

ПОИСК НОВОГО МЕЖНУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ПОМОЩЬЮ ПОРОШКОВОЙ ДИФРАКЦИИ НЕЙТРОНОВ

В. В. Воронин^{a,b}, Д. Д. Шапиро^{a,b}, С. Ю. Семенихин^a, Т. С. Хансен^c*

^a НИЦ «Курчатовский институт» — ПИЯФ
188300, Гатчина, Россия

^b Санкт-Петербургский государственный университет
199034, Санкт-Петербург, Россия

^c Институт Лауэ–Ланжевена
38042, Гренобль, Франция

Поступила в редакцию 13 марта 2023 г.,
после переработки 23 августа 2023 г.
Принята к публикации 23 августа 2023 г.

Рассматривается применение метода порошковой дифракции нейтронов для поиска нового межкулонного взаимодействия юкавского типа. Суть метода состоит в исследовании зависимости амплитуды нейтронного рассеяния от переданного импульса. Проанализированы возможные вклады в амплитуду рассеяния и в интегральную интенсивность дифракционных максимумов. Проведен эксперимент по дифракции нейтронов на порошке кремния на дифрактометре D20 реактора ILL (Гренобль, Франция). Из полученных данных определены ограничения на константу связи рассматриваемого взаимодействия. Показано, что в диапазоне радиусов взаимодействия $\lambda = 10^{-13} - 10^{-11}$ м они являются более строгими, чем уже существующие в литературе. Полученный результат ограничен несовершенством экспериментальной установки. Устранение инструментального вклада может позволить увеличить чувствительность метода как минимум на порядок.

DOI: 10.31857/S004445102312009X
EDN: MXDWBG

1. ВВЕДЕНИЕ

По современным представлениям в природе существуют четыре типа фундаментальных взаимодействий: сильное, осуществляемое глюонами, слабое, осуществляемое $W^\pm$ - и Z^0 -бозонами, электромагнитное, осуществляемое фотонами, и гравитационное с предполагаемыми переносчиками гравитонами. Первые три из них являются частью Стандартной Модели (СМ), которая вместе с общей теорией относительности (ОТО) описывает подавляющую часть результатов физических экспериментов. Однако существует ряд явлений, которые СМ и ОТО не способны объяснить. Среди фундаментальных проблем, возможные решения которых предполагают введение новых взаимодействий, можно выделить проблемы темной материи [1] и темной энер-

гии [2], сохранения СР-инвариантности [3], барионной асимметрии Вселенной [4] и проблему калибровочной иерархии [5]. Кроме того, результаты ряда экспериментов могут являться указанием на проявление новых сил. Например, измеренный магнитный момент мюона отличается от рассчитанного в рамках СМ на 4.2σ [6]. Одно из возможных объяснений состоит в существовании массивных частиц за рамками СМ, неучтенные поправки от которых вызывают это различие. Расхождение величин зарядового радиуса протона, полученных из спектроскопии «мюонного» водорода, с одной стороны, и из упругого электрон-протонного рассеяния и спектроскопии атома водорода, с другой, составляют так называемую загадку протонного радиуса [7]. Одной из причин может являться существование новых взаимодействий, нарушающих лептонную универсальность. Другим возможным свидетельством наличия частиц за рамками СМ является аномальное увеличение числа электрон-позитронных пар, образующихся в результате переходов ядер ^8Be и ^4He из

* E-mail: shapiro@mail.ru

возбужденного состояния в основное с испусканием γ -кванта [8]. Авторы работы [8] связывают это с существованием новой частицы с массой ~ 17 МэВ, которая образуется в результате релаксации ядер и впоследствии распадается на электрон-позитронную пару. В литературе данный феномен получил название бериллиевой и гелиевой аномалий, а гипотетическая частица стала именоваться частицей X17 [8, 9]. Все описанные явления служат сильной мотивацией к проведению экспериментов по поиску новых взаимодействий различных типов в широком диапазоне радиусов взаимодействия λ (см., например, обзоры [10–12]).

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Методы поиска новых взаимодействий зависят от типа взаимодействия, а также от масштаба радиуса взаимодействия $\lambda = 1/M$, где M — масса частицы-переносчика (здесь и далее в формулах используется естественная система единиц $\hbar = c = 1$). В литературе обычно рассматриваются взаимодействия за счет обмена массивным или безмассовым бозоном со спином 0 или 1. Классификацию всех таких взаимодействий можно найти в работах [13, 14]. В настоящей статье обсуждается спин-независимое межнуклонное взаимодействие с юкава-подобным потенциалом

$$V(\mathbf{r}) = -g_{new}^2 \frac{e^{-r/\lambda}}{4\pi r}, \quad (1)$$

где g_{new} — константа связи, r — расстояние между частицами. Выражение (1) записано в общепринятом виде, содержащем минус. Отметим, однако, что для дальнейшего рассмотрения знак потенциала не имеет значения. Современные ограничения на данный тип взаимодействия из существующих экспериментальных данных приведены в работах [15–17].

