

Экспериментальный поиск новых типов межнуклонных взаимодействий, выходящих за рамки Стандартной Модели, с помощью нейтронного рассеяния

Старший лаборант ЛРГС ОНИ ОНФ

Шапиро Дмитрий Дмитриевич

Научный руководитель д.ф.-м.н., профессор

Воронин Владимир Владимирович

План доклада

- Мотивация для поиска новых сил
- Методы поиска новых сил
- Порошковая дифракция нейтронов
 - Рассеяние нейтрона на порошке
 - Эксперимент на дифрактометре D20
 - Обработка данных и ограничения на константу связи
 - Обработка калибровочных данных
- Прохождение нейтрона в кристалле без центра симметрии
 - Теория
 - Эксперимент на реакторе ВВР-М
 - Ограничения на константу связи
- Заключение

Трудности Стандартной Модели

- Темная материя
- Темная энергия
- Сильная CP-проблема
- Барионная асимметрия Вселенной
- Проблема иерархии

Аномальный магнитный момент мюона

- $\boldsymbol{\mu} = g \frac{q}{2mc} \boldsymbol{S}$, $\boldsymbol{\mu}$ – магнитный момент, \boldsymbol{S} – спин, $g = 2(1 + a)$ – g -фактор
 - Теория Дирака $g = 2$
 - Поправки от э/м взаимодействия
 - Поправки от массивных частиц
- Расчет в рамках СМ* (2020): $a_\mu \equiv (g_\mu - 2)/2 = 116\,591\,810(43) \times 10^{-11}$
- Эксперимент BNL E821** (2006): $a_\mu = 116\,592\,089(63) \times 10^{-11}$ (3,7 σ) [2]
- Эксперимент FermiLab Muon g-2*** (2021): $a_\mu = 116\,592\,040(54) \times 10^{-11}$ (3,3 σ) [3]
- Оба эксперимента вместе***:

$$a_\mu = 116\,592\,061(41) \times 10^{-11} \text{ (4,2}\sigma\text{)}$$

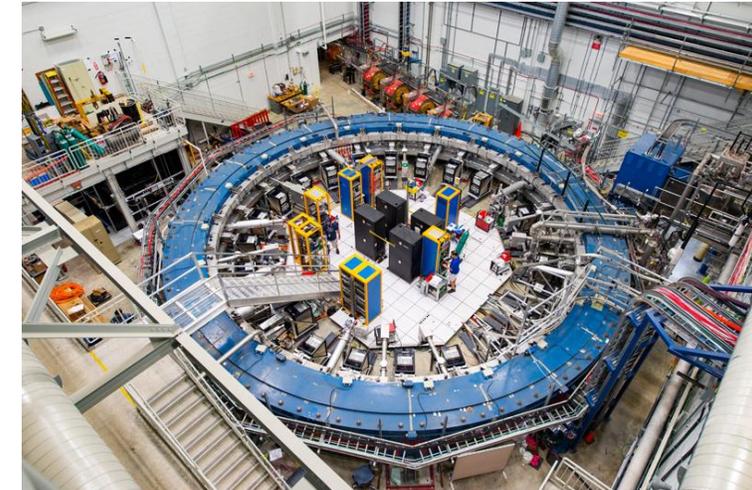
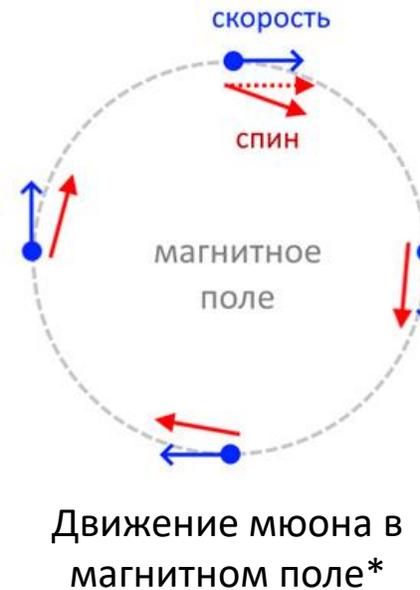
*T. Aoyama et al., Phys. Rep. **887**, 1 (2020)

G.W. Bennett et al., Phys. Rev. D **73, 072003 (2006)

***B. Abi et al. (Muon g-2 Collaboration) Phys. Rev. Lett. **126**, 141801 (2021)

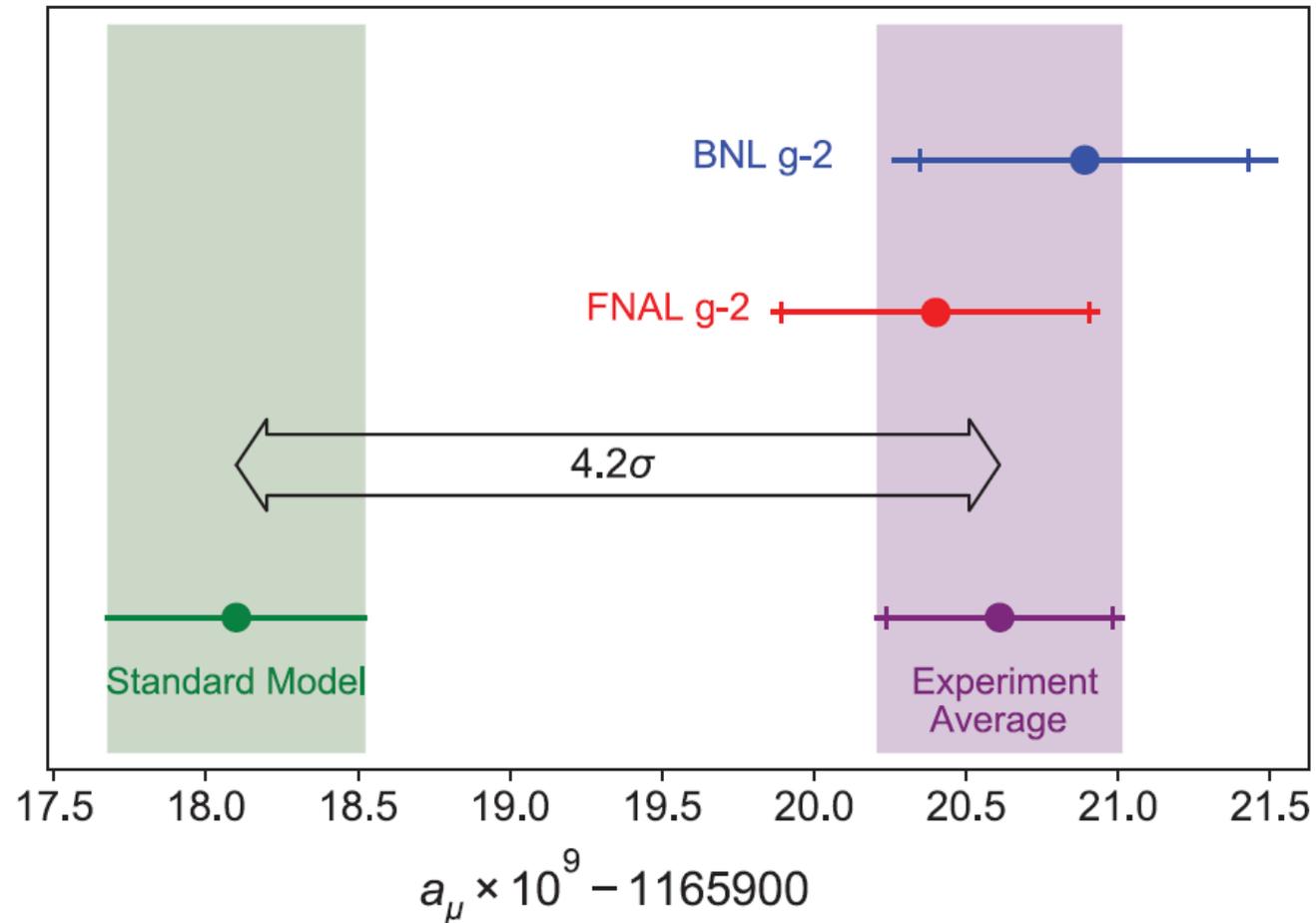
Аномальный магнитный момент мюона

- μ прецессирует в магнитном поле
 - $g_\mu = 2 \rightarrow$ один оборот спина за один оборот μ в кольце
 - $g_\mu > 2 \rightarrow$ вращение спина
- Частота вращения $\sim a_\mu$
- При распаде мюона рождаются $e^-(e^+)$
- Распределение вылетающих $e^-(e^+)$ по энергии и углам зависит от ориентации спина мюонов



Установка Muon g-2**

Аномальный магнитный момент мюона



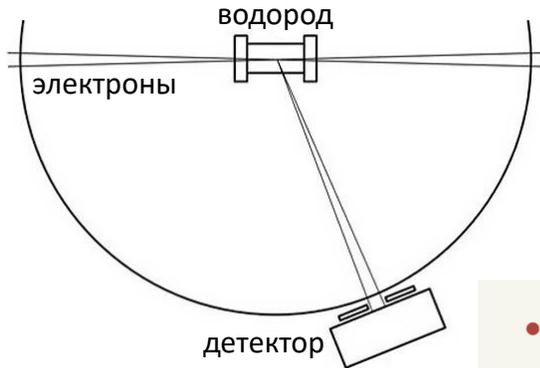
Отклонение экспериментальных значений a_μ от предсказания СМ*

Частицы за рамками СМ → Неучтённые поправки → Расхождение g_μ

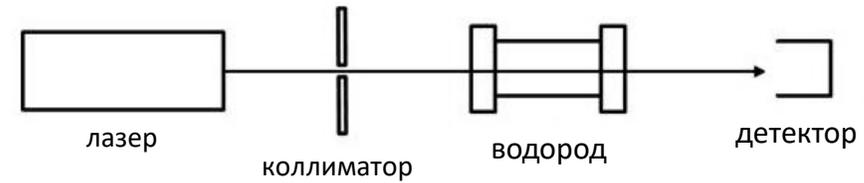
* B. Abi *et al.* (Muon $g-2$ Collaboration) Phys. Rev. Lett. **126**, 141801 (2021)

