

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Институт информационных систем и геотехнологий
Кафедра ФИЗИКИ

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Исследование основных характеристик нейтронного рефлектометра
ТНР на реакторе ПИК

Направление подготовки 030302 «Физика»
(уровень бакалавриата)
Профиль «физика»

Студент А. П. Карабец

Научный руководитель доцент кафедры физики Михтеева Е.Ю.

Консультант ВКР,

Старший научный сотрудник Национального Исследовательского Центра
«Курчатовский институт»-Петербургского Института Ядерной Физики,

канд. физ.-мат. наук, доцент В.Г. Сыромятников

Санкт-Петербург, 2022

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Особенности отражения тепловых и холодных нейтронов от наноструктур	5
1.1 Зеркальное отражение нейтронов	5
1.2 Монохроматизация и поляризация.....	12
1.3 Нейтронные суперзеркала	19
Глава 2. Нейтронный рефлектометр ТНР	22
Глава 3. Формирователь пучка	28
3.1 Схема формирователя пучка	28
3.2 Каналы 2 и 3	30
3.3 Каналы 1 и 4	33
3.4 Время-пролётный метод измерения нейтронных спектров.....	36
Глава 4. Эксперимент.....	38
4.1 Юстировка формирователя пучка	38
4.2 Образец	43
4.3 Юстировка образца	44
4.4 Измерения	47
Заключение	57
Список используемой литературы	58

Введение

Интерес к изучению поверхностей и слоистых многослойных структур заметно вырос за последние годы, в связи с этим проводится всё больше научных экспериментов, в основе которых лежит такой неразрушающий метод исследования как нейтронная рефлектометрия. Во многом растущий интерес мотивирован нанотехнологиями, так как чем меньше размеры объекта, тем

большую важность представляют приповерхностные области, в более общем смысле – межфазовые границы. Однако уникальная роль нейтронной рефлектометрии не ограничена исследованиями межфазовых границ. Она также используется в исследованиях слоистых, многослойных наноструктур, которые всё больше применяются в электронной и оптической промышленности, а также для решения различных исключительно научных задач, в особенности, для создания уникального оборудования для научных исследований.

Рефлектометрия поляризованных нейтронов незаменима в исследованиях магнетизма приповерхностных областей, магнетизма многослойных наноструктур. Её важность в этих исследованиях обусловлена высокой чувствительностью, как к величине, так и к направлению намагниченности слоёв. Зеркальное и незеркальное рассеяние неполяризованных нейтронов на магнитных слоистых наноструктурах определяется глубинными профилями и латеральными зависимостями ядерного и магнитного потенциала. Это позволяет проводить исследования не только морфологических и магнитных особенностей данных структур (в том числе межслойных и приповерхностных областей), но корреляции между этими особенностями.

Нейтронная рефлектометрия, несмотря на гораздо более низкие плотности используемых потоков нейтронов по сравнению с интенсивностями рентгеновского и синхротронного излучений, обладают некоторыми преимуществами в исследованиях структурных и магнитных свойств многослойных магнитных наноструктур и по сравнению с этими видами излучений. Одно из этих преимуществ состоит в том, что длины ядерного когерентного рассеяния не зависят от зарядового числа элемента, и они также отличны для изотопов одного и того же элемента. В связи с этим оптический контраст (то есть разность нейтронно-оптических потенциалов) между слоями из этих элементов, который и определяет значение коэффициента отражения, будет довольно заметным. Это позволяет проводить исследования с использованием большего количества различных материалов, используемых при

создании многослойных магнитных наноструктур, по сравнению с рентгеновской рефлектометрией, где величина контраста определяется разностью порядковых номеров элементов, используемых в эксперименте. Другое преимущество нейтронной рефлектометрии – наличие у нейтрона спина. Это приводит к тому, что показатель преломления плёнки зависит от её магнитной индукции и от ориентации спина нейтрона, падающего на поверхность плёнки, относительно вектора её магнитной индукции.

Для рефлектометрических измерений используются как монохроматические нейтронные пучки, так и пучки с широким спектральным распределением или «белые» пучки. В первом случае для сканирования обратного пространства измерения проводятся на разных углах скольжения. При работе с «белым» пучком используется время-пролётная методика, при которой для одного из углов скольжения измеряются сечения рассеяния в зависимости длины волны нейтронов. Для того, чтобы отсканировать достаточно большую область обратного пространства, время-пролётные измерения могут проводиться на нескольких углах скольжения. Таким образом, режимы работы с монохроматическим и «белым» нейтронными пучками позволяют решать одни и те же задачи. Неподвижность образца при время-пролётном режиме измерений иногда является преимуществом.

Глава 1. Особенности отражения тепловых и холодных нейтронов от наноструктур

1.1 Зеркальное отражение нейтронов

Зеркальное рассеяние, то есть отражение, нейтронов от поверхностей и слоистых структур значительно лишь при малых углах скольжения и,

соответственно, малых значениях переданного импульса. Отражение определяется потенциалом структуры

$$V(r) = \frac{\hbar^2}{m_n} 2\pi N_0(r) \langle b_c(r) \rangle \quad (1)$$

где $\hbar = h/(2\pi)$ (h – постоянная Планка);

m_n – масса нейтрона;

$N_0(r)$ – концентрация ядер в окрестности точки r ;

$\langle b_c(r) \rangle$ – локально усреднённая (по множеству ядер вблизи r) длина когерентного ядерного рассеяния;

Имея информацию о химическом составе и плотности материала, можно рассчитать потенциал V из табличных значений длин когерентного рассеяния нейтронов на ядрах. На практике часто используют плотность длины когерентного ядерного рассеяния

$$\rho_n(r) = N_0(r) \langle b_c \rangle \quad (2)$$

Потенциал структуры с идеальными границами зависит только от координаты вдоль оси, нормальной к поверхности. При взаимодействии нейтрона с такой структурой происходит чисто зеркальное рассеяние. Это может дать информацию о распределении потенциала по глубине. Глубинный профиль потенциала позволяет делать выводы об особенностях строения структуры.

При зеркальном отражении вектор разности волновых векторов рассеянного k_r и падающего k_i пучка нейтронов – переданный волновой вектор или вектор рассеяния (переданный импульс в единицах \hbar)

$$q = k_r - k_i \quad (3),$$

перпендикулярен поверхности структуры, как указано на рис. 3.

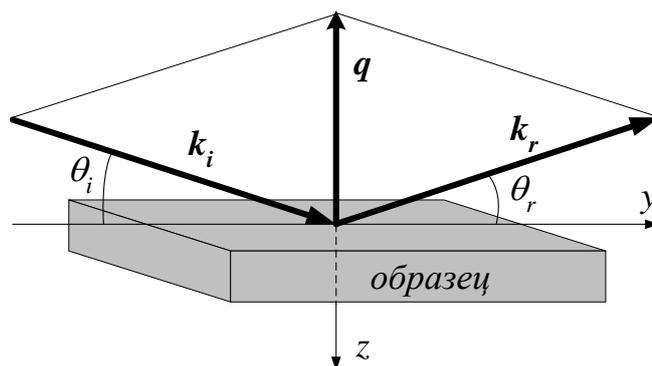


Рисунок 3. Геометрия зеркального отражения ($\theta_i = \theta_r$): переданный импульс q перпендикулярен поверхности; k_i и k_r - волновые векторы падающего и отраженного нейтронных пучков, соответственно.