Рассмотрим поведение тепловых неполяризованных нейтронов в эксперименте по порошковой дифракции на диамагнитном веществе в присутствии потенциала (1). Типичная схема такого эксперимента представлена на рис. 1. Сколлимированный пучок нейтронов с постоянной длиной волны λ_n , задаваемой монохроматором, падает на образец — поликристаллический порошок, рассеивается на нем и попадает на детектор. Если переданный импульс $\mathbf{q}$ отраженного нейтрона совпадает с вектором обратной решетки $\mathbf{g}$ кристаллита (условие Брэгга–Вульфа), то возникает конструктивная интерференция излучения, в результате чего на определенных углах рассеяния 2θ образуются дифракционные максимумы интенсивности — брэгговские пики. Угол

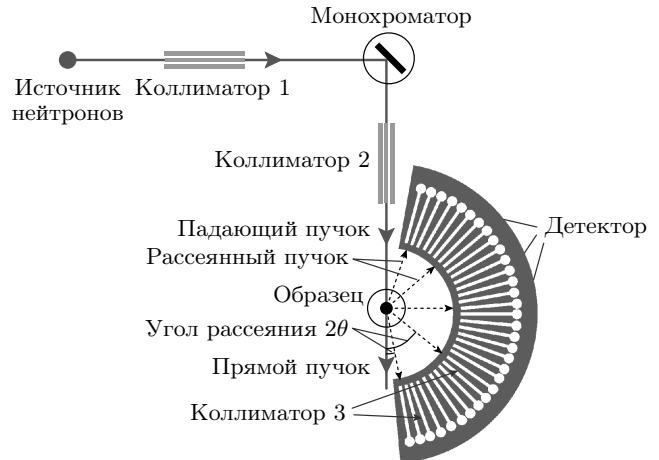


Рис. 1. Схема типичного эксперимента по порошковой дифракции нейтронов (вид сверху) [18]

рассеяния 2θ связан с переданным импульсом $\mathbf{q}$ как $q = 4\pi \sin \theta / \lambda_n$. Детекторы регистрируют отраженное под разными углами излучение, и таким образом получается дифрактограмма — зависимость интенсивности нейтронов от угла рассеяния 2θ .

Интегральная интенсивность I_g брэгговского пика дифрактограммы в кинематическом приближении пропорциональна квадрату модуля структурного фактора F_g [19]:

$$I_g \propto |F_g|^2, \quad (2)$$

который, в свою очередь, выражается через атомные амплитуды рассеяния $a_j(\mathbf{g})$:

$$F_g = \sum_j a_j(\mathbf{g}) \exp(-i\mathbf{g} \cdot \mathbf{r}_j), \quad (3)$$

где $a_j(\mathbf{g})$ — амплитуда рассеяния нейтрона на j -м атоме, $\mathbf{g} = \mathbf{q}$ — вектор обратной решетки, равный переданному импульсу $\mathbf{q}$, $\mathbf{r}_j$ — вектор, обозначающий положение j -го атома в элементарной ячейке.

Амплитуду рассеяния неполяризованных нейтронов $a(\mathbf{g})$ можно представить в виде суммы нескольких вкладов. Первый и основной вклад возникает в результате сильного взаимодействия нейтрона с ядром. Соответствующая амплитуда определяется когерентной ядерной длиной рассеяния b_N , характеризующей сечение рассеяния [20]. Ее величина меньше длины волны тепловых нейтронов приблизительно на 5 порядков, поэтому b_N не зависит от переданного импульса $\mathbf{q}$:

$$a_N(\mathbf{g}) = -b_N. \quad (4)$$

Остальные вклады обусловлены электромагнитным взаимодействием нейтрона с веществом. В слу-

чае рассеяния неполяризованных нейтронов на диамагнетике их можно записать в виде [20]

$$a_{EM}(\mathbf{g}) \propto b_{ne}Z(1 - f(\mathbf{q})) - b_P, \quad (5)$$

где $b_{ne} = b_F + b_E$ — длина рассеяния нейтрона на электроны, Z — заряд ядра, $f(\mathbf{q})$ — атомный форм-фактор, b_P — поляризационная длина рассеяния.

Первое слагаемое в выражении (5) представляет собой сумму двух вкладов. Один из них связан с взаимодействием магнитного момента нейтрона μ_n с зарядовой плотностью атома и определяется длиной рассеяния Фолди [20]

$$b_F = e\mu_n = -1.4679709(37) \cdot 10^{-3} \text{ фм}, \quad (6)$$

где e — элементарный заряд.

Второй вклад возникает благодаря взаимодействию внутреннего зарядового распределения нейтрона с электростатическим потенциалом атома и также определяется соответствующей длиной рассеяния [20]

$$b_E = \frac{m_n r_n^2}{3m_e \alpha_0} \approx 10^{-4} \text{ фм}, \quad (7)$$

где r_n^2 — среднеквадратичный радиус нейтрона, m_n и m_e — массы нейтрона и электрона соответственно, α_0 — боровский радиус.

Второе слагаемое суммы (5) связано с тем, что за счет ненулевой электрической поляризуемости α_n электрическое поле атома E вызывает у нейтрона наведенный электрический дипольный момент $\alpha_n E$. Взаимодействие такого момента с E приводит к возникновению длины рассеяния [20]

$$b_P = \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{Z^2 m_n \alpha_n}{r_N m_e \alpha_0}, \quad (8)$$

где r_N — зарядовый радиус ядра. При этом нулевая поляризуемость соответствует нулевой длине рассеяния и, таким образом, нулевому сечению, поскольку оно пропорционально квадрату этой длины. Заметим, что поляризационное слагаемое, как и ядерная амплитуда рассеяния $a_N(\mathbf{g})$, не зависит от переданного импульса $\mathbf{q}$ и определяется характеристиками ядра Z и r_N .

