В результате для свинца было найдено:

$$\sigma_S(k) = 11,253(5) + 0,60(51)k - 371(27)k^2. \quad (65)$$

Зависимость функции $A(k) = 1/(k)[\sigma(0) - \sigma(k)]/\sigma(0)$ от величины k , позволяющая определить значение α , приведена на рис. 12. В результате было получено

$$\alpha = (1,2 \pm 1,0) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3. \quad (66)$$

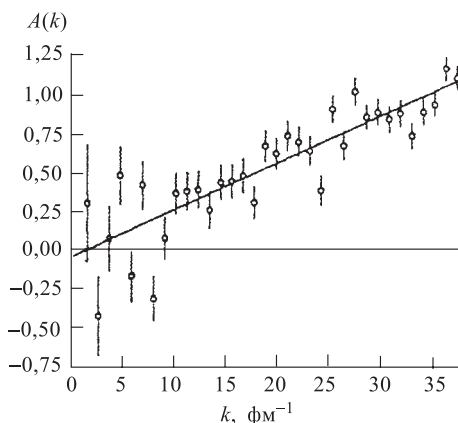


Рис. 12. Изменение сечения свинца в зависимости от $k \sim \sqrt{E}$

Продолжением работы [75] явились измерения [63], выполненные австрийско-американской группой в Ок-Ридже на установке ОРЕЛА в интервале энергий нейтронов от 50 эВ до 40 кэВ с изотопом свинца ${}^{208}\text{Pb}$. Напомним, что он имеет очень небольшое сечение захвата нейтронов тепловых энергий $\sigma_{\text{abs}} = (0,49 \pm 0,02) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Ниже энергии, равной 500 кэВ,

изотоп ^{208}Pb имеет лишь p - и d -резонансы, а суммарная резонансная поправка (включая s -резонансы, расположенные выше 500 кэВ) более чем на порядок меньше соответствующей поправки у естественной смеси изотопов. Для измерений использовались три образца, два из которых имели содержание ^{208}Pb , равное 99,14 % и 99,75 %, а третий содержал 25,97 % ^{206}Pb , 1,63 % ^{207}Pb и 72,40 % ^{208}Pb . При измерениях использовались две детекторные системы: одна — это жидкий сцинтилятор, содержащий ^{10}B (BC-523A, диаметром 120 и толщиной 20 мм), другая — это стекло из ^6Li (NE-912, диаметром 110 и толщиной 12 мм). Детекторы располагались на расстоянии ~ 80 м от источника нейтронов. Образцы были удалены от источника на расстояние 10 м.

Фон определялся с помощью поставленных в нейтронный пучок резонансных фильтров, а также с помощью полиэтиленового поглотителя и известного распределения амплитуд импульсов применяемого детектора. Полученные данные обрабатывались после введения поправок на мертвое время и фон (менее 0,2 %) и учета поправки на воздух (менее 0,12 %), удаленный образцами. При обработке учитывались швингеровское и ne -рассеяния, а также резонансные поправки. В результате для энергетического интервала 50 эВ \div 40 кэВ ($1,5 \cdot 10^{10} < k < 44 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-1}$) для ^{208}Pb было получено

$$\sigma_S(k) = 11,508(5) + 0,69(9)k - 448(3)k^2 + 9500(400)k^4, \quad (67)$$

откуда, используя значение 0,69(9), можно найти

$$\alpha = (1,20 \pm 0,15 \pm 0,20) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3. \quad (68)$$

Первая погрешность статистическая, вторая — систематическая. В основном она определяется величиной фона. Многократное рассеяние, швингеровское, ne -рассеяние и резонансные поправки дают вклад в систематическую погрешность не более $0,05 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$.

Хотя результат (68) приведен со значительной степенью точности, он не закрывает проблему получения величины α нейтрона. Можно утверждать, что погрешность, приведенная в результате (68), довольно сильно занижена. Отметим некорректности, относящиеся к непосредственному получению величины α в работе [63].

Прежде всего, это возможное рассеяние нейтронов на малые углы и его влияние на энергетический ход сечения рассеяния (см., например, [35]). Так, общеизвестны аномалии в энергетической зависимости полных сечений в области энергий нейтронов ниже тепловой. Они обусловлены именно рассеянием нейтронов на малые углы. Как показали исследования, проведенные в ПИЯФ (Гатчина), почти на всех веществах имеет место рассеяние на малые углы. Выражение, описывающее поведение дифференциального сечения рассеяния нейтронов на малые углы, можно найти в литературе, в частности, в

книгах [76, 77]:

$$\sigma_{sa}(\theta) = Na^2 \exp(-x^2 R^2/5), \quad (69)$$

где $x = 2k \sin(\theta/2) \approx k\theta$, a — длина рассеяния, N — число рассеивающих атомов в каждой неоднородности радиуса R , вызывающей рассеяние на малые углы. При достаточно большом телесном угле детектора малоугловое рассеяние всегда лежит внутри размеров детектора и не оказывает влияния на измерение пропускания при различных энергиях нейтронов, хотя оно и сильно меняется с энергией (как $k^2 \sim E$ в экспоненте). Вычисления по формуле (69) для свинца показывают, что, если $R \sim 20 \text{ \AA}$, то под нулевым углом (вперед) $\sigma_{sa}(0)$ достигает значения около $10^3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ при энергии 50 эВ. В работе [63] угловой растрор детектора составлял $1,7 \cdot 10^{-3}$ рад, и вклад от рассеяния нейтронов на малые углы в полное сечение рассеяния (после интегрирования выражения (69) по углу θ) примерно в пять раз превышал вклад от поляризуемости нейтрона. Данная ситуация может быть довольно опасной, особенно если величина $R < 20 \text{ \AA}$. Возможное влияние рассеяния нейтронов на малые углы на энергетическую зависимость полного сечения можно, конечно, выяснить, меняя расстояние между детектором и образцом. Однако, насколько нам известно, подобная операция в работе [63] не проводилась. Причины возникновения малоуглового рассеяния нейтронов разнообразны (кластеры дефектов структуры, магнитные гетерофазные флуктуации и т. п.).