Решение задачи зеркального отражения нейтронов от слоистой структуры сводится к одномерному уравнению Шрёдингера с потенциалом $V(z)$ ψ

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{d^2}{dz^2} + E_{\square} \right) \psi(z) = V(z)\psi(z) \quad (4)$$

где E_{\square} – полная энергия нейтрона за вычетом кинетической энергии неменяющейся компоненты скорости, параллельной слоям;

$\psi(z)$ – волновая пси-функция.

Рассмотрим простейший случай: отражение пучка нейтронов от однородной плёнки с идеальными границами на идеальной подложке без шероховатостей. На рис. 2. представлена зависимость нейтронно-оптического потенциала от координаты z , направленной внутрь плёнки. При этом подложка является полубесконечной средой.

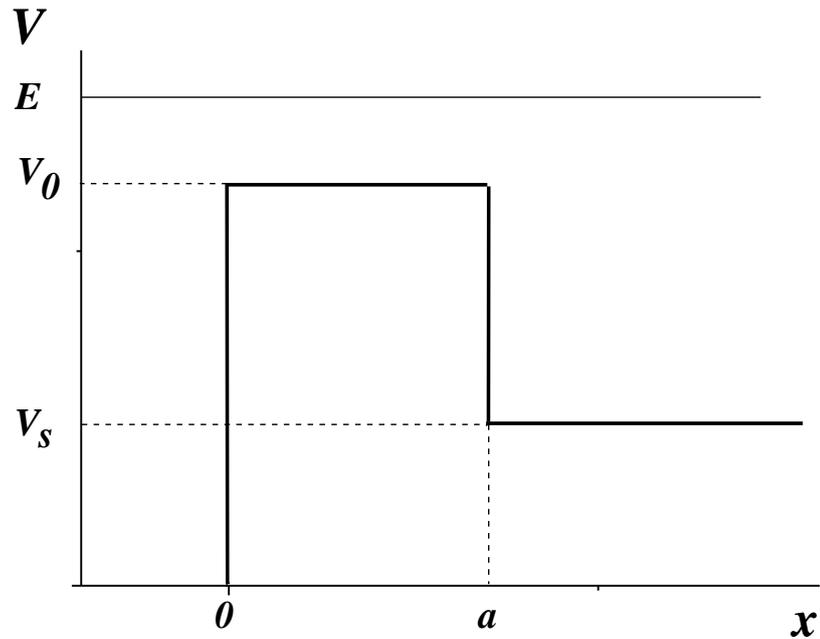


Рисунок 1. Зависимость нейтронно-оптического потенциала от координаты x , направленной внутрь плёнки; V_0 и V_S – потенциалы пленки и подложки, соответственно; a - толщина пленки.

Решая квантово-механическую задачу о надбарьерном отражении нейтронной волны с энергией E от потенциала V_0 , образованного идеальной плёнкой толщины a на поверхности полубесконечной подложки с потенциалом V_S для нормальной к поверхности пленки компоненты волнового вектора k_1 , можно получить выражение для коэффициента отражения R :

$$R = \frac{k_0^4 \sin(k_2 a)}{4k_1^4} \quad (5)$$

$$\text{где } k_1 = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar};$$

$$k_2 = \frac{\sqrt{2m(E-V_0)}}{\hbar};$$

$$k_0 = \sqrt{k_1^2 - k_2^2}.$$

На рис. 4 показана зависимость коэффициента отражения нейтронного пучка с длиной волны $\lambda = 5 \text{ \AA}$ от угла скольжения на идеальной границе вакуум — никель.

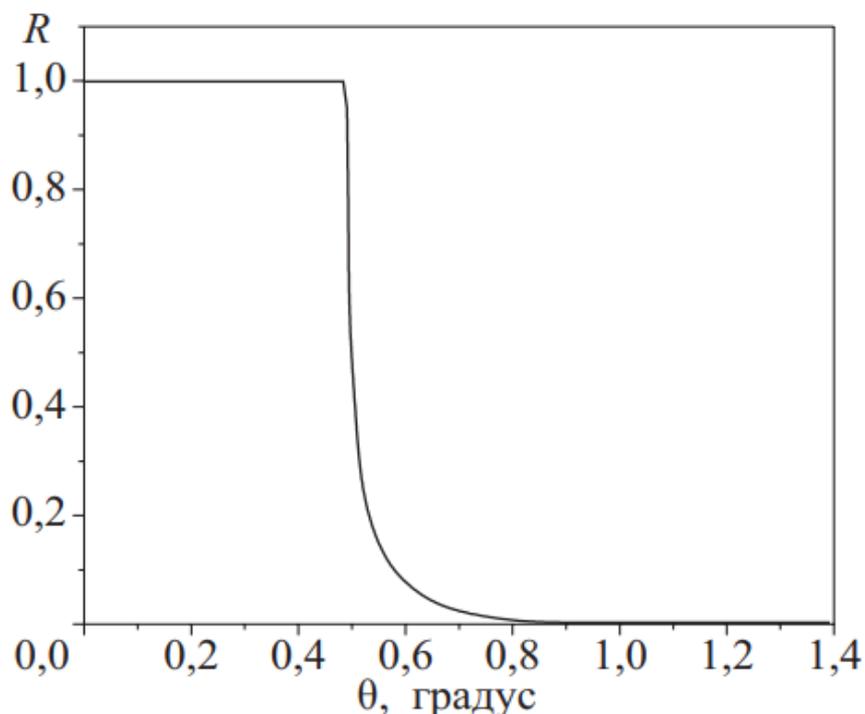


Рисунок 4. Отражение нейтронного пучка от идеальной бесконечной границы раздела вакуума и среды: зависимость коэффициента отражения нейтронного пучка с длиной волны $\lambda = 5 \text{ \AA}$ от угла скольжения от бесконечной идеальной границы вакуума и никеля.

Как видно из графика, граница области полного отражения, то есть диапазона углов скольжения, при которых коэффициент отражения R равен единице, соответствует углу $\theta = 0,5$ градусов. Этот угол и определяет эту границу и называется критическим. Формула для критического угла α_c :

для немагнитной среды

$$\alpha_c = \lambda \sqrt{\frac{\rho b_c}{\pi}} \quad (6)$$

для магнитной среды

$$\alpha_c^\pm = \lambda \sqrt{\frac{\rho(b_c \pm p_m)}{\pi}} \quad (7)$$

где ρ – число атомов в единице объёма среды;

b_c - длина когерентного ядерного рассеяния материала среды;

p_m - длина когерентного магнитного рассеяния материала среды;

ρb_c – плотность длины когерентного рассеяния немагнитной среды;

$\rho(b_c \pm p_m)$ – плотность длины когерентного рассеяния магнитной среды.

Знаки (+) и (–) для магнитного слоя соответствуют параллельной и антипараллельной ориентации спина нейтрона по отношению к направлению вектора магнитной индукции в среде.