Существование взаимодействия с потенциалом (1) приведет к возникновению дополнительного вклада $a_{new}(\mathbf{g})$ в амплитуду рассеяния $a(\mathbf{g})$. В борновском приближении этот вклад можно записать как

$$a_{new}(\mathbf{g}) = -\frac{m_n}{2\pi} \int V(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} d^3 r. \quad (9)$$

После подстановки (1) в (9), а также учитывая,

что в ядре содержится A нуклонов, получим

$$a_{new}(\mathbf{g}) = -A \frac{g_{new}^2}{4\pi} \frac{2m_n \lambda^2}{1 + \lambda^2 q^2}. \quad (10)$$

Отметим, что для рассматриваемых нами длин волн нейтронов все нуклоны ядра являются точечными и рассеивают когерентно.

В присутствии новой силы амплитуда рассеяния принимает вид

$$\begin{aligned} a(\mathbf{g}) &= a_N(\mathbf{g}) + a_{EM}(\mathbf{g}) + a_{new}(\mathbf{g}) = \\ &= -b_N + b_{ne}Z(1 - f(\mathbf{q})) - b_P - \\ &\quad - A \frac{g_{new}^2}{4\pi} \frac{2m_n \lambda^2}{1 + \lambda^2 q^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Отметим, что в выражении (11) зависимость от переданного импульса $\mathbf{q}$ содержится в электромагнитном вкладе $b_{ne}Z(1 - f(\mathbf{q}))$ и во вкладе от нового взаимодействия $a_{new}(\mathbf{g})$. В первом случае эта зависимость содержится в атомном форм-факторе $f(\mathbf{q})$, а во втором имеет характерный вид $\propto 1/(1 + \lambda^2 q^2)$.

Помимо структурного фактора F_g , интегральная интенсивность I_g порошковой дифрактограммы определяется рядом других вкладов [19]:

$$I_g \propto m_g L_g A_g y_g \exp(-2W_g) p(2\theta) |F_g|^2. \quad (12)$$

Индекс повторяемости m_g равен числу плоскостей, эквивалентных, с точки зрения закона Брэгга, за счет тождественности их межплоскостных расстояний.

Фактор Лоренца L_g учитывает геометрию эксперимента с углом рассеяния 2θ , а также конечные размеры узлов обратной решетки и конечную толщину сферы Эвальда:

$$L_g = \frac{1}{\sin \theta \sin 2\theta}.$$

Поглощение нейтронов образцом объема V определяет соответствующий коэффициент

$$A_g = \frac{1}{2} \int_V \exp(-\mu_A l) dV,$$

где μ_A — эффективный линейный коэффициент поглощения, l — расстояние, пройденное нейтроном в образце.

Коэффициент экстинкции y_g возникает из-за перерассеяния излучения от нижележащих плоскостей кристалла. В приближении сферических кристаллитов его можно записать в виде [21]

$$y_g = (1 + x)^{1/2},$$

где $x = (0.75 N_c \lambda_n D |F_g|)^2$, N_c — число элементарных ячеек в единице объема, D — диаметр сферы (размер кристаллита). Отметим, что y_g зависит от структурного фактора F_g .

Фактор Дебая – Валлера W_g связан с уменьшением интегральной интенсивности I_g за счет тепловых колебаний атомов. В случае кубической решетки его можно записать в виде

$$W_g = \frac{1}{3} \langle u^2 \rangle q^2 = 2B \frac{\sin^2 \theta}{\lambda_n^2},$$

где $\langle u^2 \rangle$ — среднеквадратичная амплитуда смещения атомов, $B = 8\pi^2 \langle u^2 \rangle / 3$ — тепловой параметр. Отметим, что соответствующий вклад в I_g имеет характерную зависимость от переданного импульса $\propto e^{-q^2}$.

Аппаратная функция $p(2\theta)$ учитывает несовершенство экспериментальной установки, в частности, различную способность элементов позиционно-чувствительной детекторной системы регистрировать рассеянное под разными углами излучение. Важной особенностью аппаратной функции $p(2\theta)$ является ее зависимость от угла рассеяния 2θ , а не от переданного импульса $\mathbf{q}$, что позволяет отделить ее от вклада за счет нового взаимодействия путем проведения измерений при двух длинах волн λ_n .

Отметим также, что дополнительной причиной систематического изменения дифракционной картины может являться смещение положения образца относительно центра окружности, образуемой детекторной системой, что приводит к сдвигу угла рассеяния 2θ . В случае геометрии Дебая – Шеррера, если образец смещен вдоль пучка, сдвиг составляет

$$\Delta 2\theta \approx \frac{s}{R} \sin 2\theta,$$

а если смещение перпендикулярно пучку —

$$\Delta 2\theta \approx \frac{s}{R} \cos 2\theta,$$

где s — величина смещения, R — радиус окружности, образуемой детекторной системой.

Обозначим через

$$\tilde{I}_g = I_g / m_g L_g A_g y_g \exp(-2W_g) p(2\theta)$$

величину интегральной интенсивности I_g , нормированную на вклады, указанные в (12). Введем $\Delta \tilde{I}_g \equiv \tilde{I}_g - \bar{\tilde{I}}$ — отклонение $\tilde{I}_g$ от среднего значения $\bar{\tilde{I}} \equiv \sum_g \tilde{I}_g / N$, N — число пиков дифрактограммы. Существование взаимодействия с потенциалом (1)

приводит к характерной зависимости относительно отклонения $\Delta \tilde{I}_g / \bar{\tilde{I}}$ от переданного импульса $\mathbf{q}$:

$$\frac{\Delta \tilde{I}_g}{\bar{\tilde{I}}} \sim \frac{1}{1 + \lambda^2 q^2}, \quad (13)$$

где мы пренебрегли всеми квадратичными вкладками, кроме ядерного, ввиду их малости.