Вторая некорректность может возникнуть в процессе разложения сечения рассеяния нейтрона по степеням волнового числа k . Во-первых, оно годится лишь в том интервале энергий, где справедливо приближение $\sin \delta_0 \cong \delta_0$, т. е. не выше чем несколько единиц кэВ. В работах же [63, 75] оно применялось вплоть до энергий 50 кэВ. Во-вторых, выражения (64) и (67) не содержат члена, пропорционального k^3 . На данный факт обращалось внимание в публикации [78]. В работах [79, 80] член, пропорциональный k^3 , был получен в результате разложения в ряд полного сечения, описываемого выражением (38). Отношение данного члена к члену, пропорциональному k , составляет 7% при энергии нейтронов 20 кэВ, 10% при 45 кэВ и 20% при 145 кэВ. Следовательно, член, пропорциональный k^3 , следует учитывать при определении величины α из измеренных данных.

Учет данного члена был выполнен в работе [81] группы Самосвата, проводившей детальный анализ значащего результата работы [63]. В ходе анализа в обработку также включался принятый во внимание в более ранней работе [62] отрицательный нейтронный резонанс при энергии $-1,91 \text{ МэВ}$. Так же, как и в статье [78], был сделан вывод о занижении систематической погрешности в работе [63] в 3–4 раза, а величину α в связи с этим следует считать все еще не определенной, она лишь меньше $2 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$.

На некорректности в работе [63] обращалось также внимание группой физиков ПИЯФ [70, 71]. Так, при проведении обработки авторы [63] ис-

ключали из измеренного полного сечения вклады, обусловленные швингеровским рассеянием и нейтрон-электронным взаимодействием. Поскольку швингеровский вклад не интерферирует с ядерным, то подобная процедура законна. Однако нейтрон-электронное взаимодействие интерферирует с ядерным потенциальным, с ним же интерферирует и рассеяние, обусловленное поляризуемостью. Поэтому отвечающие за три последние вида взаимодействий параметры (радиус потенциального взаимодействия R_0 , длина ne -рассеяния a_{ne} и коэффициент поляризуемости α) должны извлекаться из экспериментальных данных одновременно, поскольку именно интерференционные члены дают наибольший вклад в полное сечение рассеяния. Перечисленные факты не дают основания считать достоверными приведенные в работе [63] как величину α , так и ее погрешность.

Из имеющихся к настоящему времени экспериментов заслуживают внимания результаты совместной австрийско-американской группы. Измерения проводились [82] в Ок-Ридже на импульсном нейтронном источнике ОРЕЛА на образце ^{208}Pb , имеющем очень высокое изотопическое обогащение (порядка 100 %). Расстояние между источником нейтронов и детектором составляло 18 м. По методу пропускания измерялась энергетическая зависимость полного нейтронного сечения. Детектором служил жидкий сцинтиллятор, содержащий ^{10}B (BC-523A, диаметром 120 и толщиной 10 мм). Источник ОРЕЛА работал с частотой импульсов 285 Гц и с шириной импульса 20 нс. Фон, определяемый с помощью резонансных фильтров и полиэтиленового поглотителя, был намного меньше, чем в работе [63], выполненной при пролетном расстоянии 80 м. Измеренное полное сечение рассеяния описывалось формулой, аналогичной выражению (64):

$$\sigma_S(k) = \sigma_S(0) + ak + bk^2 + ck^4. \quad (70)$$

При обработке измеренного сечения для коэффициентов b и c брались значения, определенные в работе [63]. Для получения коэффициента a использовались отношения спектров, полученных с образцом ^{208}Pb и без образца, и спектров с образцом ^{208}Pb и образцом углерода. Систематическая погрешность содержала, в частности, мертвое время системы, погрешность при измерении фона, резонансные поправки и т. д. В результате из измерений первого типа было получено

$$\alpha = (1,71 \pm 0,24 \pm 0,43) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3. \quad (71)$$

Из измерений второго типа для α было получено слишком большое значение ($2,43 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$). По мнению авторов публикации [82], оно лишь предварительное и, возможно, связано с загрязнением углерода водородом.

Поскольку работа [82] является продолжением работы [63], все замечания, сделанные выше о возможных некорректностях, относятся и к этой

работе. Следует обратить внимание на возможное влияние малоуглового рассеяния нейтронов: хотя расчеты показывают, что оно невелико, измерения при разных расстояниях между детектором и образцом были бы полезны.

6. О ПОТЕНЦИАЛЕ, ОБЪЯСНЯЮЩЕМ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ НА МАЛЫЕ УГЛЫ

Как было показано в первом разделе данного обзора, не существует бесспорных доказательств отсутствия дополнительных (кроме швингеровского рассеяния) аномалий, возникающих при рассеянии быстрых нейтронов (с энергией выше 0,5 МэВ) на малые углы на тяжелых ядрах. Если оставить в стороне объяснения такого рассеяния посредством процессов, протекающих без образования составного ядра, т. е. посредством прямых процессов (см. [36]), то возникает желание поискать какие-либо более дальнедействующие потенциалы взаимодействия между нейтроном и ядром, чем общепринятые ядерные. Такие потенциалы могут, например, приводить к силам, аналогичным силам типа Ван-дер-Ваальса (потенциал взаимодействия вида r^{-n} , где $6 \leq n \leq 7$).