Для описания границы области полного отражения используют также граничные длины волн: для немагнитной среды

$$\lambda_{\text{гр}} = \lambda \sqrt{\frac{\pi}{\rho b_c}} \quad (8)$$

для магнитной среды

$$\lambda_{\text{гр}}^\pm = \lambda \sqrt{\frac{\pi}{\rho(b_c \pm p_m)}} \quad (9)$$

Таким образом, граничная длина волны зависит от материала среды. Она определяется плотностью длины когерентного рассеяния этого материала.

1.2 Монохроматизация и поляризация

Для монохроматизации и поляризации используются многослойные магнитные периодические наноструктуры, состоящие из чередующихся магнитных и немагнитных слоёв и находящихся во внешнем магнитном поле, направленном вдоль плоскостей слоёв структуры. На магнитную многослойную периодическую наноструктуру под малым углом падает неполяризованный нейтронный пучок с широким спектральным распределением, а отражается поляризованный монохроматический нейтронный пучок. В наноструктурах происходит интерференция нейтронной волны, она отражается от границы раздела слоёв, то есть испытывает брэгговское отражение, связанное с периодическим расположением слоёв.

Многослойную периодическую структуру можно представить в виде одномерного искусственного кристалла с постоянной решётки d . На рисунке 5 представлена многослойная периодическая магнитная наноструктура, состоящая из чередующихся слоёв из магнитного – 1 и немагнитного – 2 материалов.

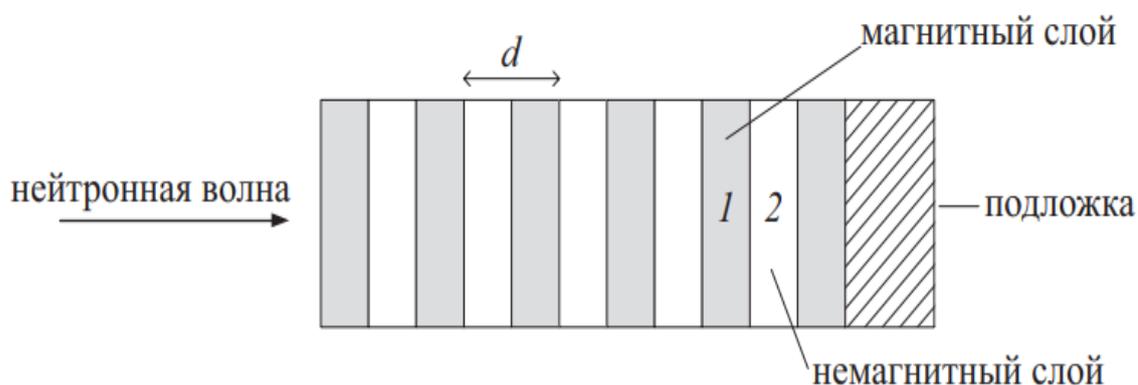


Рисунок 4. Схема многослойной периодической магнитной наноструктуры.

При падении пучка нейтронов с широким спектром длин волн под углом скольжения θ на такую структуру он испытывает брэгговское отражение от границ раздела слоёв. Возникает нейтронно-оптическое явление дифракции. При этом отражение испытывают нейтроны с определёнными значениями длин волн. Эти длины волн определяются условием Брэгга-Вульфа. Это условие выражается формулой

$$m\lambda = 2d \sin \theta = \frac{mh}{\sqrt{2m_n E}} \quad (10)$$

где $m = 1, 2, 3 \dots$ - порядок отражения;

λ – длина волны;

$d = d_1 + d_2$ - период структуры;

d_1 и d_2 – толщины магнитного 1 и немагнитного 2 слоёв соответственно;

θ – угол скольжения;

h – постоянная Планка;

m_n – масса нейтрона;

E – энергия нейтрона;

Из этого условия следует, что в одном направлении отражаются нейтроны разных энергий.

$$E_m = \frac{m^2 h^2}{8m_n d^2 (\sin \theta)^2} \quad (11)$$

где E_m – энергия нейтронов порядка отражения m ;

то есть происходят отражения разных порядков.

Поэтому формулу (1.1) можно записать в следующем виде:

$$\lambda = 2d \sin \theta \quad (12)$$

Вклады области полного отражения и брэгговских пиков порядка $m \geq 2$ являются побочными и их нужно минимизировать. Этот процесс изображён на рисунке 5.

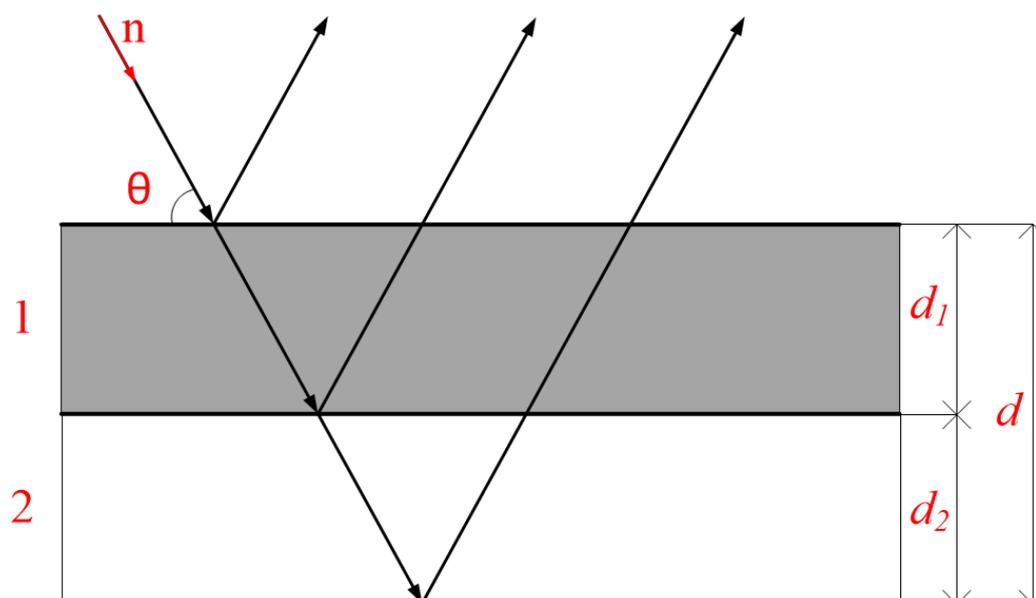


Рисунок 5. Брэгговское отражение нейтронного пучка от границ между магнитным 1 и немагнитным 2 слоями.

Слои 1 и 2 обладают разными нейтронно-оптическими потенциалами. Магнитный слой 1 характеризуется потенциалом

$$V_1^\pm = \frac{2\pi}{m_n} \hbar^2 (b_{c1} \pm p_{m1}) \rho_1 \quad (13)$$

а немагнитный слой 2 – потенциалом

$$V_2 = \frac{2\pi}{m_n} \hbar^2 b_{c2} \rho_2 \quad (14)$$

где m_n – масса нейтрона;

$\hbar = h/(2\pi)$ (h – постоянная Планка);

b_{c1} и b_{c2} – длина когерентного ядерного рассеяния магнитного и немагнитного слоёв соответственно;

p_{m1} – длина когерентного магнитного рассеяния магнитного слоя;

ρ_1 и ρ_2 — количество атомов в единице объёма магнитного и немагнитного слоёв соответственно;

$(b_{c1} \pm p_{m1})\rho_1$ и $b_{c2}\rho_2$ — плотность длины когерентного рассеяния магнитного и немагнитного слоёв соответственно.