Зарядовый радиус протона

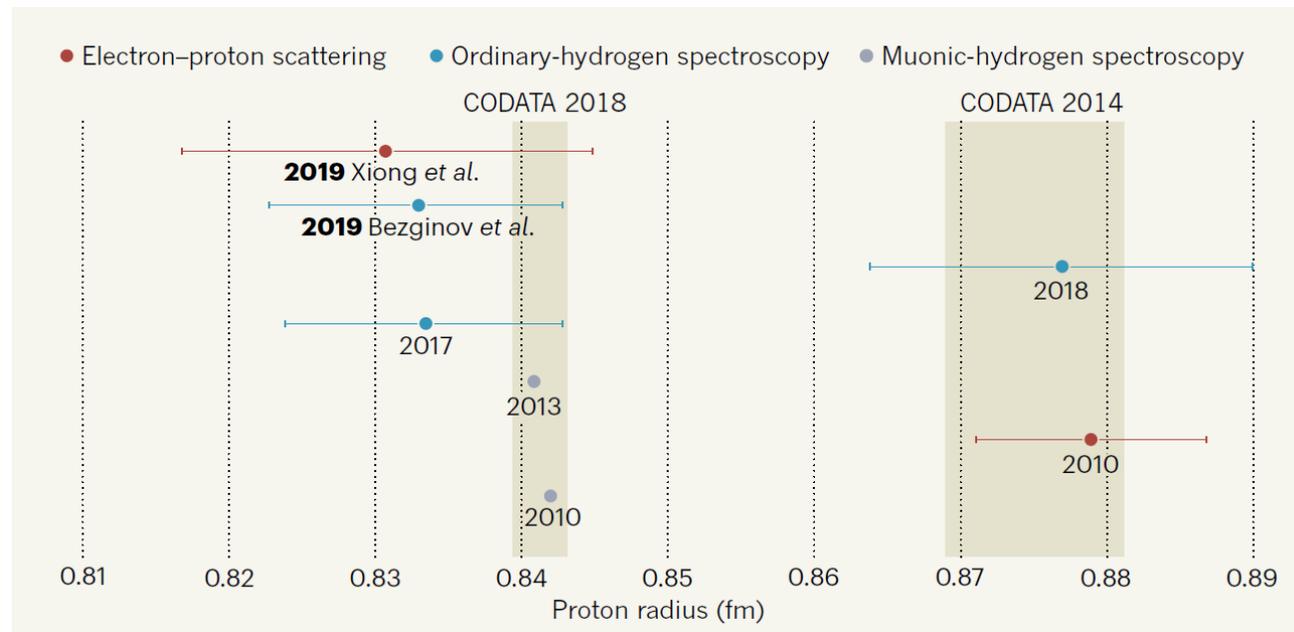
Упругое рассеяние лептонов на протонах



Спектроскопия атома водорода



Спектроскопия мюонного водорода



Значения зарядового радиуса протона r_p , полученные разными методами**

Частицы за рамками СМ → Нарушение лептонной универсальности → Расхождение r_p

*nplus1.ru/material/2017/07/28/protonpuzzle

**J.-P. Karr & D. Marchand, Nature 575, 61 (2019)

Be и He аномалии

- 2016: нарушение распределения углов вылета электрон-позитронной пары в распаде возбужденного ${}^8\text{Be}$ ($mc^2 = 16,70$ (61) МэВ)
- 2019: то же на новой установке ($mc^2 = 17,01$ (26) МэВ)
- 2020: то же в ${}^4\text{He}$ ($mc^2 = 16,98$ (26) МэВ)

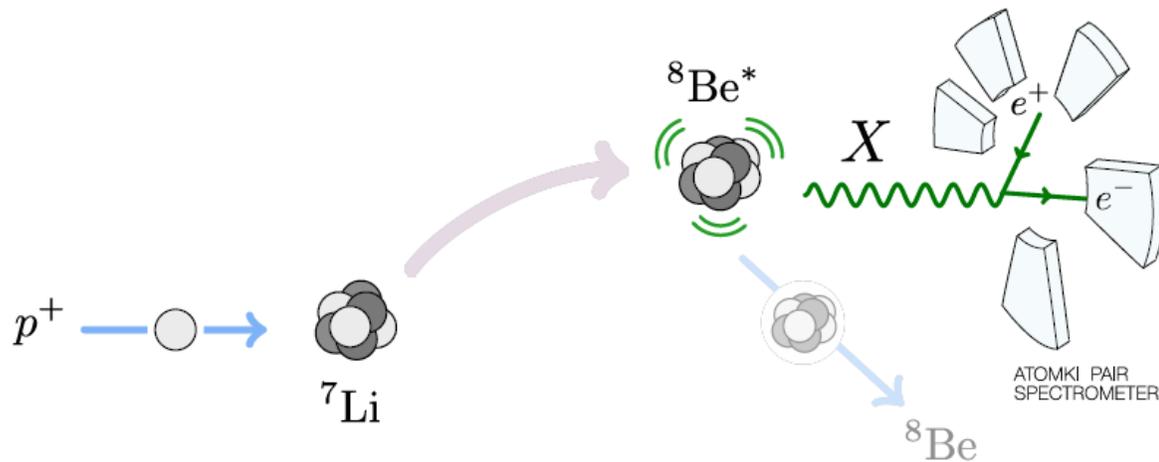
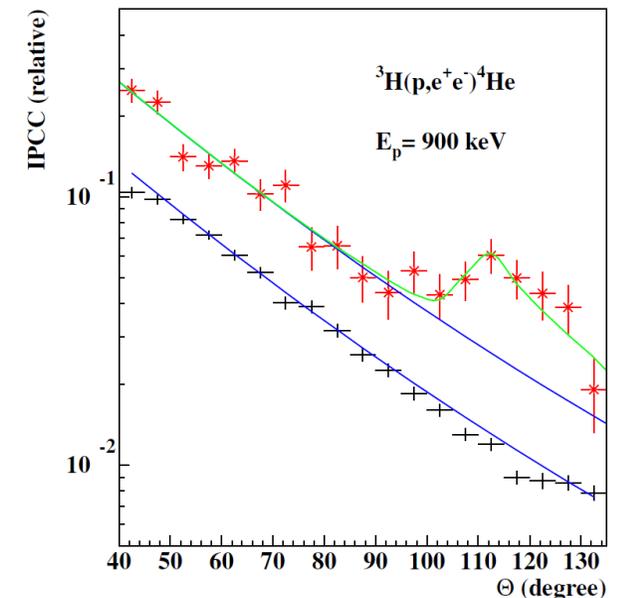
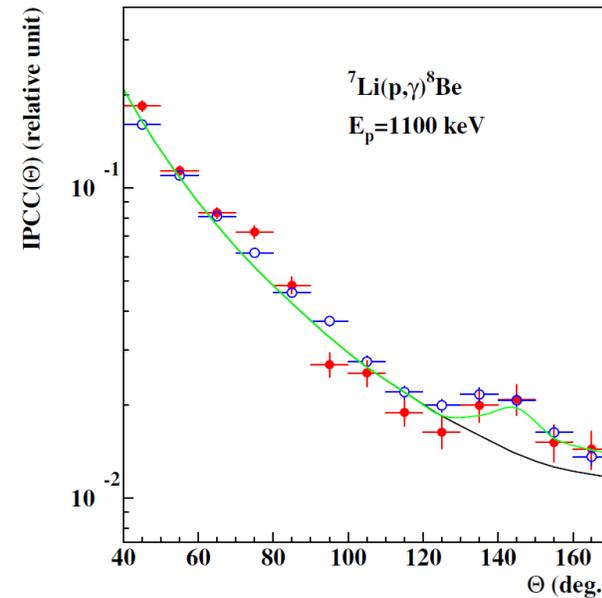


Схема эксперимента*



Число событий рождения e^-/e^+ IPCC в зависимости от угла разлёта Θ **

Частицы за рамками CM (X17) \rightarrow Распад частицы на e^-/e^+ \rightarrow Аномалия в количестве e^-/e^+

*J. L. Feng et al., Phys. Rev. D **95**, 035017 (2017)

D. S. Firak et al., EPJ Web Conf. **232, 04005 (2020)

Классификация взаимодействий

- Взаимодействие – обмен бозоном

- Вершина – константа связи

- Бесспиновый бозон:

- g_S^2

- $g_S g_P$

- g_P^2

Спин-зависимые

← Скаляр-скалярное

← Скаляр-псевдоскалярное

← Псевдоскаляр-псевдоскалярное

- Массивный бозон со спином 1:

- g_V^2

- $g_V g_A$

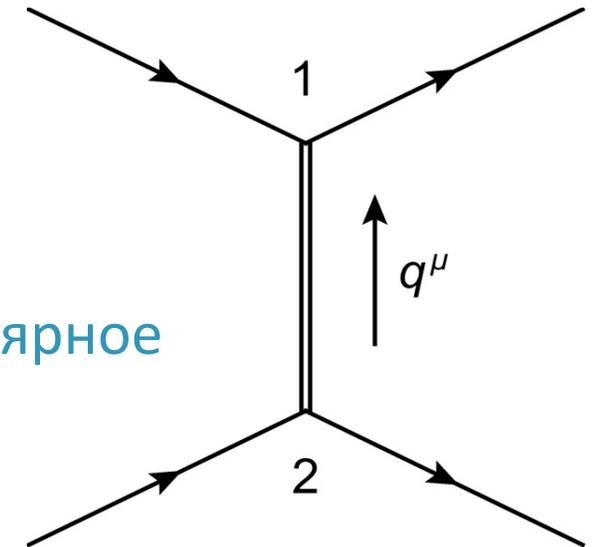
- g_A^2

Спин-зависимые

← Вектор-векторное

← Вектор-аксиальное

← Аксиально-аксиальное

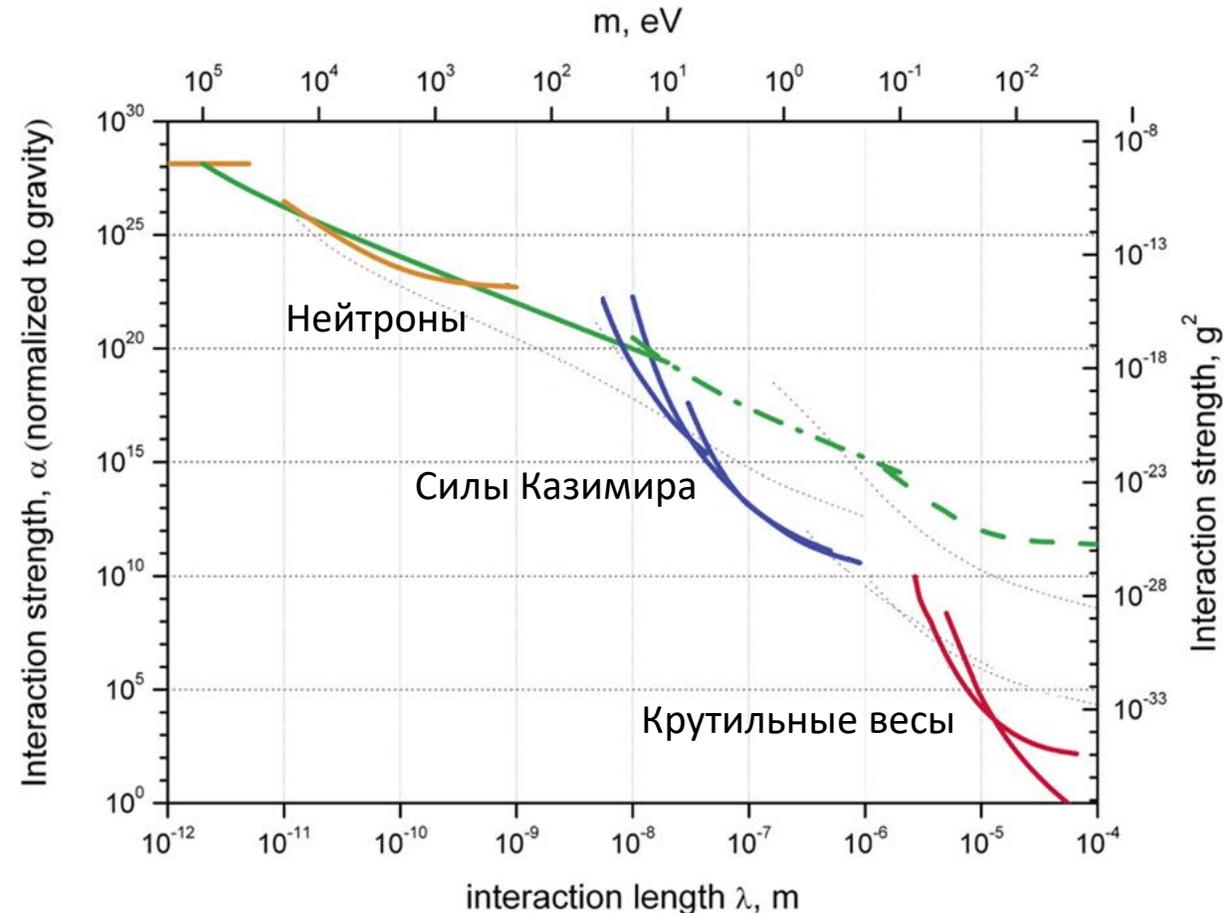


Рассеяние двух фермионов за счёт обмена бозоном с передачей 4-импульса $q^{\mu*}$

Методы поиска

- Методы поиска зависят от
 - Типа взаимодействия
 - Радиуса взаимодействия
- Скаляр-скалярное взаимодействие:
 - $\lambda > 10^{-6}$ м – крутильные весы
 - $\lambda = 10^{-8} \div 10^{-6}$ м – силы Казимира
 - $\lambda = 10^{-13} \div 10^{-8}$ м – нейтроны
 - $\lambda = 10^{-15} \div 10^{-13}$ м – спектроскопия
 - $\lambda < 10^{-15}$ м – ускоритель

«Of course, such tests cannot provide evidence that α exists; they can only set upper limits» [arXiv:1408.3588]



Пример ограничений на константу связи g^2 скаляр-скалярного взаимодействия в зависимости от радиуса взаимодействия λ . Разрешенная область находится под линиями*

*I. Antoniadis et al., C. R. Physique **12**, 755–778 (2011)

Рассеяние нейтрона на порошке

- $I_g \sim |F_g|^2$
- $F_g = \sum_i a_i(\mathbf{g})e^{-i\mathbf{g}r_i}$
- $\sum_i e^{-i\mathbf{g}r_i} = \sum_i e^{-2\pi i(hx_i + ky_i + lz_i)}$

<i>x</i>	<i>y</i>	<i>z</i>
1/8	1/8	1/8
3/8	3/8	3/8
7/8	7/8	3/8
7/8	3/8	7/8
3/8	7/8	7/8
1/8	5/8	5/8
5/8	5/8	1/8
5/8	1/8	5/8

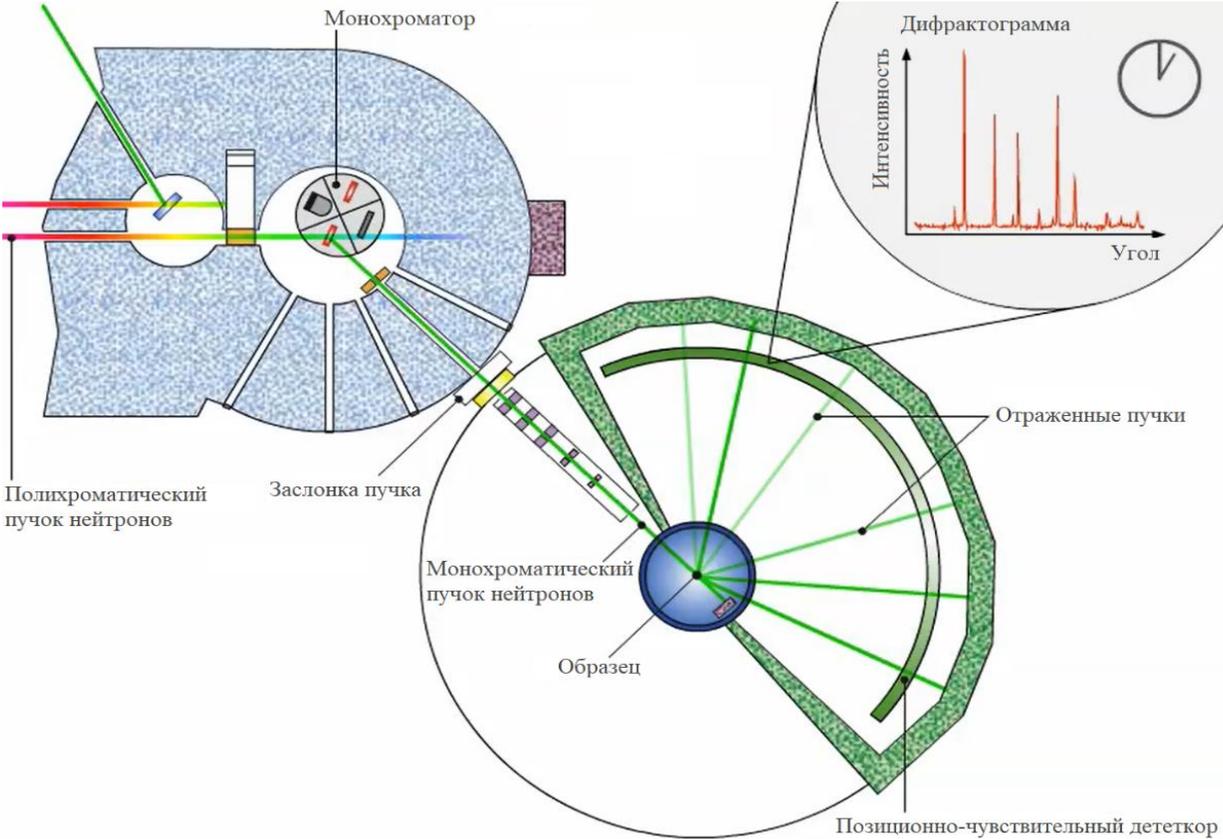


Схема эксперимента по порошковой дифракции на установке D20 (ILL, Гренобль, Франция)*

*ill.eu/users/instruments/instruments-list/d20/description/instrument-layout

Рассеяние нейтрона на порошке

Класс	Амплитуда рассеяния	Причина возникновения	Порядок величины, фм
I	$a_N(\mathbf{g})$	Сильное взаимодействие	1
	$a_{\mu_A}(\mathbf{g})$	Взаимодействие с магнитным моментом атома	1
II	$a_{\mu_N}(\mathbf{g})$	Взаимодействие с магнитным моментом ядра	10^{-3}
	$a_S(\mathbf{g})$	Спин-орбитальное взаимодействие (Швингер)	10^{-3}
	$a_F(\mathbf{g})$	Взаимодействие с зарядовым распределением атома (Фолди)	10^{-3}
	$a_E(\mathbf{g})$	Взаимодействие с электростатическим потенциалом атома	10^{-3}
	$a_P(\mathbf{g})$	Взаимодействие за счет электрической поляризуемости нейтрона	10^{-3}
III	$a_{EDM}(\mathbf{g})$	Взаимодействие с ЭДМ нейтрона	$< 10^{-8}$
	$a_Q(\mathbf{g})$	Взаимодействие с электрическим зарядом нейтрона	$< 10^{-10}$
	$a_W(\mathbf{g})$	Слабое взаимодействие	10^{-34}

} $a_M(\mathbf{g})$

Рассеяние нейтрона на порошке

- $a(\mathbf{g}) = a_N(\mathbf{g}) + a_P(\mathbf{g}) + a_M(\mathbf{g}) + a_E(\mathbf{g})$
 - $a_N(\mathbf{g}) = -b_N$
 - $a_P(\mathbf{g}) = -b_P$
 - $a_M(\mathbf{g}) \sim \boldsymbol{\mu}_n \cdot \mathbf{B}_A + b_F \left(\boldsymbol{\mu}_n \cdot \mathbf{B}_N + Z(1 - f(\mathbf{q})) \right)$
 - $a_E(\mathbf{g}) = b_E Z(1 - f(\mathbf{q}))$
- $a(\mathbf{g}) = -b_N - b_P + \boldsymbol{\mu}_n \cdot \mathbf{B}_A + b_F \boldsymbol{\mu}_n \cdot \mathbf{B}_N + b_{ne} Z(1 - f(\mathbf{q}))$
 - $b_{ne} = b_F + b_E$

Рассеяние нейтрона на порошке

- $V_{SS}(\mathbf{r}) = -g_S^2 \frac{e^{-Mr}}{4\pi r}, \quad M = \hbar/\lambda c$ ← Потенциал Юкавы
- $a_{SS}(\mathbf{g}) = -\frac{m_n}{2\pi\hbar^2} \int V_{SS}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} d^3r$ ← Борновское приближение
 - $a_{SS}(\mathbf{g}) = -A \frac{g_S^2}{4\pi\hbar} \frac{2m_n c \lambda^2}{1+q^2\lambda^2}$ ← Амплитуда за счет новой силы
- $a(\mathbf{g}) = \underbrace{-b_N - b_P + \cancel{\mu} \cancel{b_A} + b_F \cancel{B_N}}_{\text{Не зависит от } \mathbf{q}} + \underbrace{b_{ne}Z(1 - f(\mathbf{q})) - A \frac{g_S^2}{4\pi\hbar} \frac{2m_n c \lambda^2}{1+q^2\lambda^2}}_{\text{Зависит от } \mathbf{q}}$
- В случае кремния
 - $b_N \approx 4,2 \text{ фм}$
 - $b_P \approx -2 \cdot 10^{-3} \text{ фм}$
 - $b_{ne}Z(1 - f(\mathbf{q})) \sim 10^{-3} \text{ фм}$

Рассеяние нейтрона на порошке

- $I_g \sim m_g \cdot L_g \cdot y_g \cdot A_g \cdot e^{-2W_g} \cdot p(2\theta) \cdot |F_q|^2$

- Известно для Si
- m_g - индекс повторяемости
 - L_g - фактор Лоренца
 - y_g - коэффициент экстинкции
 - A_g - поглощение
 - e^{-2W_g} - фактор Дебая-Уоллера
 - $p(2\theta)$ - инструментальный вклад