Возможность существования в адронных взаимодействиях дальнедействующего потенциала уже довольно давно обсуждалась в печати. Одной из первых работ, рассматривающих данный вопрос, является доклад Уилкинсона на международной юбилейной Резерфордской конференции [83]. По мнению автора доклада, ядро окружено очень разряженной атмосферой из нуклонов, т. е. вудс-саксоновское распределение имеет протяженный хвост. Были предложены возможные эксперименты для изучения данного вопроса. Однако они не включали в себя, например, рассеяние нейтронов на малые углы на тяжелых ядрах. В основном доклад был посвящен обсуждению ряда направлений, по которым в будущем могут пойти исследования протяженности ядерной поверхности (в частности, направление изучения рентгеновских лучей, возникающих при переходах захваченных далеко от центра ядра K^- -мезонов на более низкие орбиты и т. п.). В дальнейшем вопрос о возможном существовании дальнедействия при взаимодействии адронов рассматривался в целом ряде работ (см., например, [84, 85] и т. д.). Особое внимание ему уделял и уделяет в настоящее время Т. Савада (Япония). Поскольку ван-дер-ваальсовские силы являются универсальными, он полагает, что их проявление возможно не только в нуклон-нуклонных соударениях, но также и в пион-пионном и пион-нуклонном рассеянии [86–90]. В одной из своих последних работ [91] Савада предлагает определить параметры хвоста протяженной компоненты ядерного потенциала. Для этого следует провести измерения дифференциальных сечений рассеяния нейтронов на ^{208}Pb при энергиях ~ 1 МэВ.

Видимо, следует обратить внимание на то, что такие измерения уже выполнены в 50–70-е годы (см. разд. 1), правда, не на ядре ^{208}Pb , а на ядрах меди, висмута, свинца (естественная смесь), тория, урана, плутония и др. Напомним, что на тяжелых ядрах были замечены аномалии, не связанные со швингеровским рассеянием. Пионерскими следует считать работы физиков ФЭИ (Обнинск). В основном они были инициированы начавшимися в то время (1953 г.) экспериментальными работами Хофштадтера и др., приведшими, в частности, к надежному установлению электромагнитной структуры как протона (1954–1955 гг.), так и нейтрона (1957–1959 гг.). Экспериментальной базой для проведения обнинских работ служили начавшие работать в ФЭИ первые реакторы на быстрых нейтронах, позволившие уже в 1955–1956 гг. впервые обнаружить [2] швингеровское рассеяние нейтронов в мегаэлектронвольтовой области энергий. В те же годы физиками Обнинска было введено понятие электрической поляризуемости нейтрона и вычислена амплитуда рассеяния нейтронов, обусловленного данным явлением [2, 9]. Ожидалось, что поляризуемость нейтронов проявится при рассеянии их на малые углы тяжелыми ядрами и будет описываться потенциалом вида (6). Отклонение от теоретического описания (ядерного и швингеровского взаимодействий) было впервые замечено автором в работе [21] (см. рис. 1). Оно анализировалось в докладе [5]. Анализ данных на основе дополнительного потенциала (6) приводил к величине $\alpha \sim 10^{-40} \text{ см}^3$. Затем последовала экспериментальная обнинская работа [92], где также наблюдалось отклонение от теории. В дальнейшем отклонения от теории наблюдались в работах [24–30]. Однако анализ получаемых данных в большинстве случаев сводился к поискам влияния на рассеяние нейтронов поляризуемости нейтрона, описываемого потенциалом (6), хотя допускалась возможность существования какого-либо другого дальнедействующего потенциала. Так, например, в [24] слово «поляризуемость» вообще не употребляется, а говорится о возможности проявления дальнедействующего потенциала взаимодействия между нейтронами и ядрами. В работе [26] приводятся слова о том, что дальнедействующий потенциал может иметь другую природу, чем обсуждаемый поляризационный. Аналогичные сомнения высказываются и в [5, 30].

Дополнительные аномалии при рассеянии нейтронов с энергией $\sim 2,5 \text{ МэВ}$ на ядрах наблюдались также, например, в работах итальянских физиков в конце 70-х годов и в целом ряде других работ (см. разд. 1).

Подробные исследования рассеяния нейтронов на малые углы в интервале энергий $0,5 \div 10 \text{ МэВ}$ на ядрах меди, свинца и урана были выполнены в Обнинске в 1965–1990 гг. [24–30]. Теоретический анализ полученных результатов проводился на основе оптической модели ядра по автоматической поисковой программе, осуществлявшей подбор параметров оптического потенциала для наилучшего описания экспериментальных данных. В результате было получено, что, несмотря на большое число варьируемых параметров

(до 22), добавление к ядерному и швингеровскому потенциалам дальнего действия потенциала вида (6) заметно улучшает теоретическое описание экспериментальных данных. Значение величины α при этом оказалось, так же, как и в более ранних работах, $\sim 10^{-40}$ см³, а если говорить точнее, $\alpha = (2,6 \pm 1,0) \cdot 10^{-40}$ см³.

Однако начиная с 60-х годов в литературе появились результаты измерений величины α , выполненных при энергиях нейтронов ниже 300 кэВ. К ним, в частности, относятся работы, выполненные в Дубне [41, 52], Гатчине [65–71], Германии [60], Англии [75], США [63, 82] и в других странах. Во всех работах речь идет лишь об оценках величины α (работа [63], выполненная австрийско-американской группой, содержит сильно заниженную ошибку измерений). Однако приводимые оценки α примерно на два порядка меньше величины 10^{-40} см³, а именно лежат в районе 10^{-42} см³.

Кроме того, в 1960 г. появилась работа Гольданского и др. [4], в которой результат, полученный из опытов по рассеянию фотонов на протонах, давал величину электрической поляризуемости протона, равную $(0,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-42}$ см³. Поляризуемость нейтрона не должна сильно отличаться от этого значения.

Таким образом, имелось сильное расхождение между результатами, полученными в области мегаэлектронвольтных нейтронов и в области энергий ниже 300 кэВ. Данное противоречие оставалось необъясненным в течение 45 лет. Желательно было найти такой механизм взаимодействия между нейтроном и атомом, который давал бы наблюдаемое дополнительное рассеяние быстрых нейтронов на малые углы при значении коэффициента поляризуемости нейтрона порядка 10^{-42} см³.