Знаки (+) и (–) означают параллельную и антипараллельную ориентацию спина нейтрона относительно направления вектора магнитной индукции в слое. Для достижения высоких значений коэффициента отражения для нейтронов (+) компоненты пучка и поляризующей эффективности, нужно подбирать такие материалы слоёв, при которых разница между потенциалами V_1^+ и V_2 будет больше, а разница между V_1^- и V_2 меньше. Граница области полного отражения

многослойной периодической наноструктуры определяется средним потенциалом

$$\bar{V} = \frac{d_1}{d_1+d_2} V_1 + \frac{d_2}{d_1+d_2} V_2 \quad (15)$$

где V_1 – потенциал первого слоя;

V_2 – потенциал второго слоя;

d_1 и d_2 - толщина первого и второго слоя соответственно.

Если средний потенциал меньше или равен нулю, область полного отражения отсутствует. Если V_1 сравнивается с V_2 , потенциал для нейтронов (-) спиновой компоненты по всему объёму структуры становится однородным. В результате эти нейтроны не испытывают брэгговское отражение. Таким образом, происходит поляризация нейтронного пучка. При этом магнитные многослойные периодические наноструктуры монохроматизируют пучок нейтронов посредством отражения от периодов структуры.

Уравнение Брэгга с учётом рефракции

$$m\lambda_{mB}^{\pm} = 2d_1\theta \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{mB}^{\pm}}{\theta\lambda_{rp,1}^{\pm}}\right)^2} + 2d_2\theta \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{mB}^{\pm}}{\theta\lambda_{rp,2}^{\pm}}\right)^2} \quad (16)$$

где m – порядковый номер брэгговского отражения;

d_1 – толщина магнитного слоя;

d_2 – толщина немагнитного слоя;

$\lambda_{гр.1}^{\pm}$ - граничная длина волны магнитного слоя для (+) и (-) спиновых компонент пучка соответственно;

И $\lambda_{гр.2}$ – граничная длина волны немагнитного слоя;

И λ_{mB}^{\pm} - длина волны пика Брэгга порядка m для (+) и (-) спиновых компонент пучка соответственно;

θ – угол скольжения.

На рисунке 6 представлены зависимости коэффициента отражения пучка нейтронов с длиной волны $\lambda = 5 \text{ \AA}$ от угла скольжения для периодических наноструктур, состоящих из 10 пар чередующихся слоёв Ni и Ti с периодами $d = 160, 190$ и 250 \AA .

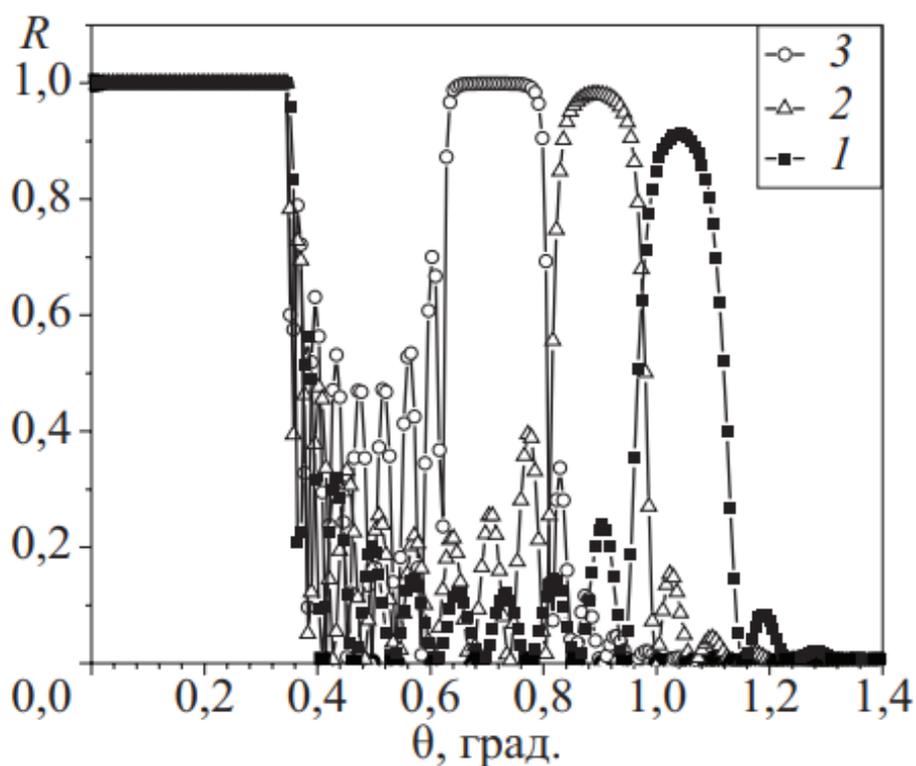


Рисунок 6. Коэффициенты отражения нейтронного пучка с длиной волны $\lambda = 5 \text{ \AA}$ от угла скольжения для периодических наноструктур Ni/Ti, состоящих из 100 пар слоёв с периодами $d = 160$ (1), 190 (2) и 250 (3) \AA .

Из графика видно, что ширина пика и значение коэффициента отражения зависят от периода наноструктуры. Чем больше период, тем шире брэгговский пик порядка $m = 1$ и тем выше значение коэффициента отражения этого пика и меньше расстояние на графике от этого пика до границы области полного отражения.

В кинематическом приближении коэффициент отражения пучка нейтронов от многослойной периодической наноструктуры для пика Брэгга порядка $m = 1$ определяется выражением

$$R_m = \frac{4N^2 d^4 |F|^2}{m^2} \quad (17)$$

где

$$|F|^2 = \left[(f_1 - f_2) \frac{\sin(ms\pi)}{m\pi} \right]^2 \quad (18)$$

N – число пар слоёв;

d – величина периода наноструктуры;

F – структурный фактор бислоя;

$$s = \frac{d_1}{(d_1 + d_2)};$$

f_1 и f_2 – плотности длины когерентного рассеяния 1-го и 2-го слоёв.

1.3 Нейтронные суперзеркала

Нейтронные суперзеркала обладают повышенной светосилой по сравнению с обычными нейтронными магнитными зеркалами. У них увеличен критический угол θ_c – максимальный угол, при котором происходит отражение. Это увеличение достигается за счёт использования многослойных аperiodических наноструктур вместо однослойных. Суперзеркала могут быть как поляризующими, как CoFe/TiZr, так и неполяризующими (отражающими), как NiMo/Ti.

Суперзеркала характеризуются параметром m :

$$m = \frac{\theta_{\text{гр. SM}}}{\theta_{\text{гр. Ni}}}$$

где $\theta_{\text{гр. SM}}$ – критический угол суперзеркала;

$\theta_{\text{гр. Ni}}$ – критический угол зеркала из природного никеля.