- $\frac{\Delta I}{\bar{I}} \equiv \frac{I_g^{pure} - \bar{I}}{\bar{I}} \sim \frac{2a_{SS}(g)}{b_N} + C$

- $a_{SS}(g) \sim \frac{b_N}{2} \frac{\Delta I}{\bar{I}} + C \leftrightarrow A \frac{g_S^2}{4\pi\hbar} \frac{2m_n c \lambda^2}{1+q^2\lambda^2} + C$

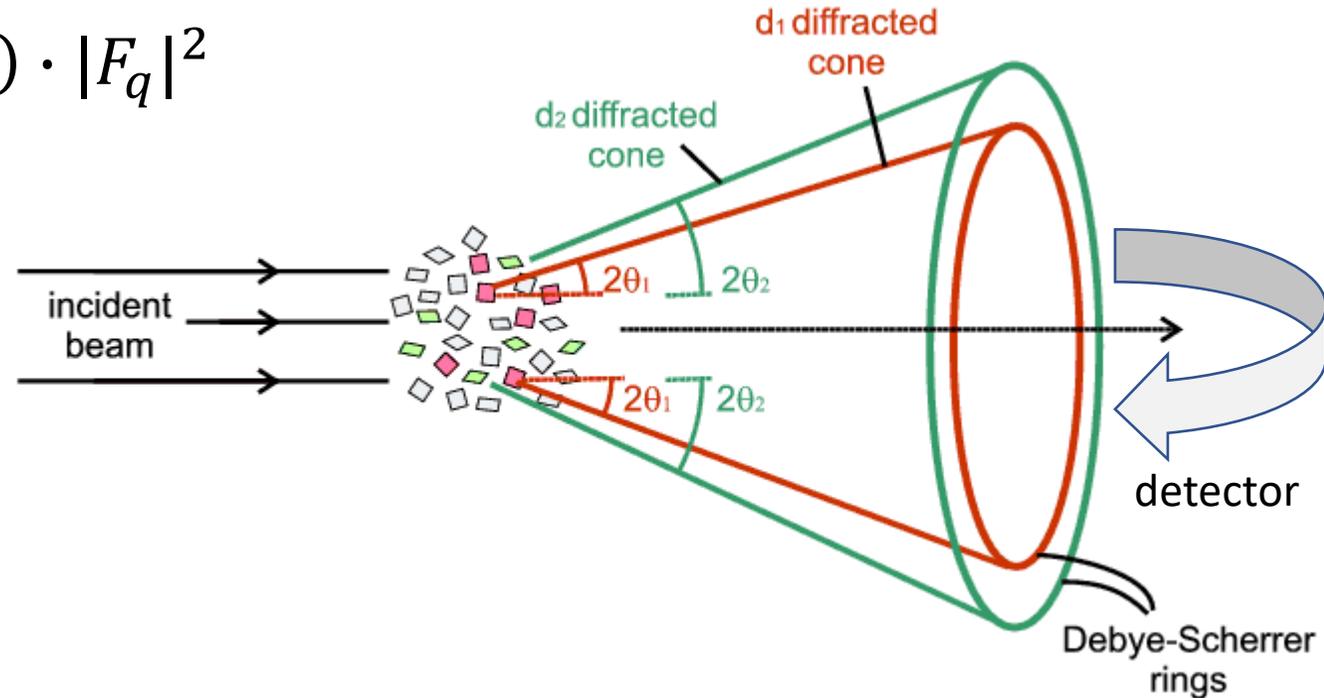
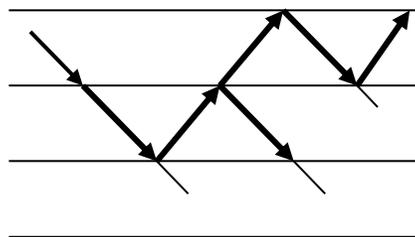


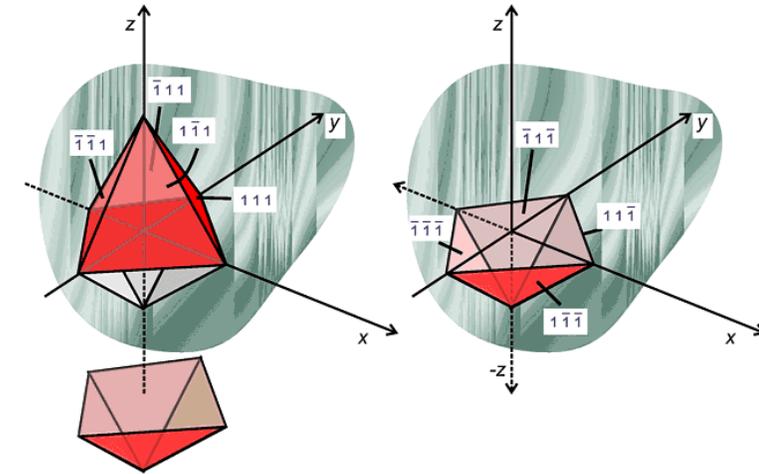
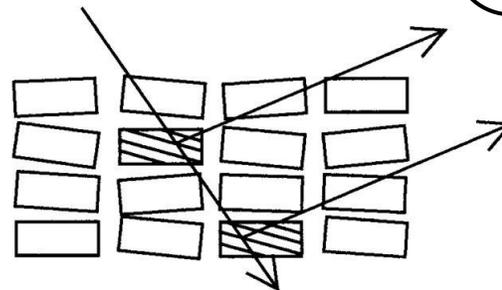
Схема порошковой дифракции*

Рассеяние нейтрона на порошке

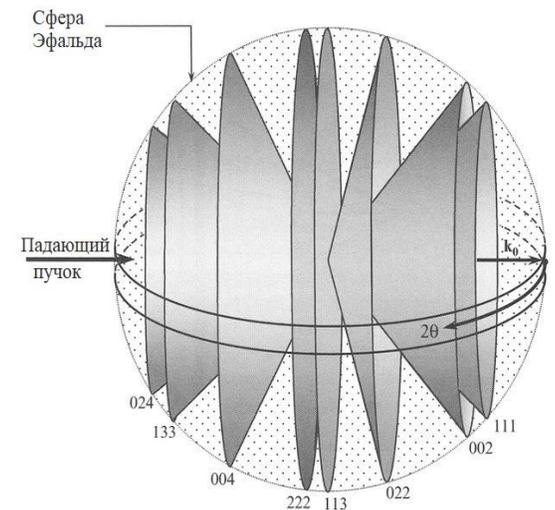
- Индекс повторяемости m_g
 - $(111) = (\bar{1}\bar{1}\bar{1}) = (1\bar{1}\bar{1}) = (11\bar{1}) = (\bar{1}\bar{1}1) = (1\bar{1}1) = (\bar{1}11) = (\bar{1}\bar{1}\bar{1})$
 - $m_{\{111\}} = 8$
- Фактор Лоренца L_g
 - $L_g = \frac{1}{\sin \theta \sin 2\theta} \sim 1 \div 10$
- Экстинкция
 - Первичная – перерассеяние от нижележащих плоскостей в идеальном кристалле
 - Вторичная – перерассеяние от блоков одинаковой ориентации в мозаичном кристалле
 - Коэффициент экстинкции $y_g = (1 + x)^{-\frac{1}{2}} \sim 1 - 10^{-3}$, $x = (3/4 N_c \lambda_n \textcircled{D|F_g|})^2$



← Первичная и вторичная экстинкции***



Семейство плоскостей {111}*



Дифракционные конусы и фактор Лоренца**

*pd.chem.ucl.ac.uk/pdnn/diff2/mult.htm ***J. Peters & W. Jauch, Science Progress 85, 4 (2002)

**V. K. Pecharsky. Fundamentals of powder diffraction and structural characterization of materials. Springer Science+Business Media, Inc. 2003

Рассеяние нейтрона на порошке

- Поглощение A_g

- $A_g = \frac{1}{V} \int_V e^{-\mu_A l} dV \sim 1 - 10^{-3}$

- Фактор Дебая-Уоллера e^{-2W_g}

- $2W_g = \frac{1}{3} \langle u^2 \rangle q^2 = \frac{16\pi^2}{3} \langle u^2 \rangle \frac{\sin^2 \theta}{\lambda_n^2} = 2B \frac{\sin^2 \theta}{\lambda_n^2}$

← В случае кубической решетки

- $B = \frac{2h^2}{m_A k_B T} \int_0^\infty g(\nu) \frac{1}{z} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{(e^z - 1)} \right) d\nu, \quad z = h\nu / k_B T$

- $B = \frac{6h^2}{m_A k_B \theta_D} \left(\frac{\Phi(x)}{x} + \frac{1}{4} \right), \quad \Phi(x) = \frac{1}{x} \int_0^x \frac{y dy}{\exp(y) - 1}$

← Модель Дебая $g(\nu) \sim \nu^2$

- $B_{293K} = 0,4691(16) \text{ \AA}^2$

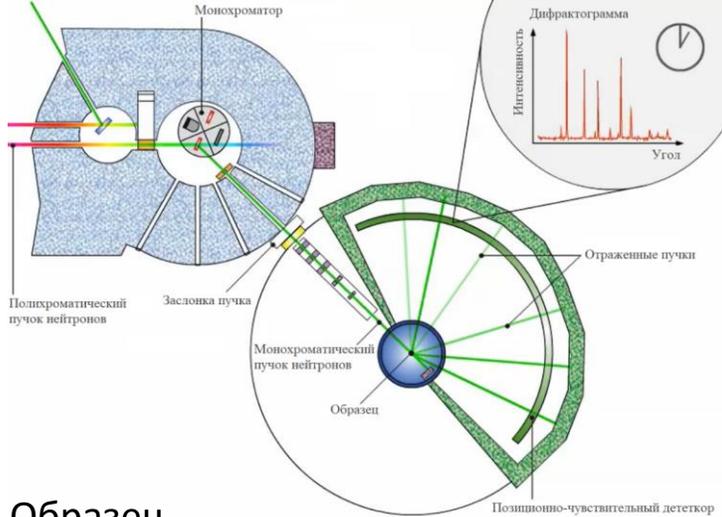
← Из измерений дисперсионных кривых с помощью неупругого рассеяния нейтронов

- Вычисления с помощью теории возмущений функционала плотности

hkl	$2\theta^\circ$	e^{-2W_g} (литературные данные)		e^{-2W_g} (модель Дебая)	
		4 К	300 К	4 К	300 К
111	24	0,99	0,98	0,99	0,98
731	134	0,82	0,63	0,85	0,73