Учет вкладов для случая дифракции на кремнии описан в разд. 3.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ПОРОШКОВОЙ ДИФРАКЦИИ НА КРЕМНИИ НА ИНСТРУМЕНТЕ D20

Нами был осуществлен эксперимент по дифракции нейтронов на порошке кремния на инструменте D20 реактора ILL (Гренобль, Франция). Образцом являлся кремниевый калибровочный стандарт NIST 640f массой 1.27 г. Держатель образца — ванадиевый цилиндр диаметром 6 мм и высотой 6.5 см. В эксперименте использовались две длины волны нейтронов, $\lambda_{n1} = 1.3 \text{ \AA}$ и $\lambda_{n1} = 2.41 \text{ \AA}$, для каждой из которых проводилось по 4 измерения при температурах $T = 4, 6, 77, 300 \text{ К}$. Время одного измерения $t = 122 \text{ мин}$. Кроме того, были промерены пустые держатели образцов при обеих длинах волн при температуре $T = 300 \text{ К}$ в течение 20 мин. Эти измерения были нормированы на время $t = 122 \text{ мин}$. Излучение регистрировалось позиционно-чувствительным детектором (ПЧД), заполненным ^3He и CF_4 . Эксперимент проводился удаленно без участия пользователей в связи с пандемией COVID-19.

Выбор кремния в качестве образца обусловлен рядом его свойств. Кремний содержит в ячейке 8 атомов одного сорта, координаты которых известны. Поэтому в выражении (3) фазовый множитель считается точно, а амплитуда рассеяния может быть вынесена за знак суммирования:

$$F_g = \sum_j a_j(\mathbf{g}) \exp(-i\mathbf{g} \cdot \mathbf{r}_j) = a(\mathbf{g}) K_g, \quad (14)$$

где

$$K_g \equiv \sum_{i=1}^8 \exp(-i\mathbf{g} \cdot \mathbf{r}_i) = \sum_{i=1}^8 \exp(-2\pi i(hx_i + ky_i + lz_i)), \quad (15)$$

h, k, l — индексы Миллера, x_i, y_i, z_i — координаты атома кремния в элементарной ячейке.

Вклады в амплитуду рассеяния $a(\mathbf{g})$ кремния измерены экспериментально. Длина когерентного рас-

сеяния по данным нейтронной интерферометрии составляет [22]

$$b_c = b_N + b_P = 4.1507(4) \text{ фм.}$$

Заметим, что, исходя из (8), поляризационная длина рассеяния b_P определяется зарядовым радиусом ядра кремния, измеряемого с помощью рассеяния электронов [23],

$$r_N = 3.106(30) \text{ фм,}$$

а также поляризуемостью нейтрона, получаемой в экспериментах по фотопоглощению [20],

$$\alpha_n \sim 10^{-3} \text{ фм,}$$

что дает

$$b_P \approx -2 \cdot 10^{-3} \text{ фм.}$$

Однако в экспериментах, измеряющих когерентную длину рассеяния, поляризационный вклад b_P не отличим от ядерного b_N [20]. Отметим, что абсолютная величина b_c не имеет большого значения, поскольку в настоящей работе исследуется зависимость от переданного импульса $\mathbf{q}$.

Длина рассеяния нейтрона на электроны измеряется различными методами и составляет [24]

$$b_{ne} \sim 10^{-3} \text{ фм.}$$

Порядок величины форм-фактора кремния $f(\mathbf{q}) \sim 10^{-1}$ [25], а $Z = 14$, поэтому

$$b_{ne} Z(1 - f(\mathbf{q})) \sim 10^{-3} \text{ фм.}$$

Таким образом, в случае рассеяния на кремнии все электромагнитные вклады $a_{EM}(\mathbf{g})$ в выражении (11) меньше ядерного вклада $a_N(\mathbf{g})$ на 3 порядка:

$$\frac{a_{EM}(\mathbf{g})}{a_N(\mathbf{g})} \leq 10^{-3}.$$

Для оценки коэффициента поглощения A_g использовалось табличное значение сечения поглощения кремния для длины волны нейтронов $\lambda_{n_1} \approx 1.8 \text{ \AA}$ [25]:

$$\sigma_A = 0.171(3) \text{ бн,}$$

что соответствует величине

$$A_g \approx 0.997.$$

Коэффициент экстинкции вычислялся с использованием известного для образца распределения кристаллитов по размерам со средним значением

$$D = 4.1 \cdot 10^{-6} \text{ м.}$$

Для оценки вклада за счет тепловых колебаний использовались значения теплового параметра B ,

существующие в литературе. В работе [26] вычислена плотность фоонных состояний кремния на основе данных по измерению дисперсионных кривых с помощью неупругого рассеяния нейтронов. Полученная величина B при температуре 293 К составляет

$$B = 0.4691(16) \text{ \AA}^2.$$

В работе [27] вычислены параметры B кремния в широком диапазоне температур с помощью теории возмущений функционала плотности. При низких температурах $T < 50 \text{ К}$ величина B практически не меняется и составляет

$$B \approx 0.2 \text{ \AA}^2,$$

а при температуре $T \approx 75 \text{ К}$ —

$$B \approx 0.23 \text{ \AA}^2.$$

Угловой сдвиг $\Delta 2\theta$ определяется расстоянием между образцом и детектором $R = 1.47 \text{ м}$, а также величиной смещения образца s . Поскольку максимальное значение синуса достигает единицы, при смещении образца, например, на 3 мм (при диаметре образца 6 мм) наибольший угловой сдвиг составит

$$\Delta 2\theta_{\max} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ рад} \approx 0.1^\circ.$$

Такой сдвиг приведет к изменению фактора Лоренца L :

$$\frac{\Delta L}{L} \sim 10^{-3},$$

где ΔL — разница факторов Лоренца для смещенного и несмещенного образцов.

4. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для учета рассеяния на ванадии из дифрактограмм кремния были вычтены кривые, полученные при измерении пустого держателя образца (см. рис. 2). Здесь и далее на рисунках будут приводиться примеры для температуры $T = 4 \text{ К}$, данные для других температур обрабатывались аналогично.

Для учета инструментального вклада были вычислены аппаратные функции $p(2\theta)$. Поскольку рассеяние на пустом ванадиевом держателе образца вне дифракционных максимумов должно быть однородным и изотропным, функция $p(2\theta)$ считалась как отношение интенсивности дифрактограммы ванадия с исключенными брэгговскими пиками в диапазоне пяти полных ширин на полувысоте (FWHM) к среднеарифметическому значению интенсивностей всей

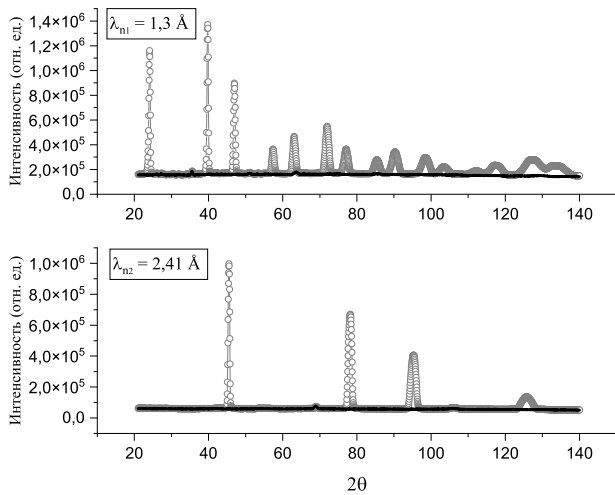


Рис. 2. Дифрактограммы кремния (серые кружки) и пустого держателя образца (черная линия), полученные при $T = 4$ К, $\lambda_{n_1} = 1.3$ Å (вверху) и $\lambda_{n_2} = 2.41$ Å (внизу). Размеры символов больше величин погрешностей

дифрактограммы с аналогично исключенными пиками. Для определения величины FWHM максимумы отражения аппроксимировались функцией Гаусса. В качестве демонстрации того, что $p(2\theta)$ учитывает именно инструментальный вклад, было построено отношение аппаратных функций $p_2(2\theta)/p_1(2\theta)$, соответствующих двум длинам волн, $\lambda_{n_2} = 2.41$ Å и $\lambda_{n_1} = 1.3$ Å, в зависимости от переданного импульса q и от угла 2θ (рис. 3). Если причина существования максимумов функции $p(2\theta)$ заключается в дифракции на какой-либо структуре, то их положения по q должны совпадать, и соответствующее отношение $p_2(2\theta)/p_1(2\theta)$ будет близко к константе. Наоборот, если причиной является несовершенство регистрации излучения детектором, то к константе будет близко отношение $p_2(2\theta)/p_1(2\theta)$, построенное в зависимости от угла 2θ , что и наблюдается на графике. Отметим, что наш вывод качественный, количественный анализ функции $p(2\theta)$ выходит за рамки данной работы.

Дифрактограммы кремния за вычетом рассеяния от пустого держателя образца были нормированы на функции $p(2\theta)$, после чего был также вычтен остаточный фон, аппроксимированный полиномом шестой степени.

Интегральная интенсивность I_g вычислялась как сумма значений интенсивности результирующей дифрактограммы на ширине 5FWHM. Такое значение ширины обусловлено тем, что при его дальнейшем увеличении величина I_g не меняется в пределах погрешности. Выбранный способ получения интегральных интенсивностей связан

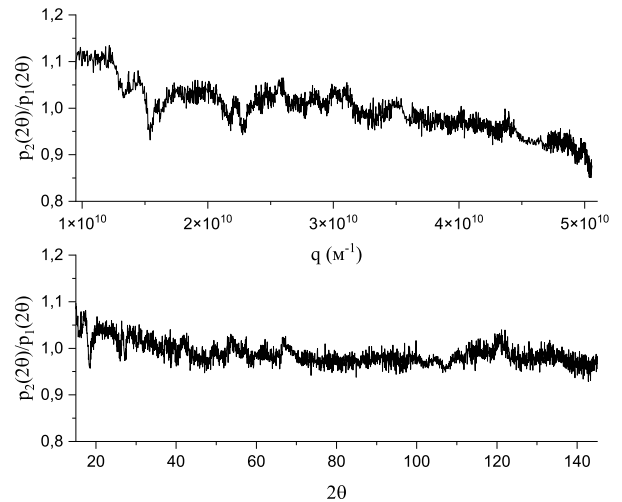


Рис. 3. Зависимости отношения аппаратных функций $p_2(2\theta)/p_1(2\theta)$, соответствующих длинам волн $\lambda_{n_2} = 2.41$ Å и $\lambda_{n_1} = 1.3$ Å, от переданного импульса q (вверху) и от угла 2θ (внизу)