Суперзеркала в отличие от многослойных монохроматоров-поляризаторов состоят из большого количества пар слоёв, периоды которых увеличиваются при удалении от подложки, как показано на рис. 1.

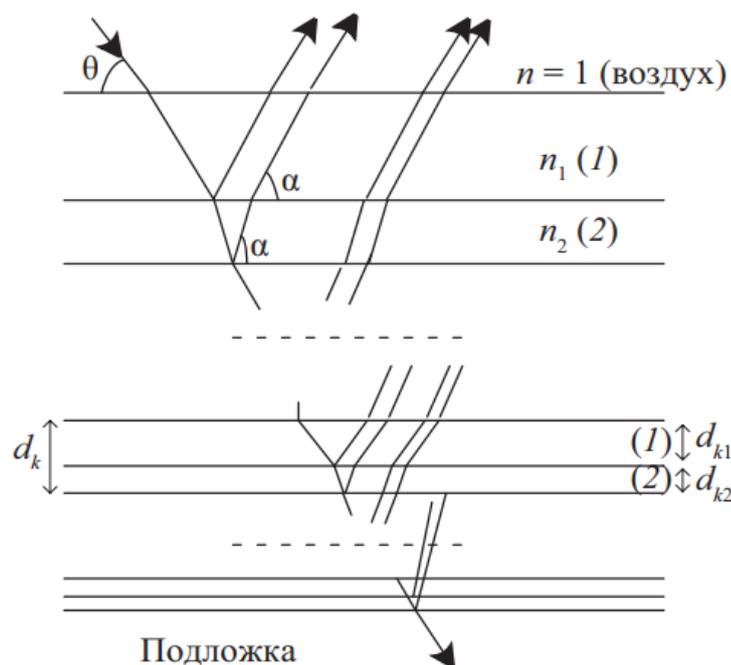


Рисунок 1. Схема последовательности толщины слоёв в суперзеркале.

Нейтроны с определённой длиной волны отражаются от границ каждого периода. Самые медленные нейтроны отражают границы верхних периодов, наиболее быстрые нейтроны отражаются границами нижних периодов. Структура суперзеркала представляет собой набор чередующихся слоёв двух разных материалов. Слои материалов 1 и 2 имеют соответствующие коэффициенты преломления n_1 и n_2 . Период постепенно уменьшается к подложке по закону

$$d_k = d_{k1} + d_{k2} \sim k^{-(1/4)} \quad (2)$$

где k – номер периода;

d_k – толщина периода k ;

d_{k1} и d_{k2} - толщина слоёв материала 1 и 2 соответственно в периоде k .

На рисунке 2 представлены зависимости коэффициента отражения нейтронного пучка с длиной волны $\lambda = 5 \text{ \AA}$ от угла скольжения для суперзеркала Ni/Ti с $m = 2$ и для бесконечной идеальной границы раздела вакуума и никеля.

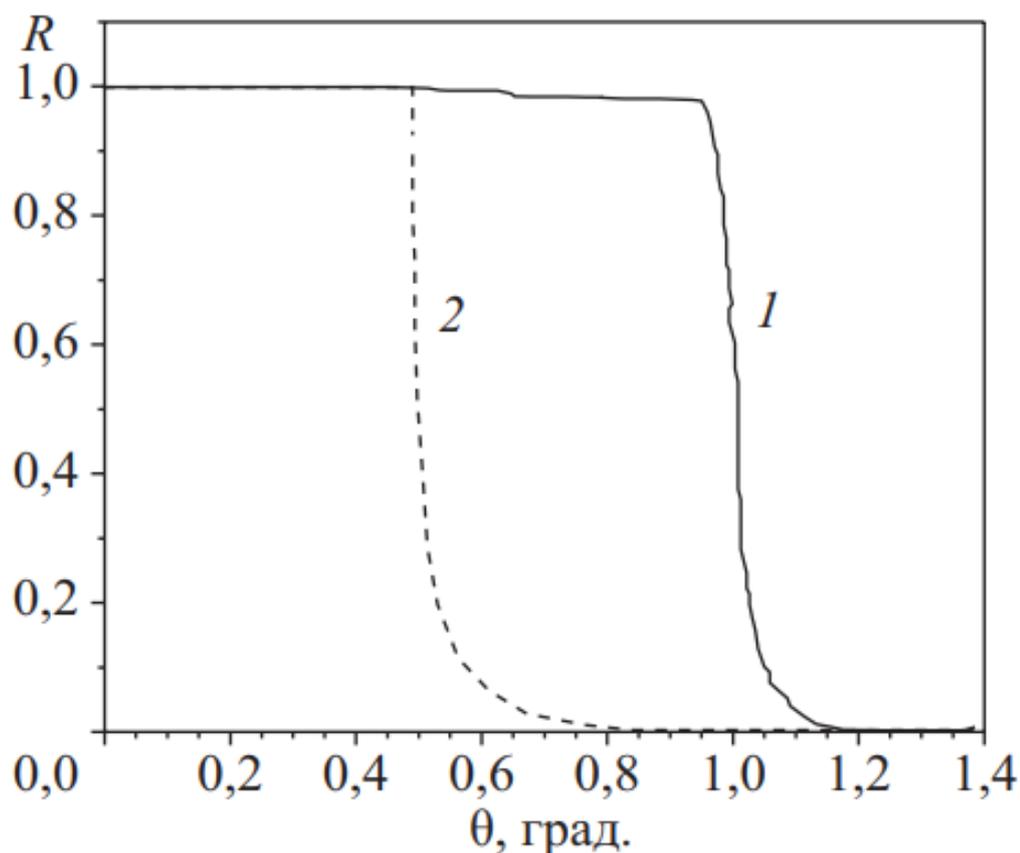


Рисунок 2. Зависимости коэффициента отражения нейтронного пучка с длиной волны 5 \AA от угла скольжения для суперзеркала Ni/Ti с $m = 2$ (1) и для бесконечной идеальной границы раздела вакуума и никеля (2).

Для поляризующего суперзеркала нередко используется антиотражающий поглощающий подслоя. В качестве такого подслоя, например, используют аперодическую последовательность слоёв двух материалов: Ti и Gd, где Gd является сильным поглотителем нейтронов. Средний потенциал периода такой последовательности слоёв плавно меняется при удалении от подложки от потенциала подложки до соответствующего потенциала немагнитного слоя.

Глава 2. Нейтронный рефлектометр ТНР

Нейтронный рефлектометр ТНР был разработан на основе установки НР-4М (Нейтронный рефлектометр 4-х модовый), которая была размещена на горизонтальном тепловом канале №13 реактора ВВР-М. ТНР размещён на канале №9 реактора ПИК. Его конструкция была незначительно изменена,

при этом добавлены и убраны некоторые элементы. Также был изменён ключевой элемент рефлектометра – формирователь пучка.