Наблюдаемые в экспериментах дополнительные аномалии можно, например, попытаться объяснить, предполагая, что при рассеянии быстрых нейтронов на ядрах наблюдается дальнедействующее взаимодействие типа Ван-дер-Ваальса ($\sim r^{-n}$), предложенное для нуклон-нуклонных соударений Савадой. Подобному объяснению посвящены недавние работы Покотиловского с сотр. [93, 94].

Предположим, что дополнительное аномальное рассеяние нейтронов на малые углы вызвано существованием дальнедействующего потенциала типа $\sim r^{-n}$, где $n > 4$ (например, $n = 5, 6$ или 7). В первом борновском приближении можно получить амплитуды рассеяния нейтронов на таких потенциалах, взятых в форме [93, 94]:

$$\begin{aligned} U(r) &= -U_R(R/r)^n \quad \text{для } r \geq R, \\ U(r) &= 0 \quad \text{для } r < R, \end{aligned} \tag{72}$$

где U_R — константа (см. ниже), а R — радиус ядра.

Амплитуда рассеяния для $n = 6$ имеет вид [93]:

$$f_{n=6} = \frac{2MU_R R^3}{\hbar^2} \left[\frac{\sin x}{4x} + \frac{\cos x}{12} - x \frac{\sin x}{24} - x^2 \frac{\cos x}{24} + \frac{x^3}{24} \int_x^\infty \frac{\sin t}{t} dt \right], \quad (73)$$

где M — масса нейтрона, $x = qR = 2kR \sin(\theta/2)$.

При малых энергиях ($x \ll 1$) амплитуду можно представить в виде

$$f_{n=6} = \frac{2MU_R R^3}{\hbar^2} \left[\frac{1}{3} - \frac{1}{6}x^2 + \frac{\pi}{48}x^3 + \frac{1}{80}x^4 + \dots \right]. \quad (74)$$

Сравнивая вид дальнедействующей амплитуды (74), интерферирующей в сечении рассеяния с реальной частью чисто ядерной амплитуды, с приведенным выше выражением (31), взятым лишь для ядерного рассеяния, можно видеть, что, поскольку $x \sim k \sim \sqrt{E}$, обнаружить проявление дальнедействующего потенциала при $n = 6$ при анализе низкоэнергетических данных (в частности, для тория, урана и плутония, где дополнительные аномалии наиболее сильны) практически невозможно. По функциональной зависимости от энергии влияние дальнедействующего потенциала почти не отличается от влияния обычного чисто ядерного потенциала, особенно при большом числе резонансов. К аналогичным выводам можно прийти и для случая равенства показателей потенциала (72): $n = 5, 7$. Кроме того, количественные оценки, проведенные при $x = 0,2$ в работе [93], показывают, что члены, ответственные за дальнедействие, дают вклады в амплитуды рассеяния (при $n = 5, 6$ и 7) на два порядка меньше, чем линейный по x член в амплитуде рассеяния (10), вызванного нейтронной поляризуемостью при низких энергиях даже при значении $\alpha \approx 10^{-42} \text{ см}^3$.

Таким образом, дальнедействующий потенциал вида r^{-n} при $n = 5, 6$ или 7 при низких энергиях ($x \ll 1$) практически проявляться не будет.

Однако, как было показано в [94], при энергиях $0,5 \div 10 \text{ МэВ}$ и при выборе константы $U_R \approx 300 \text{ кэВ}$ изменения дифференциального сечения рассеяния нейтронов на изотопе ^{208}Pb в области малых углов, вызванные дальнедействующим потенциалом $\sim r^{-6}$, будут приблизительно такими же, как и вызванные потенциалом поляризуемости со значением $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$. Расчетное значение константы $U_R = \alpha(Ze)^2/(2R^4)$, входящей в потенциал (72), взятый для случая поляризуемости, т. е. при значении $n = 4$ и радиусе ядра ^{208}Pb $R = 7,643 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, равно 213 кэВ . Вычисления дифференциальных сечений рассеяния нейтронов проводились в [94] по оптической модели с добавлением дальнедействующего потенциала, как $\sim r^{-6}$, так и $\sim r^{-4}$. Для изотопа ^{208}Pb радиусы реальной, мнимой и спин-орбитальной компонент потенциала были взяты равными $7,643 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, таким же был

принят и радиус ядра. Диффузности реальной и спин-орбитальной компонент принимались равными $0,425 \cdot 10^{-13}$ см, а диффузность мнимой части потенциала — $0,475 \cdot 10^{-13}$ см. Другие параметры потенциала: $V_{CR} = 43,2$ МэВ, $V_{CI} = 3,8$ МэВ и $V_{SO} = 11,7$ МэВ. Обозначив дифференциальное сечение чисто ядерного рассеяния $\sigma_N(\theta)$, ядерного рассеяния с добавлением потенциала поляризуемости ($n = 4$) $\sigma_4(\theta)$ и ядерного рассеяния с добавлением потенциала Ван-дер-Ваальса ($n=6$)

$\sigma_6(\theta)$, можно вычислить энергетическую зависимость относительного вклада $\beta_6 = (\sigma_N(\theta) - \sigma_6(\theta))/\sigma_N(\theta)$ эффекта влияния дальнего действующего потенциала Ван-дер-Ваальса на нейтронное дифференциальное сечение. Аналогичную процедуру можно сделать и для энергетической зависимости относительного вклада влияния поляризуемости $\beta_4 = (\sigma_N(\theta) - \sigma_4(\theta))/\sigma_N(\theta)$, приняв $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-40}$ см³.

Результат вычислений приведен на рис. 13 [94], где показано, что влияние обоих потенциалов на дифференциальные сечения рассеяния практически одинаковое в большом интервале рассматриваемых энергий падающих на образец нейтронов. Вычисления были

выполнены при угле рассеяния, равном 5° , однако аналогичную картину можно получить в интервале малых углов рассеяния — от 3 до 15° .

Попробуем оценить константу U_R сил притяжения Ван-дер-Ваальса аналитически [99] (данная оценка не была проведена в [93, 94]). Как известно, данные силы возникают во втором приближении теории возмущений (см., например, [7, 95]) и вызваны электрическим диполь-дипольным взаимодействием. Рассмотрим случай одного валентного электрона, когда эффективный заряд ядра равен единице. Обобщение на многоэлектронные системы не представляет затруднений и сделано, например, в книге Давыдова [100].