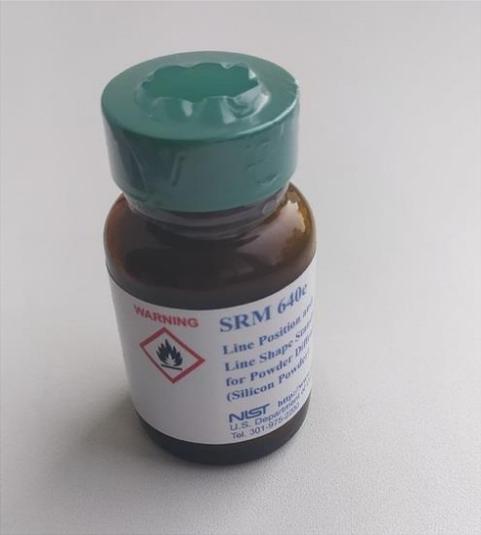
Эксперимент на дифрактометре D20

- Высокоинтенсивный порошковый дифрактометр D20 (ILL, Гренобль, Франция)
- Удаленный эксперимент
- Параметры съемки:
 - Образец – калибровочный стандарт Si NIST 640f
 - $m_{Si} = 1,27 \text{ г}$
 - $\lambda_{n1} = 1,3 \text{ \AA}; \lambda_{n2} = 2,41 \text{ \AA}$
 - $T = \{4, 6, 77, 300\} \text{ К}$
 - $t = 8 * 2 \text{ ч} + 2 * 20 \text{ мин} \approx 17 \text{ ч}$
 - Цилиндр из V, $d = 6 \text{ мм}, h = 65 \text{ мм}$
 - $^3\text{He} + \text{CF}_4$ ПЧД



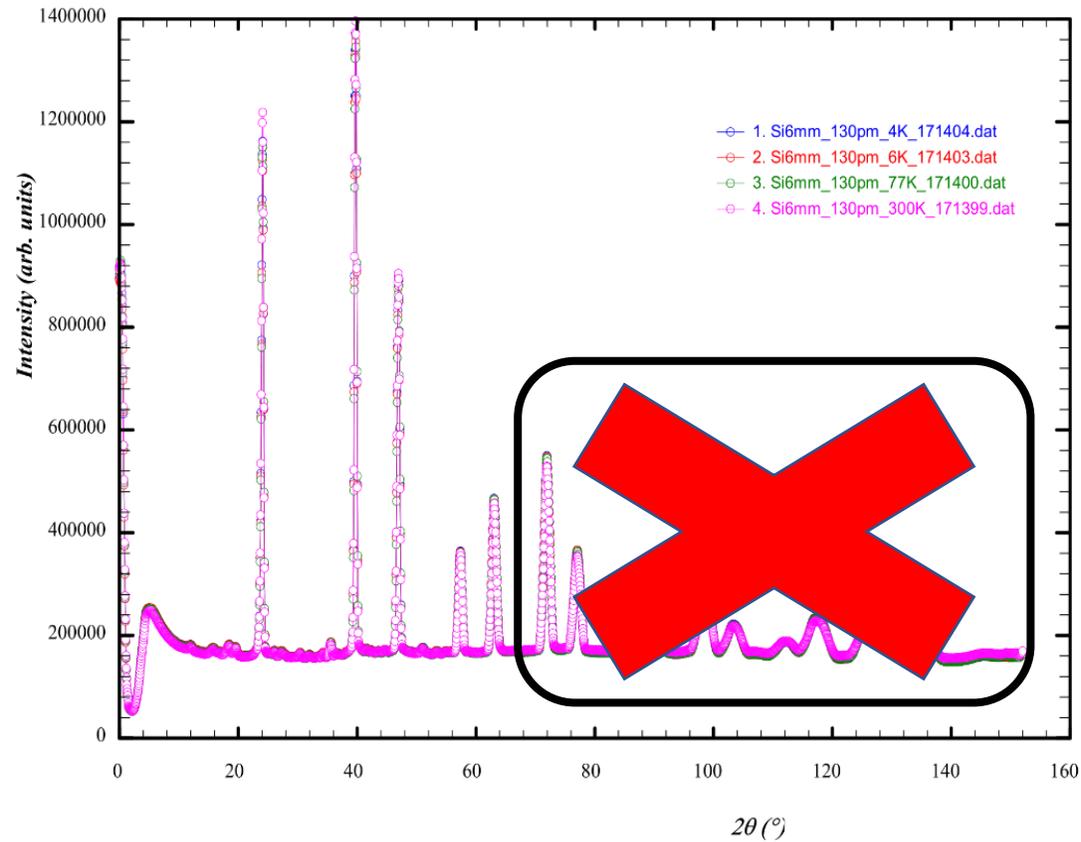
Порошковый дифрактометр D20 (ILL, Гренобль, Франция)*

Образец

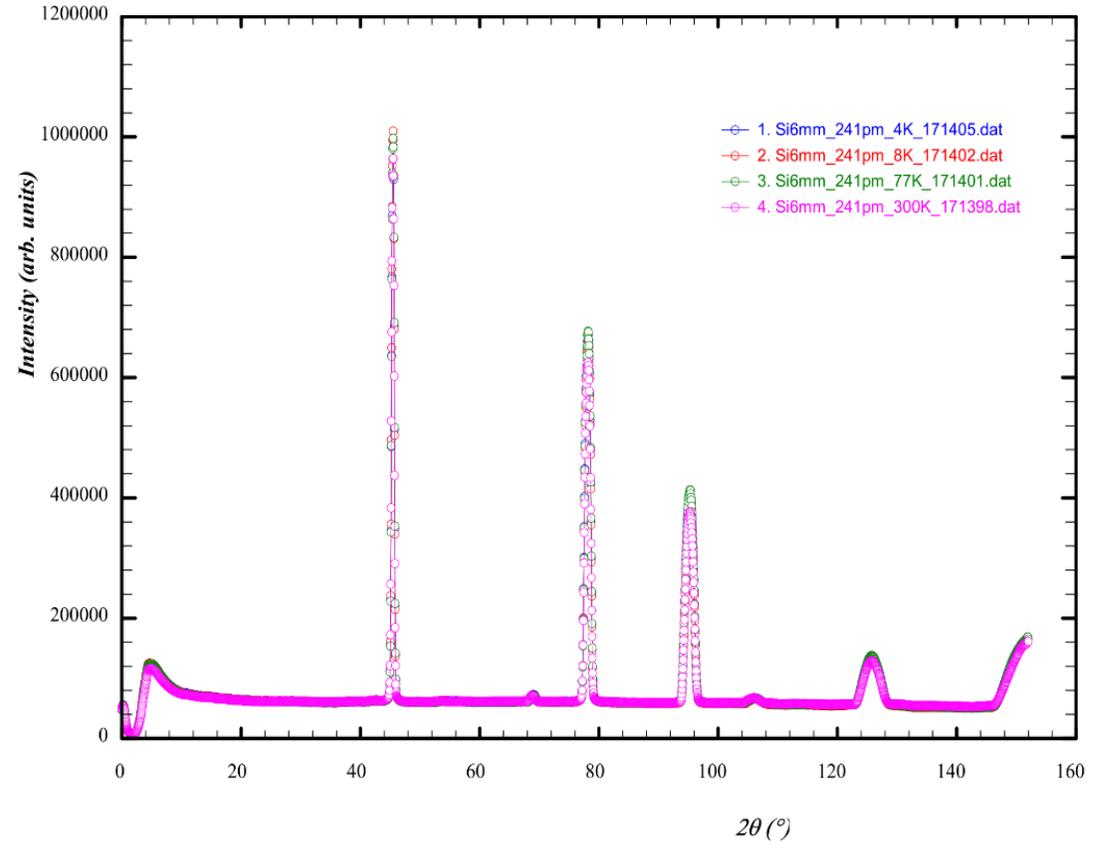


*ill.eu/users/instruments/instruments-list/d20/description/instrument-layout

Обработка данных



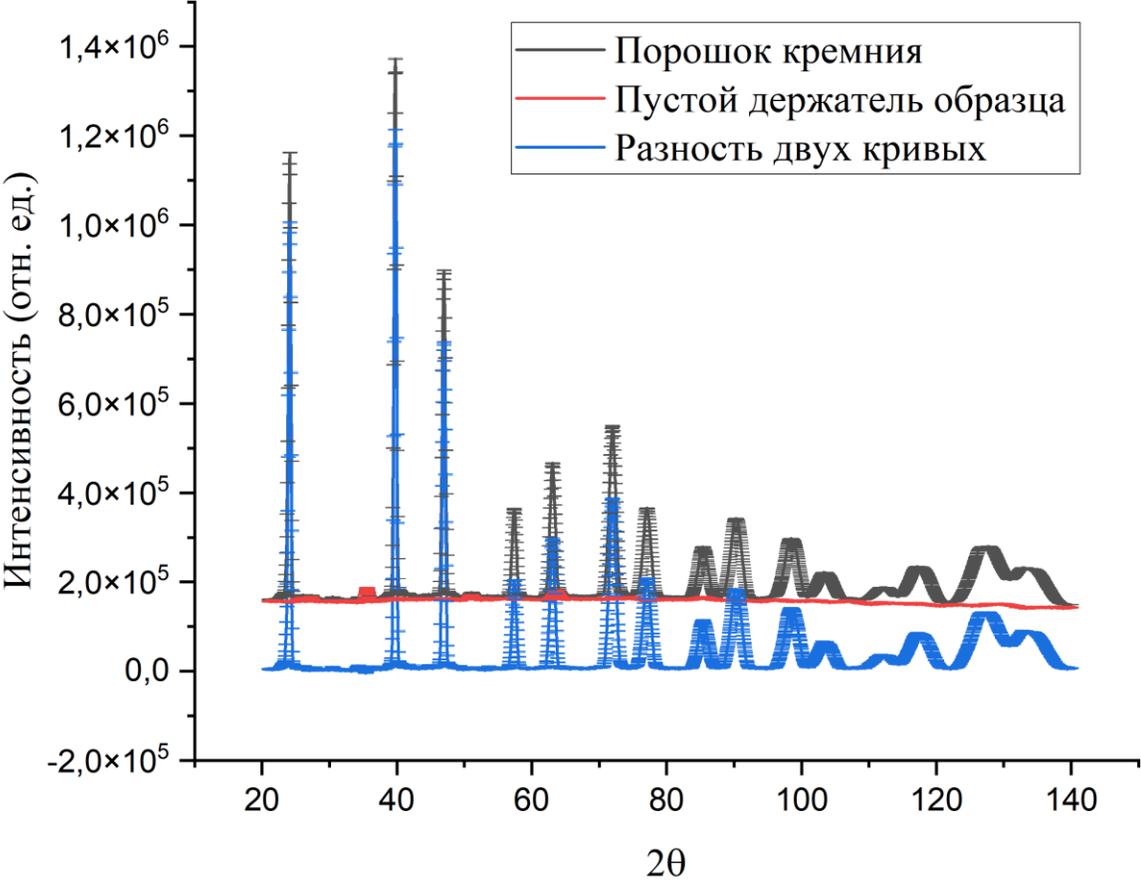
Дифрактограммы при $\lambda_{n1} = 1,3 \text{ \AA}$