Основное назначение ТНР заключается в тестировании нейтронных поляризующих и неполяризующих зеркал и суперзеркал для создания нейтроноводов и других нейтронно-оптических устройств. Основным искомым параметром при проведении рефлектометрических измерениях является коэффициент отражения R . Для измерения зависимости коэффициента отражения R от переданного импульса q или длины волны λ могут быть использованы два метода. Первый метод – это измерение спектра отражённого пучка μ для падающего пучка μ нейтронов с широким спектральным распределением или «белого» пучка μ при фиксированном угле скольжения. Второй метод – измерение интенсивности отражённого монохроматического луча при разных углах скольжения. Преимущество первого метода состоит в том, что образец фиксируется, и площадь взаимодействия нейтронного пучка μ с поверхностью образца одинакова для всех q . С другой стороны, использование монохроматических пучков может быть выгодным при измерении R в ограниченном диапазоне q (например, при измерении профиля пика Брэгга для периодического мультислоя), поскольку время измерения может быть существенно меньше по сравнению с время-пролётным методом измерения.

Оба метода – время-пролётный и монохроматический – реализованы в ТНР. Преимущества этих методов объединены для оптимизации времени измерения различных типов образцов. В каждом из методов можно использовать

как неполяризованный, так и поляризованный пучок. Таким образом, в ТНР реализованы четыре режима измерения: с монохроматическим неполяризованным пучком (1 режим); с «белым» поляризованным пучком (2 режим); с «белым» неполяризованным пучком (3 режим); с монохроматическим поляризованным пучком (4 режим). При этом переход от одного режима к другому достаточно прост и не требует изменения геометрии измерений.

На рис. 1. представлена 3D-схема ТНР, на которой указаны все элементы установки.

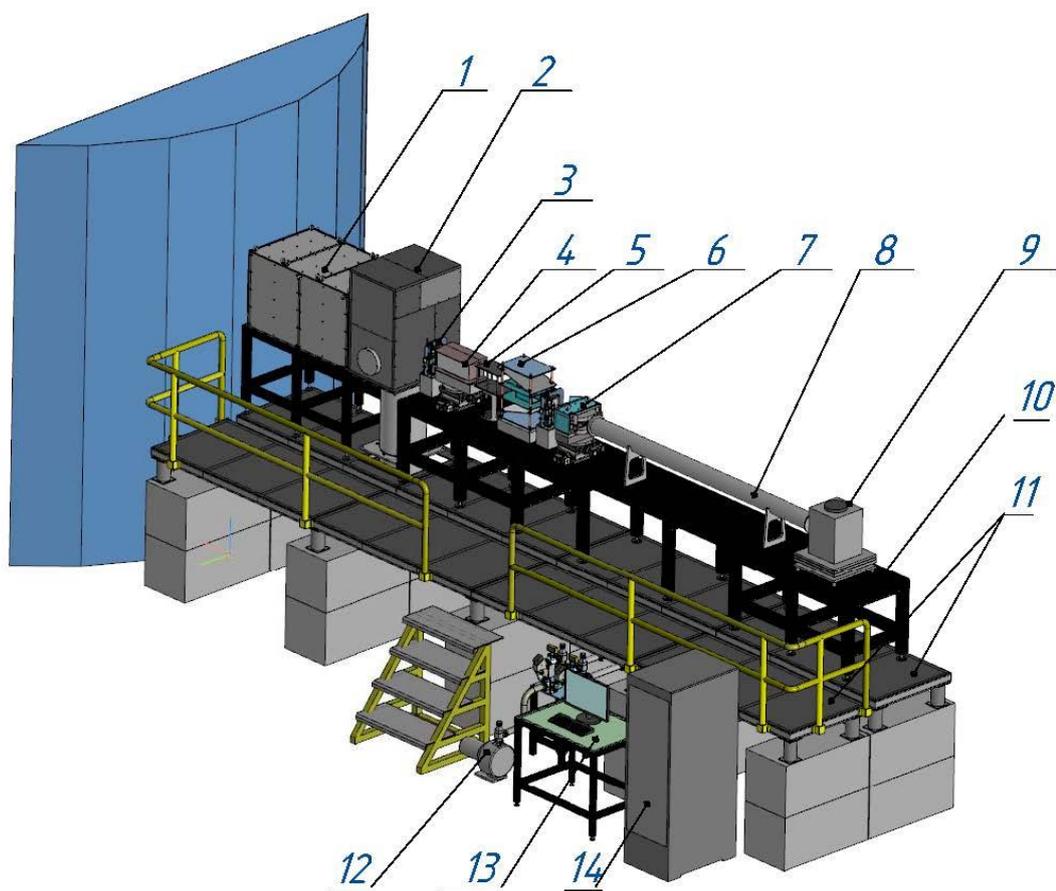


Рис. 2. 3D-схема нейтронного рефлектометра ТНР.

1 – защита отклоняющего (фильтрующего) пучок зеркала с фоновым коллиматором;

- 2 – защита прерывателя нейтронного пучка с заслонкой пучка;
- 3 – 2D диафрагма, задающая ширину и высоту пучка, падающего на вход нейтронно-оптического формирователя пучка;
- 4 – нейтронно-оптический формирователь пучка на юстировочном столе;
- 5 – магнитная система для создания ведущего магнитного поля;
- 6 – радиочастотный адиабатический спин-флиппер;
- 7 – узел образца с электромагнитом;
- 8 – вакуумный тракт;
- 9 – блок детектора с коллимационной диафрагмой на юстировочном столе;
- 10 – базисная немагнитная приборная платформа;
- 11 – виброустойчивый приборный стапель и стапель для персонала;
- 12 – вакуумный насос;
- 13 – управляющий компьютер;
- 14 – шкаф с электроникой.

На рис. 2 изображена схема основных элементов нейтронного рефлектометра ТНР.

Схема нейтронного рефлектометра ТНР

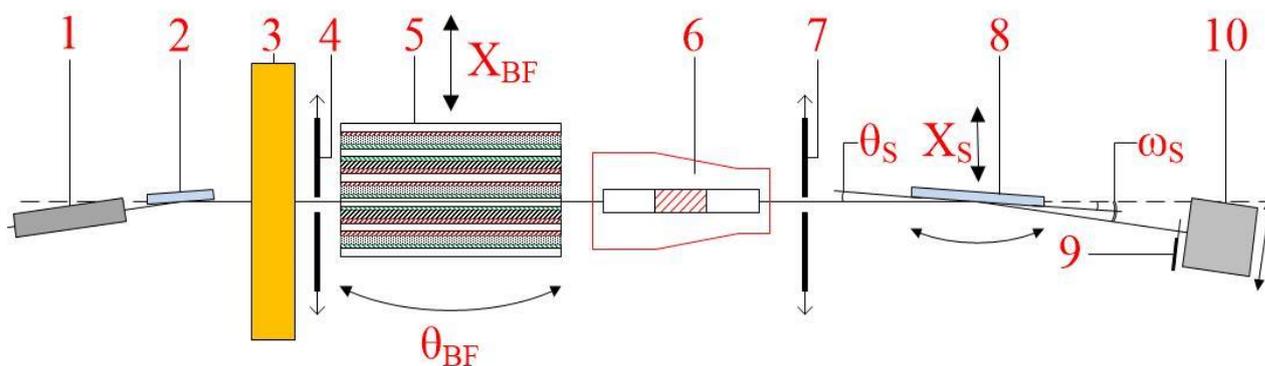


Рис. 2. Схема основных элементов нейтронного рефлектометра ТНР.