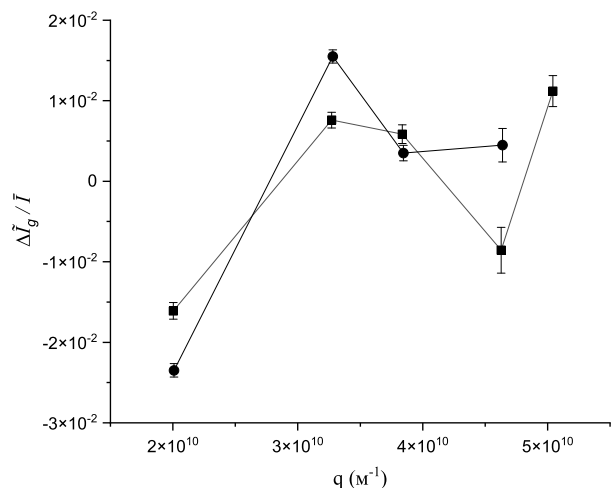


Рис. 4. Зависимости $\Delta \tilde{I}_g / \bar{I}$ от переданного импульса q , полученные при $T = 4$ К, $\lambda_{n_1} = 1.3$ Å (квадраты) и $\lambda_{n_2} = 2.41$ Å (кружки)

с невозможностью описать дифракционные максимумы аналитическими выражениями (функции Гаусса, Лоренца, псевдо-Войта и т. п.) с достаточной точностью в силу асимметрии пиков. Полученные значения I_g нормировались на вклады, описанные в разд. 2, и строились кривые $\Delta \tilde{I}_g / \bar{I}$ — относительные отклонения нормированных величин $\tilde{I}_g$ от среднего значения $\bar{I}$ (рис. 4). Отметим, что на дифрактограммах, полученных при $\lambda_{n_1} = 1.3$ Å, дифракционные максимумы, начиная с шестого, перекрываются (см. рис. 2), в результате чего их интегральные интенсивности не удастся определить с точностью лучшей, чем 10^{-2} . Поэтому мы ограничиваемся рассмотрением только первых пяти отражений.

Полученный разброс значений $\Delta \tilde{I}_g / \tilde{I}$ находится на уровне $\sim 10^{-2}$, что существенно превосходит статистическую погрешность экспериментальных данных, приведенную на рисунке. Такой большой разброс, по-видимому, связан с высокой дифференциальной нелинейностью детекторной системы, отражающейся в том, что поправка на аппаратную функцию $p(2\theta)$ достигает 10–15%, и компенсировать ее лучше, чем до уровня 1% не удастся. При таком разбросе экспериментальных значений можно пренебречь всеми вкладами в амплитуду рассеяния $a(\mathbf{g})$ в выражении (11), кроме ядерного вклада $a_N(\mathbf{g})$ и вклада за счет нового взаимодействия $a_{new}(\mathbf{g})$. Тогда, исходя из (12) и (14) и опустив квадратичный член в силу его малости, имеем

$$a_{exp}(\mathbf{g}) = \frac{b_N}{2} \frac{\Delta \tilde{I}_g}{\tilde{I}}, \quad (16)$$

где a_{exp} — экспериментально измеряемые значения амплитуды рассеяния, совпадающие с искомой амплитудой a_{new} с точностью до константы.

Зависимость (16) аппроксимировалась функцией вида

$$a_{fit}(\mathbf{g}) = S \frac{A}{4\pi} \frac{2m_n \lambda^2}{1 + \lambda^2 q^2} + C, \quad (17)$$

где $S = g_{new}^2$, C — свободные параметры. Ограничения на g_{new}^2 с уровнем доверительного интервала 90% вычислялись как (рис. 5)

$$g_{new}^2 \leq S + 1.6\Delta S, \quad (18)$$

где ΔS — погрешность свободного параметра S .

5. ОЦЕНКА СИСТЕМАТИЧЕСКОЙ ПОГРЕШНОСТИ

Вклад в систематическую погрешность измеренной величины $a_{new}(\mathbf{g})$ возникает от неопределенности значений фактора Дебая–Валлера W_g , длины рассеяния b_{ne} и конечного размера кристаллитов D , определяющего величину коэффициента экстинкции y_g . Для оценки величин вкладов введем экспериментальную и теоретическую интегральные интенсивности, I_g^{exp} и I_g^{th} :

$$I_g^{exp} \propto a_{exp}^2(\mathbf{g}) \exp(-2W_{exp}) y_{exp}, \quad (19)$$

$$I_g^{th} \propto a_{th}^2(\mathbf{g}) \exp(-2W_{th}) y_{th}, \quad (20)$$

где величины с индексами «exp» соответствуют реальным (экспериментальным) значениям величин, которые проявляются в эксперименте, а величины с

