

Поиск новых короткодействующих сил во взаимодействии элементарных частиц методом нейтронного рассеяния

В. В. Воронин^{1*}, И. А. Кузнецов⁺, Д. Д. Шапиро^{1*}

⁺Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова НИЦ “Курчатовский институт”, 188300 Гатчина, Россия

^{*}Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 20 ноября 2017 г.

Проанализирована возможность использования метода нейтронного рассеяния для поиска новых межнуклонных взаимодействий. Из имеющихся в наличии экспериментальных данных по порошковой дифракции на поликристаллическом кремнии получены ограничения на константу связи. В диапазоне радиусов действия сил $\lambda < 10^{-11}$ м ограничения уже находятся на уровне лучших современных значений. Проведение полноценного эксперимента может позволить улучшить данное ограничение еще примерно на 2 порядка.

DOI: 10.7868/S0370274X18010010

1. В настоящее время известно четыре типа фундаментальных взаимодействий (сильное, слабое, электромагнитное и гравитационное), вполне адекватно описывающих окружающую нас действительность. Однако существует ряд экспериментальных фактов и явлений, не вписывающихся в современную картину Мира. Например, амплитуда рассеяния нейтрона на ядрах (измерения по рассеянию ультрарезких нейтронов на благородных газах) не совпадает с амплитудой рассеяния вперед, измеренной с использованием нейтронной интерферометрии, что возможно объяснить существованием нового взаимодействия [1]. Следует упомянуть также, что радиус протона, измеренный по спектру энергетических уровней электрона в атоме водорода, не совпадает с радиусом, полученным тем же способом, но с заменой электрона на мюон. Одно из возможных объяснений – наличие новой короткодействующей силы, зависящей от массы частицы [2]. В последнее время активно обсуждается аномалия в распаде возбужденного состояния ядра бериллия-8. И одно из возможных объяснений – проявление нового “протофобного” калибровочного бозона, т.е. проявление “пятой силы” [3]. Кроме этого, существование “пятой силы” может пролить свет на такие вопросы, как проблема калибровочной иерархии (гравитация чрезвычайно мала по сравнению с другими фундаментальными взаимодействиями) и проблема космологической постоянной (наблюдаемая гравитационная плотность энергии вакуума ничтожно мала

по сравнению с предсказанной квантовой механикой) [4, 5]. Помимо этого, множество теорий по расширению Стандартной Модели предсказывают существование новых бозонов, а значит и нового взаимодействия (см., например, [6]).

2. Существуют различные методы поиска короткодействующих сил в зависимости от порядка величины радиуса взаимодействия. На больших расстояниях $\lambda > 10$ мкм используются гравитационные эксперименты [7–9]. В диапазоне 10 нм – 10 мкм ограничения получаются из измерений казимировых и ван-дер-ваальсовых сил [10–12]. В области $\lambda < 1$ пкм поиск осуществляется в экспериментах на ускорителях [13, 14]. Эксперименты с нейтронами позволяют изучить промежуточную область 10 нм – 1 пкм. Мы рассмотрим возможность использования нейтронного рассеяния для поиска взаимодействия с радиусом дальнего действия $\lambda < 1$ нм.

Рассмотрим дифракционное рассеяние тепловых нейтронов на поликристаллическом порошке, состоящем из атомов одного элемента, например, кремния. Интенсивность рассеяния I_q в кинематическом приближении пропорциональна квадрату модуля структурного фактора F_q [15]:

$$I_q \sim |F_q|^2, \quad (1)$$

который в свою очередь можно выразить через амплитуду рассеяния нейтрона a :

$$F_q = a \sum_j e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_j} \equiv aK_q, \quad (2)$$

где \mathbf{r}_j – положение j -го атома в ячейке, \mathbf{q} – вектор обратной решетки системы кристаллографических

¹)e-mail: shapiro@mail.ru

плоскостей. Здесь и далее, для простоты рассмотрения, мы записываем выражения без учета фактора Дебая–Уоллера, определяемого тепловыми колебаниями атомов. Его вычисление проводилось расчетным путем с использованием табличных значений, что было достаточно на данном уровне точности. Таким образом:

$$I_q \sim a^2 K_q^2, \quad (3)$$

т.е. интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды рассеяния a , которая, в данном случае, не зависит от угла рассеяния и определяется рассеянием нейтрона на ядре $a = a_{\text{нuc}}$. Отметим, что для тепловых нейтронов ($\lambda \sim 10^{-8}$ см) ядро является точечным объектом, так как его размер $r_n \sim 10^{-13}$ см, и поправками на размер ядра можно пренебречь на данном уровне точности. Кроме этого, мы можем пренебречь рассеянием нейтрона на электронной оболочке в связи с его малостью по сравнению с получаемой оценкой.