Дифрактограммы при $\lambda_{n2} = 2,41 \text{ \AA}$

Обработка данных

Шаг 1 – вычитание кривой от держателя образца

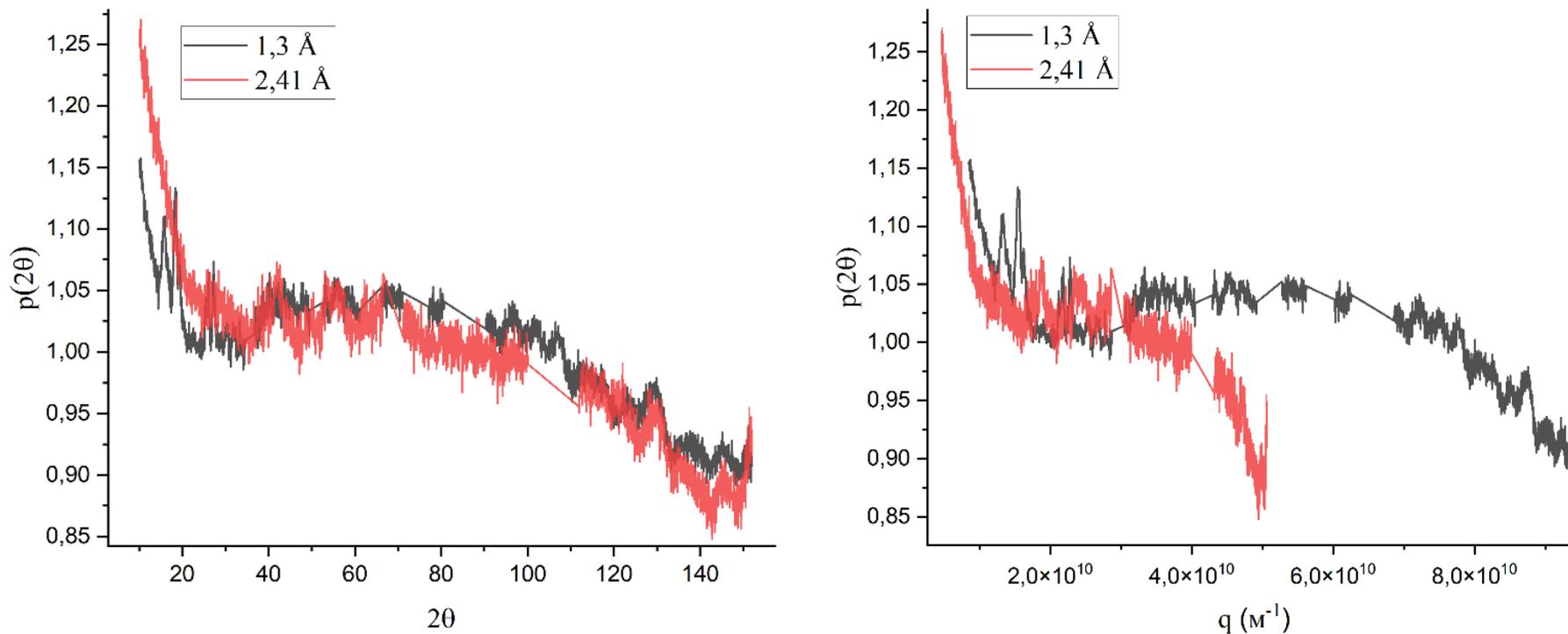


Дифрактограмма при $\lambda_{n1} = 1,3 \text{ \AA}$, $T = 4 \text{ К}$

Обработка данных

Шаг 2 – учет приборного вклада $p(2\theta)$

$$p(2\theta) = I_{real}^V / I_{ideal}^V$$

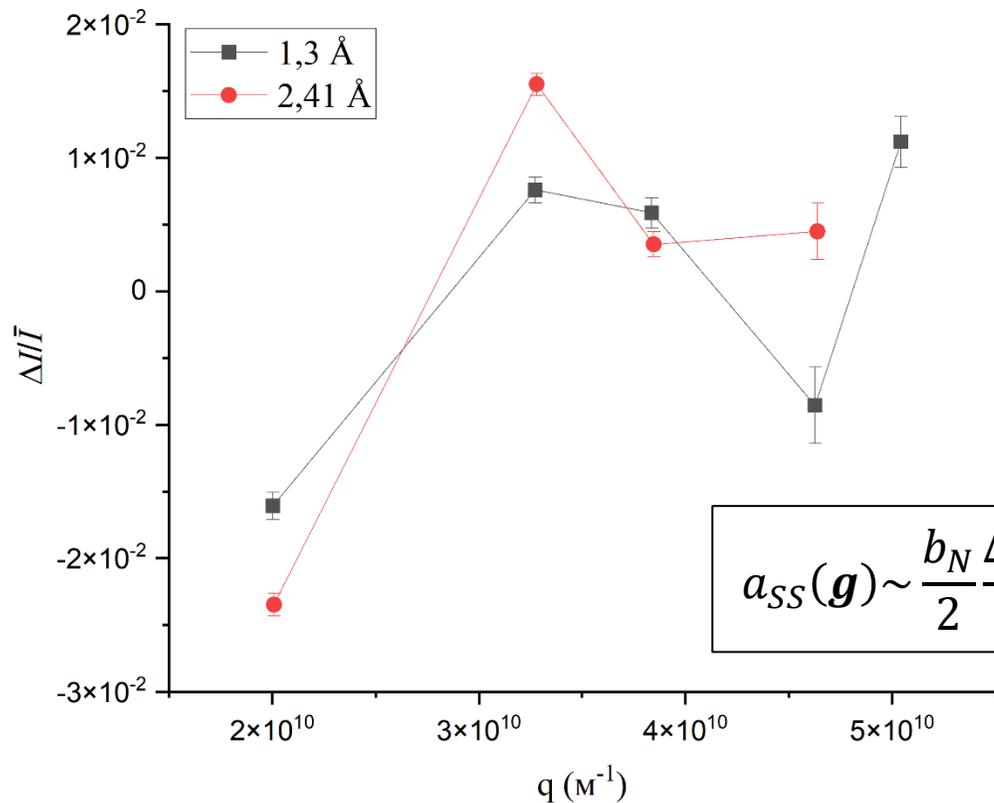


Зависимости функции прибора $p(2\theta)$ от угла рассеяния 2θ (слева) и от переданного импульса q (справа)

Обработка данных

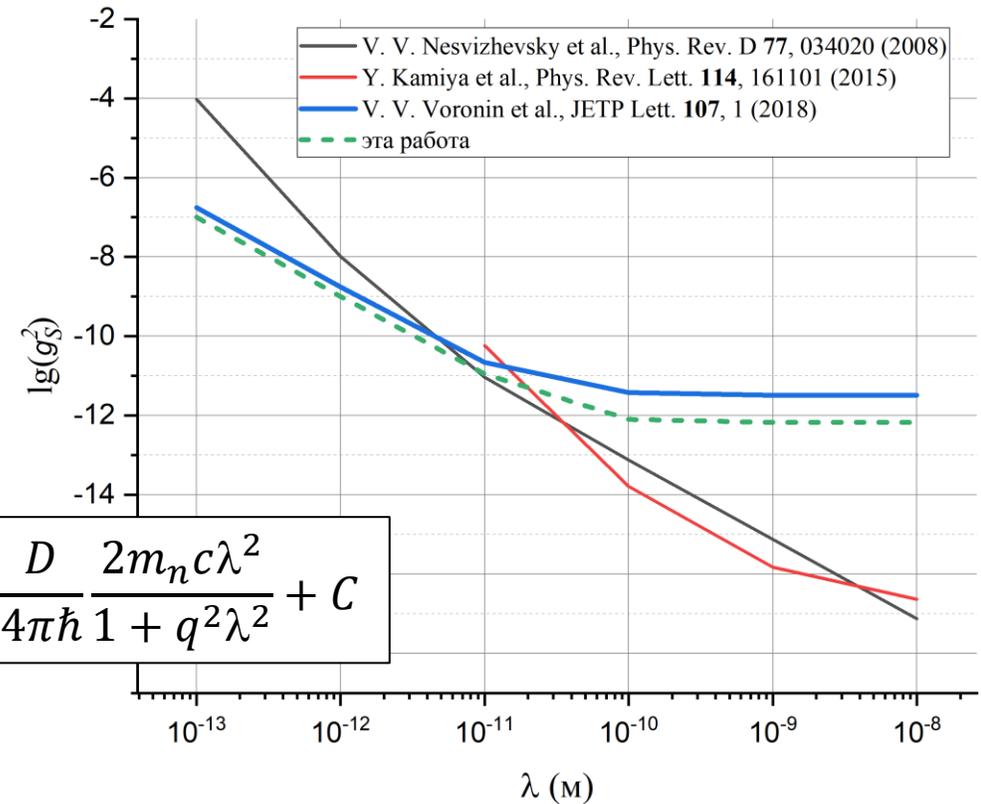
Шаг 3 – вычисление $\Delta I / \bar{I} \equiv \frac{I_g^{pure} - \bar{I}}{\bar{I}}$

I_g = сумма счетов на ширине 5FWHM



$\Delta I / \bar{I}$ в зависимости от переданного импульса q

Шаг 4 – фитирование функцией со свободным параметром g_S^2 при различных λ и получение ограничений $g_S^2 \leq D + 1,6\Delta D$



$$a_{SS}(g) \sim \frac{b_N \Delta I}{2 \bar{I}} + C \leftrightarrow A \frac{D}{4\pi\hbar} \frac{2m_n c \lambda^2}{1 + q^2 \lambda^2} + C$$

Ограничения на константу связи g_S^2 в зависимости от радиуса взаимодействия λ . Разрешенная область находится под линиями

Обработка калибровочных данных

SPODI, FRM II (Мюнхен, Германия)

- Порошковый дифрактометр высокого разрешения
- $\lambda_n = 1,54822 \text{ \AA}$
- $T = 300 \text{ K}$
- $t = 30 \text{ мин}$
- ^3He ПЧД
- Угловой диапазон $2\theta: 160^\circ$

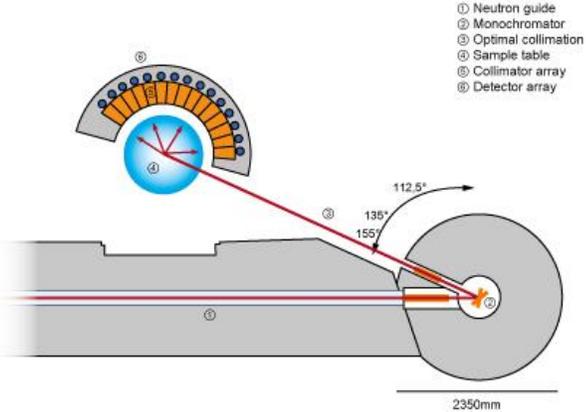


Схема дифрактометра SPODI*

D1B, ILL (Гренобль, Франция)