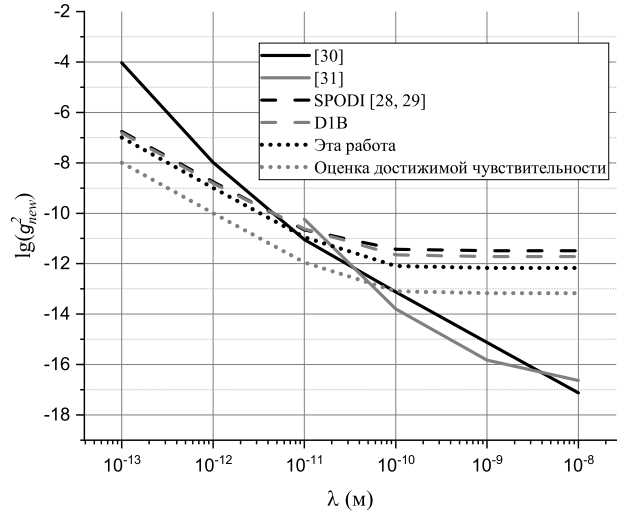


Рис. 5. Ограничения на константу связи g_{new} в зависимости от радиуса взаимодействия λ . Сплошные линии соответствуют ограничениям, полученным другими методами. Штриховые линии — ограничения из калибровочных данных дифрактометров SPODI (черный) и D1B (серый). Пунктирные линии — результаты настоящей работы: ограничения из данных дифрактометра D20 (черный) и оценка потенциально достижимой чувствительности (серый)

индексами «th» — значениям, полученным расчетным путем (теоретическим). Амплитуда $a_{th}(\mathbf{g})$ не содержит вклада от нового взаимодействия:

$$a_{th}(\mathbf{g}) = a_N^{th}(\mathbf{g}) + a_{EM}^{th}(\mathbf{g}), \quad (21)$$

в отличие от амплитуды $a_{exp}(\mathbf{g})$:

$$a_{exp}(\mathbf{g}) = a_N^{exp}(\mathbf{g}) + a_{EM}^{exp}(\mathbf{g}) + a_{new}(\mathbf{g}). \quad (22)$$

Пренебрегая всеми квадратичными вкладами, кроме ядерного, $a_{new}(\mathbf{g})$ можно представить в виде

$$a_{new}(\mathbf{g}) \approx \frac{1}{2a_N^{exp}} \left(x^{th} \frac{I_g^{exp}}{I_g^{th}} \frac{e^{-2W_{th}}}{e^{-2W_{exp}}} \frac{y_{th}}{y_{exp}} - x^{exp} \right), \quad (23)$$

где

$$x^i \equiv \left((a_N^i(\mathbf{g}))^2 + 2a_N^i(\mathbf{g})a_{ne}^i(\mathbf{g}) \right), \quad i = \{th, exp\},$$

$$a_{ne}^i(\mathbf{g}) = b_{ne}^i Z(1 - f^i(\mathbf{q})).$$

Здесь в амплитуде рассеяния мы оставили только интересующий нас электромагнитный вклад a_{ne} , а также вклад за счет сильного взаимодействия a_N , поскольку он является определяющим. Отметим, однако, что a_N не является источником систематической погрешности, поскольку не зависит от переданного импульса q .

Таблица. Вклады в величину амплитуды $a_{new}(\mathbf{g})$ и в ее систематическую погрешность

Вклад	Абсолютная величина вклада, фм	Величина вклада в систематическую погрешность, фм	Зависимость от переданного импульса q
Электромагнитное рассеяние	$\sim 10^{-3}$	$\sim 10^{-4}$	Зависит от атомного форм-фактора $f(\mathbf{q})$
Тепловые колебания (при $T = 293\text{ К}$)	$\sim 10^{-2}$	$\sim 10^{-3}$	e^{-q^2}
Конечный размер кристаллитов (для размеров кристаллитов $D = 4.1 \cdot 10^{-6}\text{ м}$ и неопределенности размеров $\Delta D = 10^{-6}\text{ м}$)	$\sim 10^{-2}$	$\sim 10^{-3}$	Зависит от структурного фактора F_g

Выражение (23) позволяет оценить систематическую погрешность, которую вносят неопределенности в значения величин, учтенных расчетным путем. Для этого мы поочередно считаем, что все вклады, кроме соответствующего, учтены точно, экспериментальная интенсивность равна теоретической, $I_g^{exp} = I_g^{th}$, а неопределенностью значения величины является ее погрешность, приведенная в литературе. Результаты вычислений представлены в таблице.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ

Отметим, что до проведения основных измерений на дифрактометре D20 нами были проанализированы существующие калибровочные дифрактограммы кремния, полученные на порошковых дифрактометрах D1B (реактор ILL, Гренобль, Франция) и SPODI (реактор FRM II, Мюнхен, Германия). Данные любезно предоставлены ответственными за инструменты В. Нассиф (D1B) и А. Сенишиным (SPODI). Обработка проводилась аналогично описанной в разд. 4, за исключением учета аппаратной функции и вычитания кривой от пустого держателя образца ввиду отсутствия соответствующих измерений. Результаты представлены на рис. 5 и опубликованы в работах [28, 29]. Ограничения из калибровочных данных повторяют по форме ограничения из данных дифрактометра D20, но приблизительно в 2–4 раза хуже по величине, что связано с невозможностью учета аппаратной функции.