В случае произвольного потенциала взаимодействия нейтрона с ядром $V(\mathbf{r})$, амплитуда рассеяния в борновском приближении выглядит как

$$a = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int V(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{Q}\mathbf{r}} d^3R, \quad (4)$$

где m – масса нейтрона, \mathbf{Q} – переданный импульс.

Искомый межнуклонный потенциал нового взаимодействия обычно записывают в юкава-подобном виде, в соответствии с работами [16, 17]:

$$V_{\text{new}}(\mathbf{r}) = M_1 M_2 \frac{g^2}{4\pi} \frac{\hbar c}{r} e^{-\frac{r}{\lambda}}, \quad (5)$$

где M_1, M_2 – массы нейтрона и ядра, на котором происходит рассеяние, g – константа связи нового взаимодействия, λ – радиус нового взаимодействия, обратно пропорциональный массе частицы-переносчика M ($\lambda = \frac{\hbar}{Mc}$).

В этом случае функция $V_{\text{new}}(\mathbf{r})$ обладает сферической симметрией и выражение для соответствующей амплитуды рассеяния можно проинтегрировать по угловым координатам:

$$a_{\text{new}} = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \frac{4\pi}{Q} \int_0^{+\infty} V_{\text{new}}(r) \sin(Qr) dr, \quad (6)$$

$Q = 2k \sin(\theta/2)$ – переданный импульс, зависящий от угла рассеяния θ (k – волновой вектор).

Подставив выражение (5) в (6), после интегрирования получим добавку к амплитуде рассеяния

$$a_{\text{new}} = -A \frac{g^2}{4\pi} \frac{\hbar c}{1 + \lambda^2 Q^2}, \quad (7)$$

где A – масса ядра, выраженная в атомных единицах.

В выражение для a_{new} входит переданный импульс Q , это значит, что интенсивность отражения I_q^{new} с учетом нового взаимодействия зависит от угла рассеяния θ . Запишем добавку к интенсивности рассеяния (1), обусловленную наличием нового взаимодействия:

$$\Delta I_q = I_q^{\text{new}} - I_q \sim 2a_N a_{\text{new}} K_q^2 \quad (8)$$

и, соответственно,

$$\frac{\Delta I_q}{I_q} = \frac{2a_{\text{new}}}{a_N}, \quad (9)$$

где a_N – амплитуда рассеяния нейтрона за счет ядерного взаимодействия.

3. Нами был проанализирован спектр, полученный на дифрактометре SPODI реактора FRM II на порошке поликристаллического кремния. Измерения проводились на нейтронах с длиной волны $\lambda_n = 1.54822 \text{ \AA}$, что позволило получить 9 брэгговских пиков в диапазоне углов 2θ от 20° до 120° .

Экспериментальная зависимость $(I_e - I_t)/I_t \equiv \Delta I/I_t$ от переданного импульса Q показана на рис. 1, где I_e, I_t – экспериментальная и теоретиче-

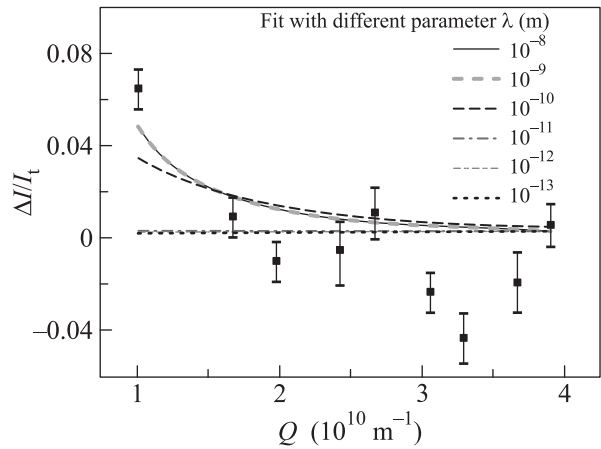


Рис. 1. Экспериментальная зависимость $\Delta I/I_t$ от переданного импульса. Кривые есть результат подгонки экспериментальных данных зависимостями (8), (7) при различных значениях параметра дальнего действия λ

ская интенсивности соответственно. Кривые на рис. 1 есть результат подгонки экспериментальных результатов функцией (8) в подстановке (7) при различных значениях λ . Видно, что разброс экспериментальных значений несколько больше статистической погрешности измерений, что было связано с недостаточ-