- Высокоинтенсивный порошковый дифрактометр
- $\lambda_{n1} = 1,28 \text{ \AA}; \lambda_{n2} = 2,52 \text{ \AA}$
- $T_1 = 295 \text{ K}; T_2 = 294 \text{ K}$
- $t_1 = 30 \text{ мин}; t_2 = 20 \text{ мин}$
- ^3He ПЧД
- Угловой диапазон $2\theta: 128^\circ$

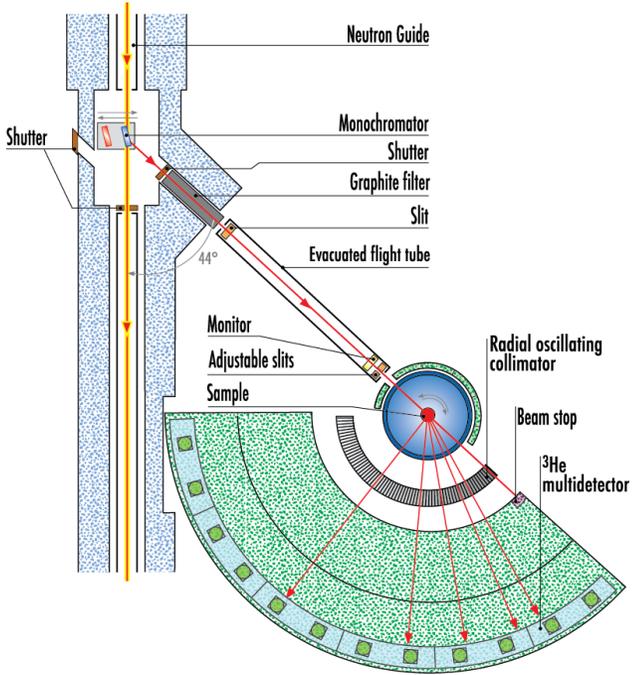


Схема дифрактометра D1B**

*mlz-garching.de/spodi

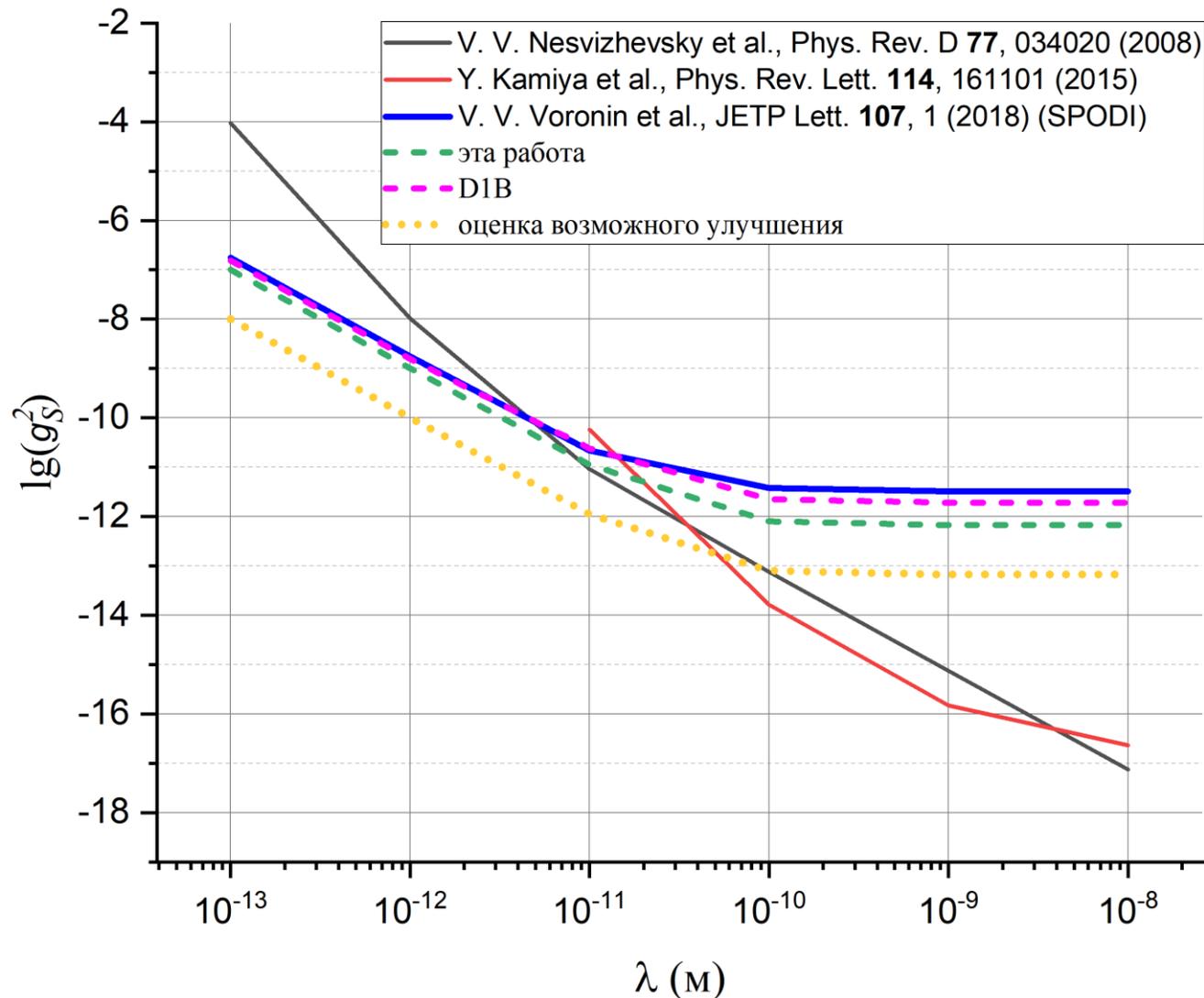
**ill.eu/users/instruments/instruments-list/d1b/description/instrument-layout

Оценка чувствительности

- Полученная точность измерения амплитуды рассеяния $\Delta a(\mathbf{g})/a(\mathbf{g}) \sim 10^{-2}$
- Причина – несовершенство установки
- Превосходит статистическую точность и систематические вклады
- Потенциально достижимая чувствительность $\sim 10^{-3}$

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 $f(q)$
Тепловые колебания (при $T = 293$ К)	$\sim 10^{-2}$	$\sim 10^{-3}$	$\sim e^{-q^2}$
Конечный размер кристаллитов	$\sim 10^{-2}$ (для размеров кристаллитов $l = 4,1 \times 10^{-6}$ м)	$\sim 10^{-3}$ (для неточности знания размеров кристаллитов в 1 мкм)	Зависит от структурного фактора F_g

Оценка чувствительности



Ограничения на константу связи g_S^2 в зависимости от радиуса взаимодействия λ . Разрешенная область находится под линиями

Теория

- Пространственно-периодический потенциал кристалла:

$$V(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{g}} V_{\mathbf{g}} e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} = \sum_{\mathbf{g} \geq 0} (V_{\mathbf{g}} e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} + V_{-\mathbf{g}} e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}}) = V_0 + \sum_{\mathbf{g} > 0} 2v_{\mathbf{g}} \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \varphi_{\mathbf{g}}) \leftarrow \begin{array}{l} \text{Разложение по} \\ \text{векторам обратной} \\ \text{решетки} \end{array}$$

$$V_{\mathbf{g}} = v_{\mathbf{g}} e^{i\varphi_{\mathbf{g}}}$$

\leftarrow Комплексная амплитуда гармоники

- Амплитуды гармоник содержат все виды взаимодействия...

$$V_{\mathbf{g}} = V_{\mathbf{g}}^N(\mathbf{r}) + V_{\mathbf{g}}^E(\mathbf{r}) + V_{\mathbf{g}}^A(\mathbf{r}) + \dots$$

- ...и определяются структурными факторами $F_{\mathbf{g}}$:

$$V_{\mathbf{g}}^j = \int_{V=1} d^3r e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}} V^j(\mathbf{r}) = -\frac{2\pi\hbar^2}{m_n} N_c F_{\mathbf{g}}^j,$$

$$F_{\mathbf{g}}^j = \sum_i a_i^j(\mathbf{g}) e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}_i} e^{-W_i \mathbf{g}},$$

$$a_i^A(\mathbf{g}) = \frac{\tilde{g}_A m_n A_i}{2\pi\hbar^2} \int_{V=1} d^3r e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}} \varphi_A(\mathbf{r}) \leftarrow \text{Борновское приближение}$$

Теория

- Потенциал взаимодействия нуклона-источника, находящегося в начале координат, с пробным нуклоном (нейтроном):

$$\varphi_A(\mathbf{r}) = \tilde{g}_A e^{-Mr} / r, \quad \tilde{g}_A^2 = g_A^2 \hbar c / 8\pi$$

- Амплитуда рассеяния на таком потенциале:

$$a_i^A(\mathbf{g}) = \frac{m_n c A_i}{4\pi \hbar} \frac{g_A^2 \lambda^2}{1 + g^2 \lambda^2}$$

- Соответствующая амплитуда гармоники:

$$V_g^A = -\frac{\hbar c N_c}{2} \frac{g_A^2 \lambda^2}{1 + g^2 \lambda^2} A_g e^{i\varphi_g^A} \equiv v_g^A e^{i\varphi_g^A},$$

$$\sum_i A_i e^{-igr_i} \equiv A_g e^{i\varphi_g^A}$$

- Вблизи брэгговской дифракции:

$$V_g(\mathbf{r}) = 2v_g^N \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \varphi_g^N) + \\ + 2v_g^E \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \varphi_g^E) + 2v_g^A \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \varphi_g^A) + \dots$$

- В центросимметричном кристалле выбором начала координат в этом центре все фазы обращаются в нуль

- В нецентросимметричном кристалле имеется сдвиг фазы между различными типами взаимодействия

- Возникают ненулевые силовые поля, определяемые градиентами соответствующих потенциалов

$$\nabla V_g^A(\mathbf{r}) = -2v_g^A \mathbf{g} \sin(\mathbf{g}\mathbf{r} + \varphi_g^A)$$

- Величины полей определяются их средними по состоянию $\psi(\mathbf{r})$ нейтрона

$$\langle \psi(\mathbf{r}) | \nabla V_g^A(\mathbf{r}) | \psi(\mathbf{r}) \rangle$$

Теория

- Оператор спин-орбитального взаимодействия:

$$H_{SO} = -\frac{\tilde{g}_A \hbar}{2m_n^2 c^2} \gamma_A \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot [\nabla \varphi_A \times \mathbf{p}]$$