Полученные в настоящей работе ограничения на константу связи g_{new} (см. рис. 5) в диапазоне радиусов взаимодействия $\lambda = 10^{-13}\text{--}10^{-11}\text{ м}$ являются

более строгими, чем уже существующие в литературе значения. Точность измерения амплитуды рассеяния $a_{new}(\mathbf{g})$ составила $\sim 10^{-2}\text{ фм}$, что превосходит величины вкладов в систематическую погрешность (см. таблицу). Эта точность ограничена несовершенством дифрактометра и может быть увеличена как минимум на порядок (см. рис. 5) за счет уменьшения инструментального вклада (например, путем использования лучшего детектора или за счет дополнительных калибровочных измерений) либо проведения эксперимента с более высоким разрешением.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поиск возможных нарушений СМ, в частности, существования новых частиц и взаимодействий, является одной из наиболее актуальных задач современной физики. Нами был предложен, детально проанализирован и экспериментально реализован метод получения ограничений на параметры межнуклонного взаимодействия юкавского типа с помощью порошковой дифракции нейтронов. Основная идея метода заключается в изучении зависимости амплитуды рассеяния $a(\mathbf{g})$ от переданного импульса $\mathbf{q}$. Нами были вычислены вклады в амплитуду $a(\mathbf{g})$, в интегральную интенсивность I_g , а также вклады в систематическую погрешность. Экспериментально полученная точность измерения $a_{new}(\mathbf{g})$ составила $\sim 10^{-2}\text{ фм}$, что превосходит все указанные вклады. Возможное объяснение состоит в невозможности удовлетворительного учета нелинейности детекторной системы конкретного дифрактометра.

Ограничения, полученные в настоящей работе, находятся на уровне представленных в литературе значений, а в диапазоне радиусов взаимодействия $\lambda = 10^{-13} - 10^{-11}$ м даже являются более строгими. Уменьшение инструментального вклада и проведение более высокоразрешающего эксперимента могут позволить увеличить чувствительность метода как минимум на порядок.

Благодарности. Авторы выражают благодарность А. Сенишину и В. Нассиф за предоставленные калибровочные данные, В. В. Федорову за ценные замечания, а также Г. А. Вальковскому за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, *Phys. Rep.* **405**, 279 (2005).
2. J. A. Frieman, M. S. Turner, and D. Huterer, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **46**, 385 (2008).
3. M. Shifman, A. Vainshtein, and V. Zakharov, *Nucl. Phys. B* **166**, 493 (1980).
4. А. Д. Сахаров, Письма в ЖЭТФ **5**, 32 (1967).
5. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, *Phys. Lett. B* **429**, 263 (1998).
6. B. Abi, T. Albahri, S. Al-Kilani et al., *Phys. Rev. Lett.* **126**, 141801 (2021).
7. C. E. Carlson, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **82**, 59 (2015).
8. D. S. Firak, A. J. Krasznahorkay, M. Csatlós et al., *EPJ Web Conf.* **232**, 04005 (2020).
9. D. V. Kirpichnikov, V. E. Lyubovitskij, and A. S. Zhev-lakov, *Phys. Rev. D* **102**, 095024 (2020).
10. J. Murata and S. Tanaka, *Class. Quantum Grav.* **32**, 033001 (2015).
11. M. S. Safronova, D. Budker, D. DeMille et al., *Rev. Mod. Phys.* **90**, 025008 (2018).
12. S. Sponar, R. Sedmik, M. Pitschmann et al., *Nat. Rev. Phys.* **3**, 309 (2021).
13. B. A. Dobrescu and I. Mocioiu, *J. High Energy Phys.* **11**, 005 (2006).
14. P. Fadeev, Y. V. Stadnik, F. Ficek et al., *Phys. Rev. A* **99**, 022113 (2019).
15. W. M. Snow, C. Haddock and B. Heacock, *Symmetry* **2022**, 14, 10 (2022).
16. Y. J. Chen, W. K. Tham, D. E. Krause et al., *Phys. Rev. Lett.* **116**, 221102 (2016).
17. C. Delaunay, C. Frugiuele, E. Fuchs et al., *Phys. Rev. D* **96**, 115002 (2017).
18. A. Fajar and H. Mugirahardjo, *Atom Indonesia* **36**, 1 (2010).
19. V. K. Pecharsky, *Fundamentals of Powder Diffraction and Structural Characterization of Materials*, Springer Science+Business Media, Inc. (2003).
20. V. F. Sears, *Phys. Rep.* **141**, 281 (1986).
21. T. M. Sabine, *Aust. J. Phys.* **38**, 507 (1985).
22. A. Ioffe, D. L. Jacobson, M. Arif et al., *Phys. Rev. A* **58**, 1476 (1998).
23. G. C. Li, M. R. Yearian, and I. Sick, *Phys. Rev. C* **9**, 1861 (1974).
24. J.-M. Sparenberg and H. Leeb, *J. Electron Spectros. Relat. Phenomena* **129**, 315 (2003).
25. E. Prince, *International Tables for Crystallography*, Vol. C, Kluwer Acad. Publ. Dordrecht (2004).
26. C. Flensburg and R. F. Stewart, *Phys. Rev. B* **60**, 1 (1999).
27. C. Malica and A. Dal Corso, *Acta Cryst. A* **75**, 624 (2019).
28. В. В. Воронин, И. А. Кузнецов, Д. Д. Шапиро, Письма в ЖЭТФ **107**, 3 (2018).
29. V. V. Voronin, D. D. Shapiro, *J. Surf. Investig.* **14**, S198 (2020) <https://link.springer.com/article/10.1134/S1027451020070502>.
30. V. V. Nesvizhevsky, G. Pignol, K. V. Protasov, *Phys. Rev. D* **77**, 034020 (2008).
31. Y. Kamiya, K. Itagaki, M. Tani et al., *Phys. Rev. Lett.* **114**, 161101 (2015).