Диполь-дипольное взаимодействие в операторе возмущения имеет вид [7, 95, 100]:

$$V = \frac{e^2}{r^3} \left[\mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2 - 3 \frac{(\mathbf{r}_1 \mathbf{r})(\mathbf{r}_2 \mathbf{r})}{r^2} \right], \quad (75)$$

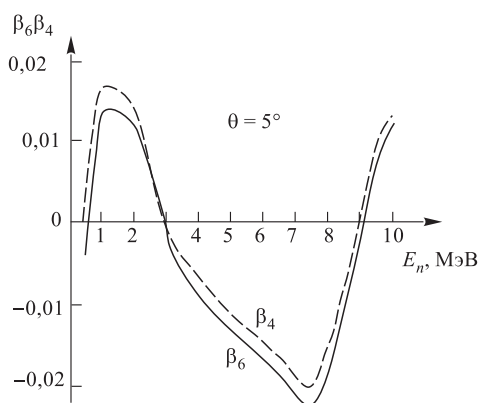


Рис. 13. Энергетическая зависимость относительных эффектов влияния потенциала Ван-дер-Ваальса (β_6) и потенциала, обусловленного поляризуемостью (β_4), на дифференциальное сечение рассеяния нейтронов. Влияние практически одинаково, если $U_R(n = 6) \approx 300$ кэВ и $U_R(n = 4) \approx 213$ кэВ

где r — расстояние между ядрами атомов, r_1 — расстояние от первого электрона до ядра первого атома, r_2 — расстояние от второго электрона до ядра второго атома.

Данное приближение для V достаточно хорошее, если выполняются условия

$$r_1/r < 1 \quad \text{и} \quad r_2/r < 1. \quad (76)$$

Выражение (75) представляет собой энергию взаимодействия двух электрических диполей, расположенных на расстоянии r друг от друга. Если искать значения энергии физической системы, состоящей из двух атомов, в виде ряда

$$E = E^{(0)} + E^{(1)} + E^{(2)} + \dots,$$

то можно показать (см., например, [7]), что поправка второго приближения к $E^{(0)}$ будет иметь вид

$$E_n^{(2)} = \sum_m \frac{|V_{mn}|^2}{E_n^{(0)} - E_m^{(0)}}, \quad (77)$$

где

$$V_{mn} = \int \Psi_n^{(0)} V \Psi_m^{(0)} dq, \quad (78)$$

$\Psi^{(0)}$ — собственные функции основного невозмущенного оператора системы.

Формула (77) имеет общий характер и ее можно применять в любом рассматриваемом случае.

Поскольку в интересующем нас случае взаимодействия нейтрона с атомом средние значения дипольных моментов равны нулю из-за сферической симметрии распределения плотности зарядов, эффект взаимодействия в первом приближении теории возмущений также отсутствует, т. е. $E^{(1)} = 0$.

Во втором приближении влияние сил Ван-дер-Ваальса на акт рассеяния для нашего случая можно оценить по аналогии с приведенной выше разработкой аналогичного взаимодействия двух атомов. Воспользовавшись формулами (75), (77) и (78), можно получить выражение для энергии взаимодействия Ван-дер-Ваальса, справедливое для двух многоэлектронных атомов [7, 95]:

$$U(r) = -\frac{6}{r^6} \sum_{n,n'} \frac{\langle n|d_{z1}|0\rangle^2 \langle n'|d_{z2}|0\rangle^2}{E_n - E_{01} + E_{n'} - E_{01}}, \quad (79)$$

где $\langle n|d_{z1}|0\rangle^2$ и $\langle n'|d_{z2}|0\rangle^2$ — квадраты матричных элементов дипольных моментов первого и второго атомов, E_{01} и E_{02} — энергии основных состояний атомов, E_n и $E_{n'}$ — энергии возбужденных состояний атомов.

Полученную формулу (79) можно применить для оценки энергии взаимодействия Ван-дер-Ваальса между нейтроном и рассеивающим атомом. Для нейтрона, размер которого, как известно, меньше, чем протона (радиус протона $\sim 0,8 \cdot 10^{-13}$ см), условие (76) достаточно хорошо выполняется. Для атома ситуация не такая хорошая, как для нейтрона, однако, как будет видно из дальнейшего рассмотрения, она вполне приемлема.

Примем во внимание, что первое возбужденное состояние нуклона есть нуклон плюс π -мезон, и тогда для оценок можно положить $E_1 - E_{02} = \mu c^2$, где μ -масса мезона, и при суммировании по n' принимать во внимание лишь один этот член (остальные члены малы). Поскольку $\mu c^2 \gg E_n - E_{01}$, а поляризуемости систем можно записать [7, 95] в виде $\alpha = 2 \sum_n \frac{\langle n|d|0 \rangle^2}{E_n - E_0}$, формула (79) примет вид

$$U(r) = -\frac{3}{2r^6} \alpha_n \sum_n \Delta E_n^A \alpha_n^A, \quad (80)$$

где α_n — коэффициент поляризуемости нейтрона, $\Delta E_n^A = E_n - E_{01}$ — энергия возбуждения n -го электрона в атоме и α_n^A — поляризуемость n -го электрона, находящегося в связанном состоянии в атоме.

Выражение (80), показывающее, что энергия взаимодействия Ван-дер-Ваальса пропорциональна произведению поляризуемостей двух систем, является универсальным, т. е. не зависящим от внутренней структуры взаимодействующих систем; оно справедливо как для атомов, так и для адронов и элементарных частиц другого вида и зависит лишь от справедливости общих принципов, таких как лоренцевская инвариантность, сохранение электромагнитного тока, аналитичность и унитарность (см., например, [85]). Выражением (80) мы будем пользоваться в дальнейшем.