- 1 – внутриканальный коллиматор;
- 2 – отклоняющее суперзеркало;
- 3 – прерыватель пучка;
- 4 – диафрагма перед формирователем пучка;
- 5 – формирователь пучка;
- 6 – радиочастотный адиабатический спин-флиппер;
- 7 – диафрагма перед образцом;
- 8 – образец;
- 9 – диафрагма перед детектором;
- 10 – детектор.

Внутриканальный коллиматор (1) с размерами 1000 x 25 x 1 мм (длина x высота x ширина) задает первичную коллимацию нейтронного пучка в 1 мрад в горизонтальной плоскости и снижает фон от быстрых нейтронов и γ -квантов из активной зоны реактора.

Отклоняющее суперзеркало (2) NiMo/Ti ($m=2$) отклоняет пучок тепловых нейтронов от оси канала реактора, в неотклонённом пучке остаются гамма-кванты и быстрые нейтроны. Это значительно уменьшает фон в детекторе. Размеры суперзеркала составляют 5×80×210 мм. Оно крепится внутри держателя

и может регулироваться специальными винтами. Угол отклонения пучка тепловых нейтронов от оси канала реактора составляет 20 угловых минут.

Прерыватель пучка (3) выполнен в виде титано-кадмиевого диска диаметром 500 мм, закрепленного на валу электродвигателя. Рабочая часть диска имеет кадмиевое кольцо толщиной 2 мм и четыре радиальные прорези средней шириной 1,8 мм и высотой 40 мм. Частота вращения 1500 об/мин.

Диафрагмы перед формирователем пучка (4) и перед образцом (7) предназначены для коллимации пучка нейтронов. Они изготовлены из кадмия, имеют толщину 2 мм, позволяют в широких диапазонах формировать пучок, падающий на образец по ширине и высоте.

Формирователь пучка (5) специальной конструкции используется для реализации режимов измерения. Он помещается в зазор постоянного магнита с полем 500 Э. Магнит установлен на управляемом компьютере юстировочном столе. Может двигаться горизонтально поперёк оси канала и вращаться вокруг вертикальной оси.

Радиочастотный адиабатический спин-флиппер (6) предназначен для переворота спина нейтронов.

Образец (8) в держателе помещается в электромагнит с зазором 150 мм. Электромагнит установлен на программно-управляемый юстировочный столик. Столик имеет два движения: вращение и перемещение. Электромагнит создает в области образца однородное вертикальное магнитное поле H до 600 Э и используется для намагничивания образца в его плоскости. Существует возможность программно-управляемого изменения направления тока в обмотках электромагнита для перемагничивания образца.

Диафрагма перед детектором (9) установлена перед окном в защите детектора, служит для юстировки образца и снятия профилей, отраженных от образца пучков. Диафрагма изготовлена из кадмия толщиной 2 мм и имеет окно размером 0.2×100 мм².

Детектор (10) выполнен на основе гелиевого счетчика СНМ-17 диаметром 17 мм, окруженного защитой из кадмия и борированного полиэтилена. Управляемый компьютером юстировочный стол обеспечивает точное перемещение детектора в направлении перпендикулярном оси прямого пучка.

Глава 3. Формирователь пучка

3.1 Схема формирователя пучка

Формирователь пучка был спроектирован для проведения измерений в различных модах. Он состоит из четырёх пар зеркал. В каждой паре отражающие поверхности зеркал, разделенных подложками, параллельны и обращены друг к другу. На рисунке 1 представлена схема формирователя.

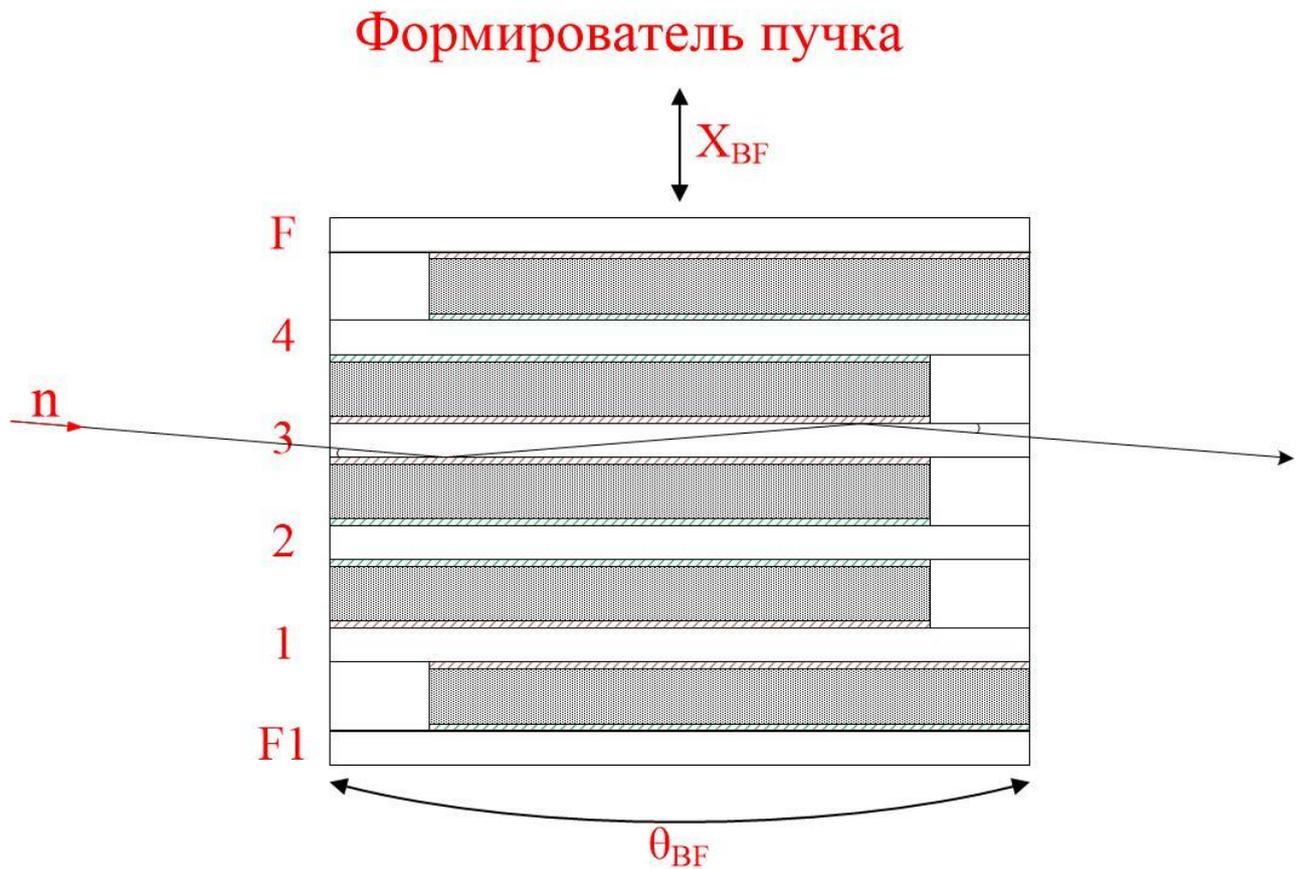


Рисунок 3. Схема формирователя пучка.