хорошей калибровкой прибора. Данное обстоятельство приводит к ухудшению ограничения на константу нового взаимодействия, тем не менее даже при такой калибровке полученные ограничения (рис. 2) в диапазоне $\lambda < 10^{-11}$ м находятся на уровне луч-

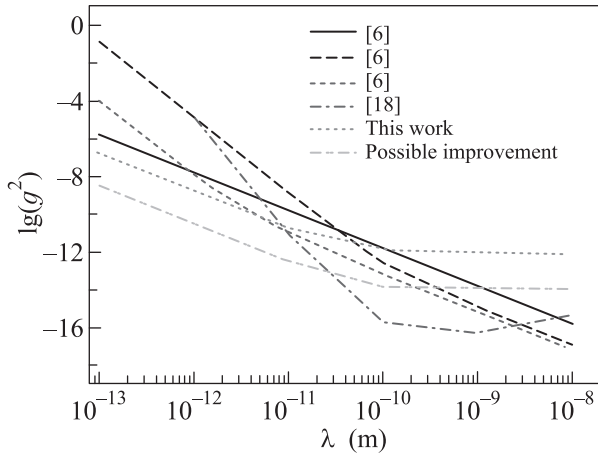


Рис. 2. Ограничения на константу связи нового взаимодействия из различных экспериментов

ших современных значений. Проведение специального эксперимента с возможностью изменения температуры образца, аккуратный контроль за размером кристаллитов в поликристалле и более тщательной калибровкой дифрактометра может позволить поднять точность как минимум на 2 порядка и, соответственно, на столько же улучшить ограничение на константу нового взаимодействия. Кроме этого, данная методика позволяет, при использовании горячих нейтронов с длиной волны 0.3–0.5 Å, еще дальше продвинуться в область малых λ , что представляет серьезную проблему для других экспериментальных методик.

Авторы выражают благодарность Сенишину Анатолию (Heinz Maier-Leibnitz Zentrum) за предоставленные данные, а также В.В. Федорову (НИЦ “Курчатовский институт”-ПИЯФ) за полезные обсуждения.

1. A. P. Serebrov, P. Geltenbort, O. M. Zherebtsov, S. V. Sbitnev, V. E. Varlamov, A. V. Vassiljev, M. S. Lasakov, I. A. Krasnoschekova, and S. N. Ivanov, *Pis'ma v ZhETF* **97**, 777 (2013).
2. A. Antognini, F. Nez, K. Schuhmann et al. (Collaboration), *Science* **339**, 417 (2013).
3. J. L. Feng, B. Fornal, I. Galon, S. Gardner, J. Smolinsky, T. M. P. Tait, and P. Tanedo, arXiv:1608.03591.
4. C. D. Hoyle, D. J. Kapner, B. R. Heckel, E. G. Adelberger, J. H. Gundlach, U. Schmidt, and H. E. Swanson, *Phys. Rev. D* **70**, 042004 (2004).
5. G. L. Greene and V. Gudkov, *Phys. Rev. C* **75**, 015501 (2007).
6. V. V. Nesvizhevsky, G. Pignol, and K. V. Protasov, *Phys. Rev. D* **77**, 034020 (2008).
7. D. J. Kapner, T. S. Cook, E. G. Adelberger, J. H. Gundlach, B. R. Heckel, C. D. Hoyle, and H. E. Swanson, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 021101 (2007).
8. S. Q. Yang, B. F. Zhan, Q. L. Wang, C. G. Shao, L. C. Tu, W. H. Tan, and J. Luo, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 081101 (2012).
9. J. C. Long, H. W. Chan, A. B. Churnside, E. A. Gulbis, M. C. M. Varney, and J. C. Price, *Nature* **421**, 922 (2003).
10. S. K. Lamoreaux, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 5 (1997).
11. R. S. Decca, D. Lopez, H. B. Chan, E. Fischbach, D. E. Krause, and C. R. Jamell, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 240401 (2005).
12. J. N. Israelachvili and D. Tabor, *Proc. of the Royal Society of London, Mathem. and Phys. Sciences* **331**(1584), 19 (1972).
13. S. Ask, 2004, arXiv:hep-ex/0410004.
14. S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. M. Sirunyan et al. (Collaboration), *J. High Energy Phys.* **2012**, 94 (2012).
15. G. L. Squiers, *Introduction To The Theory Of Thermal Neutron Scattering*, Dover Publications, Inc. (1996).
16. J. E. Moody and F. Wilczek, *Phys. Rev. D* **30**, 1 (1984).
17. A. A. Anselm, *JETP Lett.* **36**, 55 (1982).
18. Y. Kamiya, K. Itagaki, M. Tani, G. N. Kim, and S. Komamiya, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 161101 (2015).