- Среднее оператора:

$$\begin{aligned} -\left\langle \psi(\mathbf{r}) \left| \frac{\tilde{g}_A \hbar}{2m_n^2 c^2} \gamma_A \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot [\nabla \varphi_A \times \mathbf{p}] \right| \psi(\mathbf{r}) \right\rangle &= \Delta_B \frac{v_g^A}{\tilde{g}_A} \sin \varphi_g^A \frac{\hbar \tilde{g}_A}{2m_n c} \gamma_A \boldsymbol{\sigma}_1 \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{g} \right] \equiv \\ &\equiv \Delta_B \frac{\hbar \tilde{g}_A}{2m_n c} \gamma_A \boldsymbol{\sigma}_1 \mathbf{H}_g^A \equiv \Delta_B \frac{\hbar \tilde{g}_A}{2m_n c} \gamma_A \boldsymbol{\sigma}_1 \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{E}_g^A \right] \end{aligned}$$

- Аналог электрического поля:

$$\mathbf{E}_g^A = 4\pi N_c \frac{\tilde{g}_A \lambda^2}{1 + g^2 \lambda^2} A_g \mathbf{g} \sin \varphi_g^A$$

- Аналог швингеровского магнитного поля

$$\mathbf{H}_g^A = \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{E}_g^A \right]$$

- В присутствии \mathbf{H}_g^A произойдет дополнительный поворот спина вокруг направления $[\mathbf{v} \times \mathbf{g}]$ на угол

$$\begin{aligned} \delta_A &= \omega_A \frac{L}{v} = \Delta_B \frac{\tilde{g}_A \gamma_A \hbar \mathbf{H}_g^A L}{m_n c v} = \\ &\Delta_B \frac{\hbar \gamma_A g N_c L}{2m_n c} \frac{g_A^2 \lambda^2}{1 + g^2 \lambda^2} \sin \varphi_g^A \sin \alpha_B \end{aligned}$$

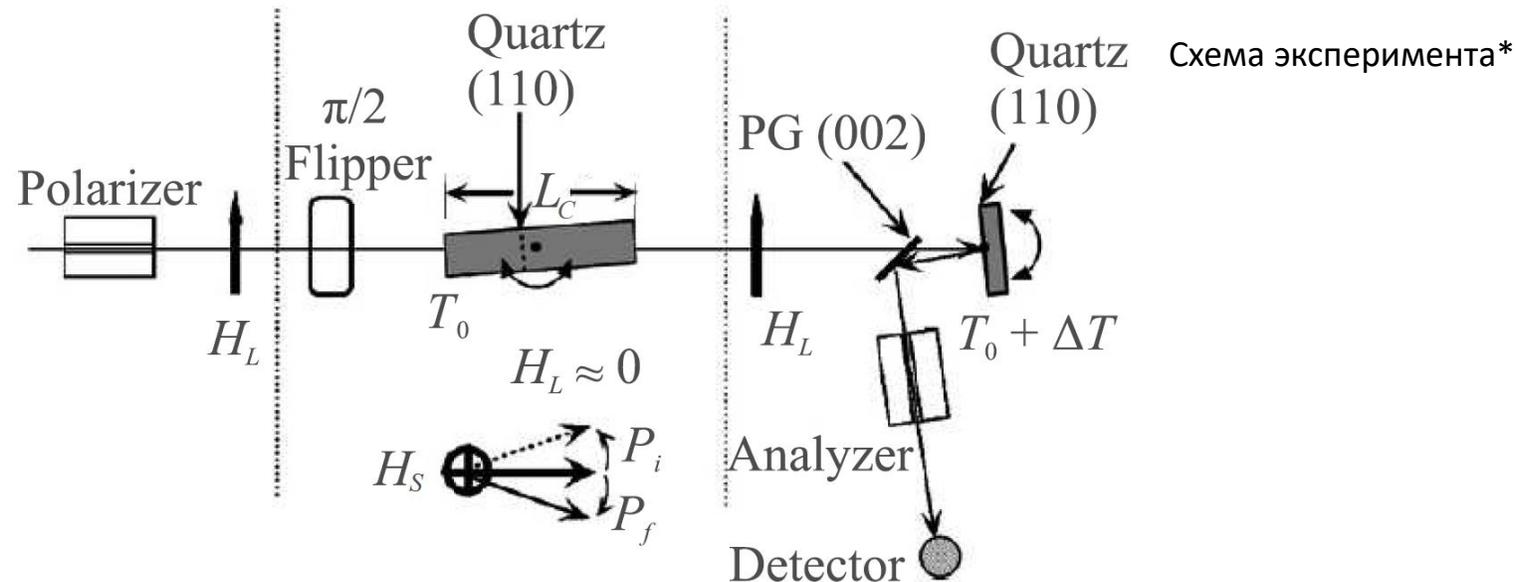
ω_A – частота вращения спина в эффективном поле \mathbf{H}_g^A

Δ_B – безразмерный параметр отклонения от условия Брэгга

α_B – угол между направлениями векторов \mathbf{v} и \mathbf{g}

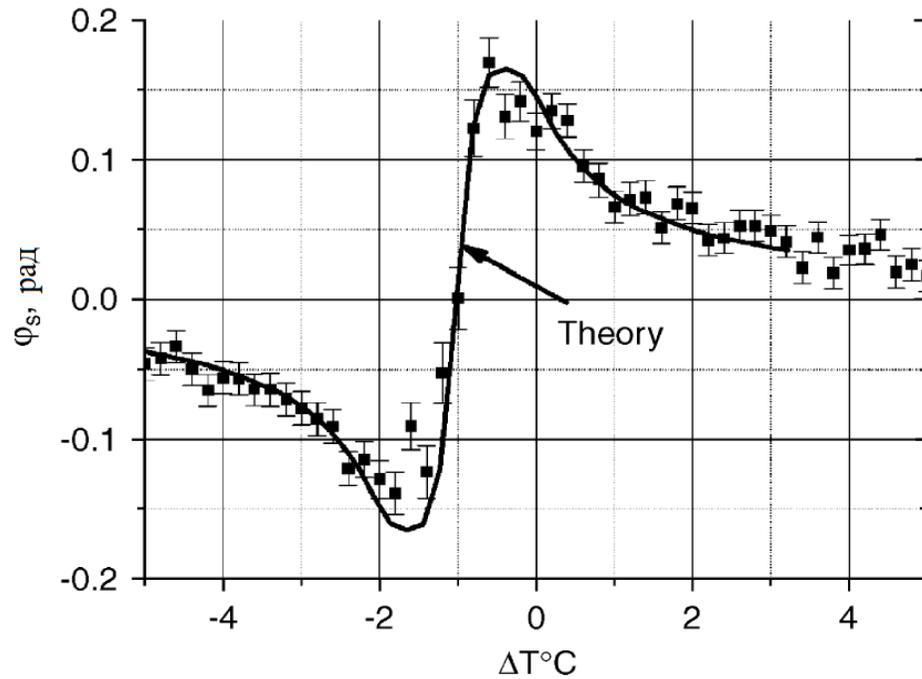
Эксперимент на реакторе ВВР-М

- Анализ данных эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона кристалл-дифракционным методом
- Плоскость (110) кристалла кварца $140 \times 140 \times 35 \text{ мм}^3$
- Угол дифракции 86°
- Однородность межплоскостного расстояния по всему объему кристалла $\Delta d/d < 5 \cdot 10^{-6}$
- Регулировка вторым кристаллом параметра отклонения нейтронов от условия Брэгга, определяющего величину действующего электрического поля

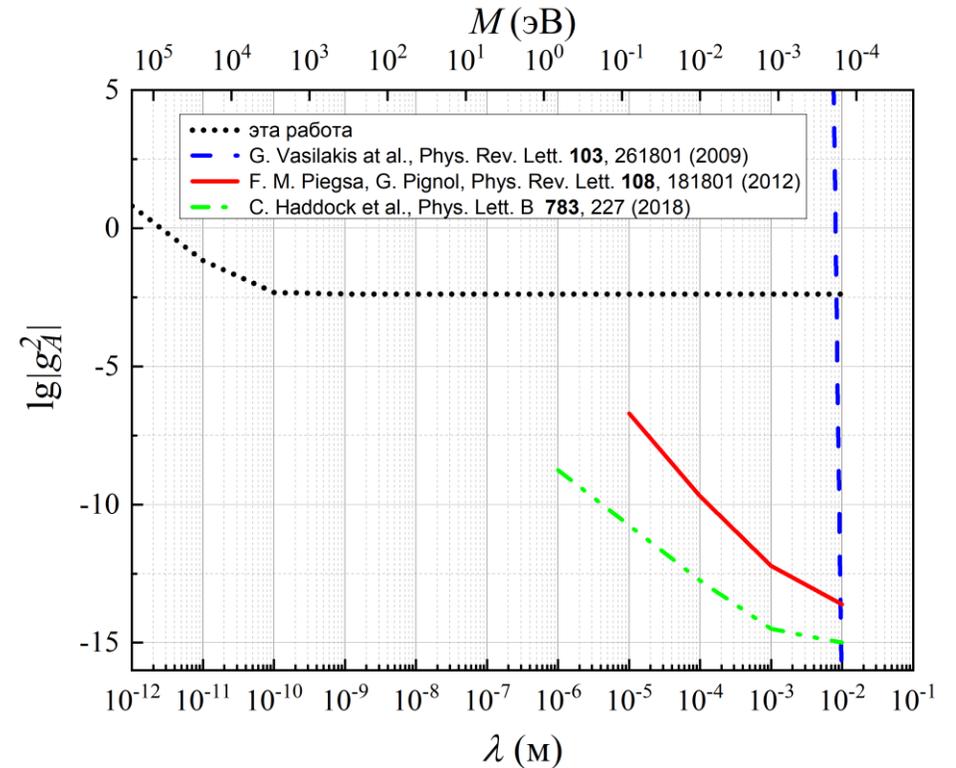


Ограничения на константу связи

- Угол вращения совпадает с теоретическим значением на уровне $\sim 10^{-2}$
- Полученные ограничения $g_A^2 \leq 4,5 \cdot 10^{-24} (g^2 + 1/\lambda^2)$



Зависимость угла поворота спина нейтрона φ_S за счет швингеровского взаимодействия от разницы температур кристаллов кварца ΔT^*



Ограничения на произведение констант связи g_A^2 в зависимости от радиуса взаимодействия λ . Разрешенная область находится ниже линий

Заключение

- Предложен новый метод поиска межнуклонного скаляр-скалярного взаимодействия
- Проведен анализ потенциально достижимой точности метода
- Из экспериментальных данных порошковой дифракции нейтронов получены ограничения, которые улучшают уже существующие в диапазоне радиусов взаимодействия $\lambda = 10^{-13} \div 10^{-11}$ м
- Предложен новый метод поиска межнуклонного аксиально-аксиального взаимодействия
- Из существующих экспериментальных данных по нейтронной дифракции в нецентросимметричном кристалле получены ограничения, которые улучшают уже существующие в диапазоне радиусов взаимодействия $\lambda = 10^{-12} \div 10^{-6}$ м

Спасибо за внимание!