Значения ΔE_n^A в выражении (80) можно принять равными энергиям связи соответствующих электронов в атоме. Для урана энергии связи меняются от 115,6 кэВ (K -оболочка) до ~ 1 кэВ и меньше для N -, O - и P -оболочек [96, 101]. Значения α_n^A для электронов в сложном атоме необходимо знать. Однако строгой теории для их вычисления в настоящее время нет. В первом приближении их можно считать равными значениям поляризуемости электронов в атоме, приняв для оценок модель атома в виде линейного осциллятора, колеблющегося с частотами $\omega_k = E_k/\hbar$, где E_k — энергии движущихся в атоме электронов. Поскольку в подобной модели для постоянного ($\omega = 0$) приложенного поля $\alpha_k = \frac{e^2}{m\omega_k^2}$, то будем иметь [97] в классическом приближении

$$\alpha_k^A = N_k \frac{e^2 \hbar^2}{m E_k^2}, \quad (81)$$

где m — масса электрона, а N_k — число электронов в атоме, имеющих энергию E_k . Информацию о значениях E_k можно получить, приравняв их энергиям связи соответствующих электронов в атоме.

Формулу (81) можно проверить на примере атома водорода. Для него, как известно [7], $\alpha_H = 4,5a_B^3$, где $a_B^3 = \hbar^2/(me^2) = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см. Подставляя данное значение в формулу для α_H , получим $\alpha_H = 6,66 \cdot 10^{-25}$ см. Из формулы же (81) получаем $\alpha_H = 6,06 \cdot 10^{-25}$ см, если $E_H = 13,5$ эВ.

Пространственное распределение электронов в атоме можно узнать из углового распределения рассеянных нейтронов в области малых углов. Расстояние траектории нейтрона, проходящего через атом, от центра атома в первом приближении связано с величиной угла рассеяния как $\Delta R \approx (\lambda/2\pi)/\theta$ или, более точно, согласно формуле зависимости от угла θ дифференциального сечения рассеяния на малые углы $\sigma(\theta) \sim \exp[-k^2\theta^2(\Delta R)^2/5]$ (см., например, [35]), откуда ΔR можно определить, полагая значение экспоненты равным, например, 0,5. Зная ΔR (для урана при энергии падающих нейтронов ~ 1 МэВ оно приведено в табл. 2), можно вычислить электростатический потенциал для многоэлектронного атома (поле Томаса–Ферми) на расстоянии ΔR от ядра атома: $\varphi(\Delta R) = Ze/(\Delta R)\chi(\Delta R/b)$, где $\chi(\Delta R/b)$ — универсальная функция (см., например, [7]), а $b = (9\pi^2/128Z)^{1/3}a_B$, и определить таким образом число электронов N , участвующих в рассматриваемом процессе, т. е. находящихся на меньшем, чем ΔR , расстоянии от ядра.

Таблица 2.

θ , град	ΔR , см	$\alpha_k^A(\theta)$, см
$1,25 \cdot 10^{-2}$	$3,9 \cdot 10^{-9}$	$6,3 \cdot 10^{-26}$
0,5	10^{-10}	$7,9 \cdot 10^{-30}$
1,0	$5 \cdot 10^{-11}$	$1,3 \cdot 10^{-30}$
5,0	10^{-11}	$1,2 \cdot 10^{-32}$

По справочникам [96, 101] можно узнать расположение электронов по оболочкам и их энергию связи в атоме. Затем, согласно формуле (81), для каждого угла рассеяния можно вычислить значения $\alpha_k^A(\theta)$ (см. табл. 2).

Оценим теперь величину U_R . Заметим, что константу U_R , определяющую силу взаимодействия Ван-дер-Ваальса, в принципе, можно оценить при выборе любого значения расстояния ΔR . Лучше, если выбрать $\Delta R \gg R$. В этом случае справедливость взаимодействия Ван-дер-Ваальса не вызовет сомнений. Однако для сравнения с подобранной в [93, 94] константой U_R можно поступить точно так же, как в этих работах, экстраполируя значение потенциала (72) в точку R , равную радиусу ядра. При $r = R$ потенциал $U(r) = -U_R$ и, сопоставляя (80) с выражением (72), можно получить искомую формулу для

константы U_R взаимодействия Ван-дер-Ваальса (при $n = 6$):

$$U_R(\theta) = \frac{3}{2R^6} \alpha_n \sum_n \Delta E_n^A \alpha_n^A, \quad (82)$$

где R — радиус ядра атома (для случая урана $R = 9,4 \cdot 10^{-13}$ см).

Искомое значение U_R можно получить, проводя операцию усреднения $U_R(\theta)$ по углам рассеяния:

$$U_R = \frac{\int_{\theta_1}^{\theta_2} U_R(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin \theta d\theta}. \quad (83)$$

Интегралы в этой формуле можно заменить при вычислениях суммированием.

Проводя численно рассмотренные выше операции, можно получить, согласно формуле (83), для урана и энергии нейтронов 1 МэВ оценку $U_R \approx 210$ кэВ при выбранном в расчете интервале углов, в котором наблюдается дополнительный эффект: $\theta_1 = (1,25 \cdot 10^{-2})^\circ$ и $\theta_2 = 6^\circ$, и значении поляризуемости нейтрона $\alpha_n = 1,5 \cdot 10^{-42}$ см³ (электрическая поляризуемость протона $\alpha_p = (1,17 \pm 0,08 \pm 0,07) \cdot 10^{-42}$ см³ [98]). При вычислении принималось во внимание значительно больше угловых значений точек, чем приведено в табл. 2 (12 точек). Заметим, что $\alpha_n^A(\theta)$, скорее всего, не может быть меньше значений, приведенных в табл. 2 (напомним, что поляризуемость атома водорода равна $\alpha_H = 6,66 \cdot 10^{-25}$ см). Отсюда можно сделать вывод о том, что выбранное при расчетах значение поляризуемости нейтрона является максимально возможным при расчетном значении константы U_R .

Полученное значение U_R близко к реальному (напомним, что $U_R \approx 300$ кэВ для изотопа ²⁰⁸Pb). Более тщательный подход к определению поляризуемости нейтрона изложенным выше методом, т. е. разработка необходимых теоретических вопросов, видимо, будет осуществлен в будущем. Пока же стоит заметить, что, несмотря на чрезвычайно малую величину $\sim 10^{-42}$ см³, электрическая поляризуемость нейтрона была замечена в опытах по рассеянию быстрых нейтронов на малые углы на тяжелых ядрах уже в 1957 г. (первая работа [21]), т. е. через один-два года после гипотезы о ней и *раньше*, чем поляризуемость протона в опытах по γp -рассеянию [4], проведенных в 1960 г.

В заключение стоит заметить, что как опыты Хофштадтера, доказавшие пространственную структуру нуклона, так и введение понятия деформации нуклона (иными словами, его поляризуемости) и ее обнаружение в эксперименте, не только приводят физиков к открытию нового и важного физического свойства элементарных частиц, но имеют и фундаментальное мировоззренческое значение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Klein A. // Phys. Rev. 1955. V.99. P.998.
2. Александров Ю.А., Бондаренко И.И. // ЖЭТФ. 1956. Т.31. С.726.
3. Baldin A.M. // Nucl. Phys. 1960. V.18. P.310.
4. Гольданский В.И. и др. // ЖЭТФ. 1960. Т.38. С.1695.
5. Александров Ю.А. Ядерные реакции при малых и средних энергиях // Тр. Всесоюз. конф., ноябрь 1957. М., 1958. С.206.
6. Alexandrov Yu. // Heavy Ion Phys. 2000. V.11. P.145.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. 3-е изд. М.: Наука, 1974.
8. Hofstadter R.H. // Rev. Mod. Phys. 1956. V.28. P.214.
9. Барашенков В.С., Стаханов И.П., Александров Ю.А. // ЖЭТФ. 1957. Т.32. С.154.
10. Fermi E. // Elementary Particles. New Haven: Yale University Press, 1951.
11. Barashenkov V.S., Barbashov V.M. // Nucl. Phys. 1958. V.9. P.426.
12. Chew E. // Phys. Rev. 1954. V.94. P.1748; 1755.
13. Петрунькин В.А. // ЖЭТФ. 1961. Т.40. С.1148.
14. Шехтер В.М. // ЯФ. 1968. Т.7. С.849; 1272.
15. Петрунькин В.А. // ЭЧАЯ. 1971. Т.12. С.692.
16. Thomas A.W. // Adv. Nucl. Phys. 1984. V.13. P.1.
17. Бунамян Г.Г. // ЯФ. 1987. Т.46. С.604.
18. Nag R., Sanyal S., Mukherjee S.N. // Phys. Rev. D. 1987. V.36. P.2788; Progr. Theor. Phys. 1990. V.83. P.51; Phys. Rep. 1993. V.231. P.201.
19. Alekseyevs A. et al. // Proc. of the IV Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, April 27–30, 1996. Dubna, 1996. P.343.
20. Мотт Н., Мессе Г. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969.
21. Александров Ю.А. // ЖЭТФ. 1957. Т.33. С.294.
22. Горлов Г.В., Лебедева Н.С., Морозов В.М. // ЯФ. 1967. Т.6. С.910.
23. Адам А. и др. // ЯФ. 1968. Т.8. С.439.
24. Anikin G.V., Alexandrov Yu.A., Soldatov A.S. // Proc. of the Intern. Conf. Study of Nuclear Structure with Neutrons. Amsterdam, 1966. P.574.
25. Аникин Г.В., Котухов И.И. // ЯФ. 1970. Т.12. С.1121.
26. Аникин Г.В., Котухов И.И. // ЯФ. 1971. Т.14. С.269.
27. Аникин Г.В., Котухов И.И. // АЭ. 1986. Т.60. С.51.
28. Аникин Г.В., Котухов И.И. // АЭ. 1986. Т.60. С.54.
29. Аникин Г.В., Котухов И.И. // 1-я Междунар. конф. по нейтронной физике, Киев, 14–18 сент. 1987. Т.2. С.139.
30. Аникин Г.В., Котухов И.И. // ЯФ. 1989. Т.49. С.101.
31. Drigo L. et al. // Nuovo Cim. A. 1973. V.13. P.867.
32. Giordano V. et al. // Lett. Nuovo Cim. 1977. V.18. P.193.
33. Giordano V. et al. // Nucl. Phys. A. 1978. V.302. P.83.

34. *Giordano V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1980. V.172. P.593.
35. *Александров Ю.А.* Фундаментальные свойства нейтрона. 3-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1992. (Fundamental Properties of the Neutron, Oxford Clarendon Press, 1992).
36. *Потупа А.С., Третьяков В.Н.* // Изв. АН БССР. 1970. Т.1. С.87.
37. *Bernabeu J., Tarrach R.* // Ann. Phys. (N.Y.). 1976. V.102. P.323.
38. *Thaler R.M.* // Phys. Rev. 1959. V.114. P.827.
39. *Блатт Дж., Вайскопф В.* Теоретическая ядерная физика. М.: ИЛЛ, 1954.
40. *Шифф Л.* Квантовая механика. М.: ИЛЛ, 1957.
41. *Александров Ю.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т.4. С.196.
42. *Goldberg M.D., May V.W., Stehn J.R.* // BNL-400. 2nd edition. 1962.
43. *Александров Ю.А., Самосват Г.С.* // Тр. VI Междунар. шк. по нейтронной физике, Алушта, 1990. Дубна, 1991. С.187.
44. *Aksenov V.L. et al.* JINR Preprint E3-92-110. Dubna, 1992.
45. *Voronov B.I. et al.* JINR Preprint P13-97-36. Dubna, 1997.
46. *Еник Т.Л. и др.* ОИЯИ, P13-97-372. Дубна, 1997.
47. *Enik T.L. et al.* // Proc. of the V Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, May 14–17, 1997. Dubna, 1997. P.261.
48. *Александров Ю.А.* // ЯФ. 1983. Т.37. С.253.
49. *Александров Ю.А.* // ЯФ. 1983. Т.38. С.1100; JINR E3-82-849. Dubna, 1982.
50. *Тейлор Дж.* Теория рассеяния. М.: Мир, 1975.
51. *Александров Ю.А.* // ЭЧАЯ. 1999. Т.30. С.72.
52. *Александров Ю.А. и др.* // ЯФ. 1986. Т.44. С.1384.
53. *Triftshauser W.* // Z. Phys. 1965. V.186. P.23.
54. *Koester L., Nistler V., Waschkovski W.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V.36. P.1021.
55. *Koester L., Waschkovski W., Kluver A.* // Physica B. 1986. V.137. P.282.
56. *Mughabghab S.F.* Neutron Cross Sections. N.Y.: Academic Press, 1984.
57. *Alexandrov Yu.A. et al.* // JINR Rapid Commun. 1990. No.6[45]. P.48.
58. *Koester L., Waschkovski W., Meier J.* // Z. Phys. A. 1988. V.329. P.229.
59. *Alexandrov Yu.A. et al.* // ISINN-2. Dubna, 1994. P.29.
60. *Koester L. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V.51. P.3363.
61. *Enik T.L. et al.* // Proc. of the III Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, April 26–28, 1995. Dubna, 1995.
62. *Enik T.L. et al.* JINR, E3-96-102. Dubna, 1996.
63. *Schmiedmayer J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V.66. P.1015.
64. *Abrosimov N.K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V.242. P.121.
65. *Александров Ю.А. и др.* Основные результаты научных исследований 1988–1989. Оперативно-информационные материалы ЛИЯФ. Л., 1991. С.7.
66. *Александров Ю.А. и др.* Основные результаты научных исследований 1990–1991. ЛИЯФ. СПб., 1992. С.6.

67. *Alexandrov Yu.A. et al.* // Proc. of Intern. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Julich, May 13–17, 1991. Berlin, 1991.
68. *Alexandrov Yu.A. et al.* // Proc. of the VI Intern. School on Neutron Physics, Alushta, Oct. 8–18, 1990. V.1. P.107 (In Report of Shcherbakov O.A. P.98).
69. *Alexandrov Yu.A. et al.* // Proc. of the V Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, May 14–17, 1997. Dubna, 1997.
70. *Гусева И.С.* ПИЯФ-NP 27-1994, № 11969. Гатчина, 1994.
71. *Гусева И.С. и др.* // ПИЯФ-NP-55-1999, № 2340. Гатчина, 1999.
72. *Alexandrov Yu.A.* // Phys. Rev. C. 1994. V.49. P.R2297.
73. *Alexandrov Yu.A., Koester L., Samosvat G.S.* JINR, E3-5371. Dubna, 1970.
74. *Александров Ю.А. и др.* // 5-я Конф. по нейтронной физике, Киев, 15–17 сент. 1980. Нейтронная физика. М., 1980. Ч.2. С.168.
75. *Schmidmayer J., Rauch H., Riehs P.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V.61. P.1065.
76. *Нозик Ю.З., Озеров Р.П., Хенниг К.* Структурная нейтронография. М.: Атомиздат, 1979. Т.1.
77. *Свергун Д.И., Фейгин Л.А.* Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. М.: Наука, 1986.
78. *Nikolenko V.G., Popov A.B.* JINR, E3-92-25. Dubna, 1992.
79. *Alexandrov Yu.A.* JINR, E3-95-61. Dubna, 1995.
80. *Alexandrov Yu.A.* // Rev. Mex. Fis. 1996. V.42. P.283.
81. *Enik T.L. et al.* // ЯФ. 1997. Т.60. С.648.
82. *Riehs P. et al.* // Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technol. Gatlinburg, USA, May 9–13, 1994. V.1. P.233.
83. *Wilkinson D.H.* // Proc. of the Rutherford Jubilee Intern. Conf., Manchester, 1961. London, 1961.
84. *Palla G.* // Phys. Lett. B. 1971. V.35. P.477.
85. *Feinberg G., Sucher J.* // Phys. Rev. D. 1979. V.20. P.1717.
86. *Sawada T.* // Phys. Lett. B. 1973. V.43. P.517.
87. *Sawada T.* // Phys. Lett. B. 1981. V.100. P.50.
88. *Sawada T.* // Phys. Lett. B. 1989. V.225. P.291.
89. *Sawada T.* // Intern. Journ. Mod. Phys. 1996. V.11. P.5365.
90. *Sawada T.* Nihon University, NUP-A-2000-10. Tokyo, 2000.
91. *Sawada T.* Nihon University, NUP-A-2000-7. Tokyo, 2000.
92. *Александров Ю.А., Аникин Г.В., Солдатов А.С.* // ЖЭТФ. 1961. Т.40. С.1878.
93. *Pokotilovski Yu.N.* // Eur. Phys. J. A. 2000. V.8. P.299; ISINN-7, Dubna, May 25–28, 1999. Dubna, 1999. P.308.
94. *Konnova S.V., Lyuboshitz V.V., Pokotilovski Yu.N.* // Proc. of the VII Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, May 25–28, 1999. Dubna, 1999. P.325.
95. *Бом Д.* Квантовая теория. М.: Физматгиз, 1961.
96. *Кэй Дж., Лэби Т.* Таблицы физических и химических постоянных. 2-е изд. М.: Физматгиз, 1962.

97. *Блохинцев Д.И.* Основы квантовой механики. 5-е изд. М.: Наука, 1976.
98. *Баранов П.С. и др.* // ЭЧАЯ. 2001. Т.32. С.699.
99. *Alexandrov Yu.A.* // ISINN-9, Dubna, May, 2001.
100. *Давыдов А.С.* Квантовая механика. М.: ГИФМЛ, 1963.
101. *Зигбан К.* Бета- и гамма-спектроскопия. М.: ГИФМЛ, 1959.