θ_{BF} – угол поворота формирователя вокруг вертикальной оси;

X_{BF} – координата формирователя;

Каналы:

F, F1 – юстировочные;

1 – монохроматический поляризующий (мода 1);

2 – «белый» неполяризующий (мода 2);

3 – «белый» поляризующий (мода 3);

4 – монохроматический неполяризующий (мода 4).

На рисунке 2 изображена схема, демонстрирующая конструкцию каналов.

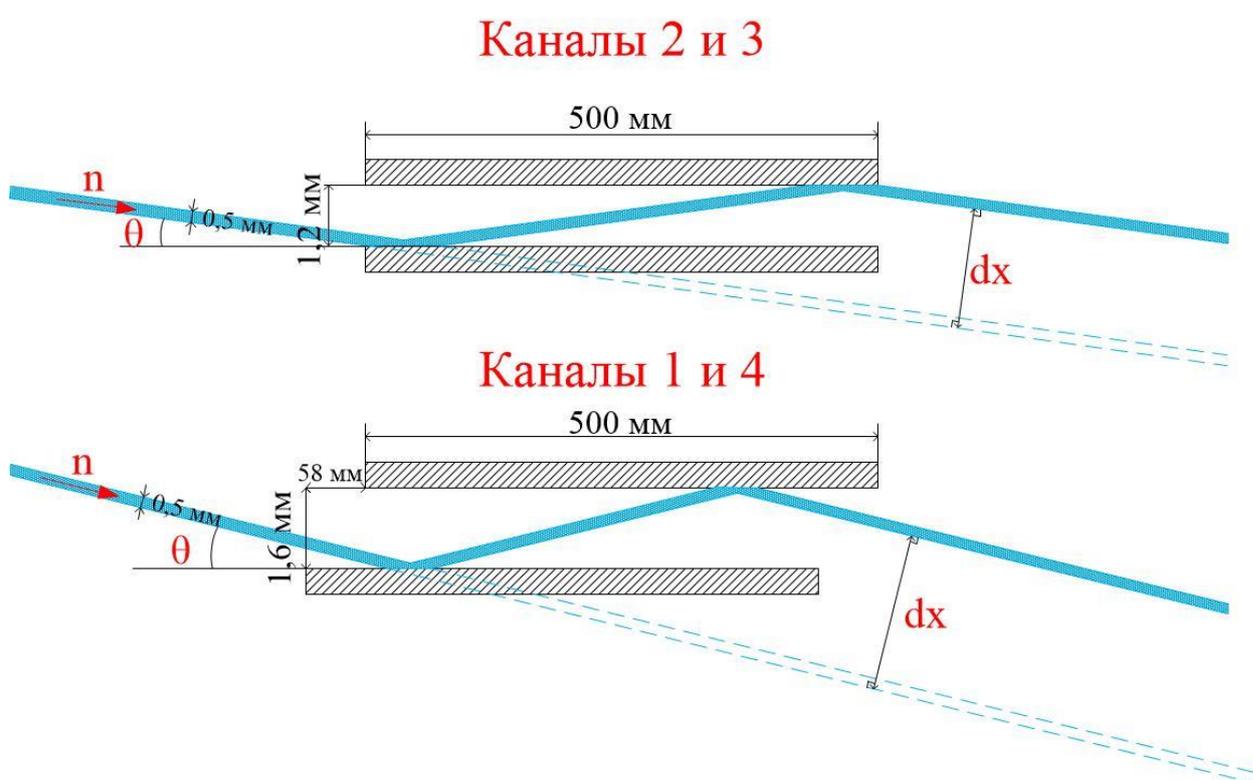


Рисунок 4. Схема каналов формирователя пучка.

θ – угол скольжения;

dx – параллельное смещение пучка относительно первоначальной траектории;

$dx = 2d \cos \theta$, где d – ширина канала.

Нейтронный пучок испытывает двойное отражение от зеркал и становится параллельным падающему, поэтому геометрия измерений не меняется при переходе от одного канала к другому.

3.2 Каналы 2 и 3

«Белый» неполяризованный пучок формируется в канале 2. Ширина канала 1,2 мм. В этом канале используется суперзеркальная многослойная аperiodическая NiMo/TiZr ($m = 2$) структура, состоящая из чередующихся слоев NiMo и TiZr, напыленных на стеклянную подложку. Пучок этой моды содержит нейтроны широкого спектрального распределения и с различной ориентацией спина, поэтому он имеет самую высокую интенсивность по сравнению с другими модами. На рисунке 3 представлена зависимость коэффициента отражения R нейтронного пучка от переданного импульса Q_z для данного суперзеркала.

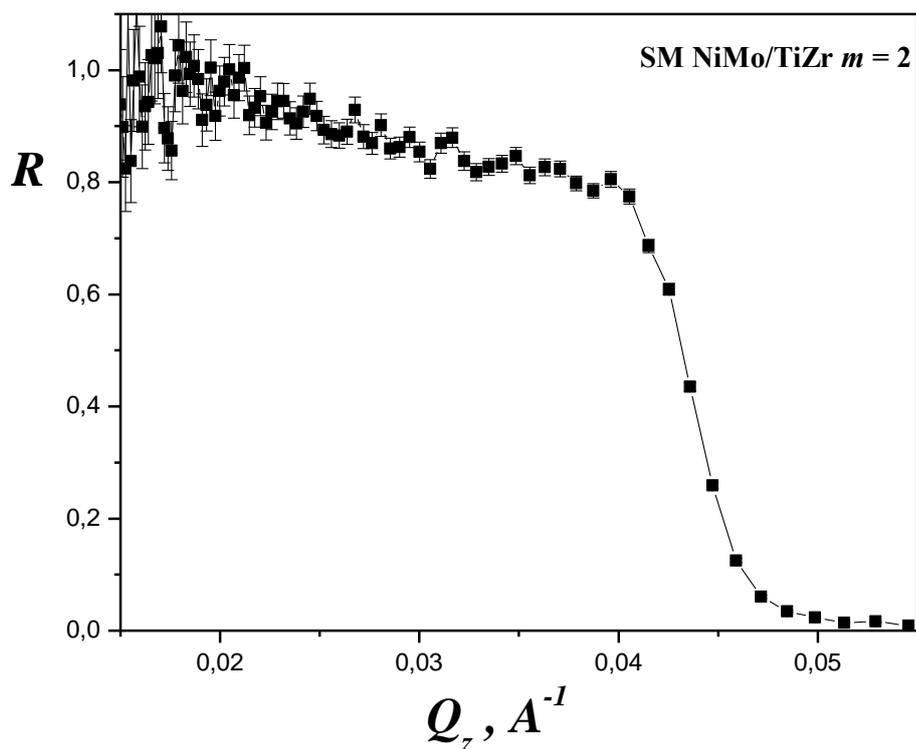


Рисунок 3. Зависимость коэффициента отражения нейтронного пучка от переданного импульса для суперзеркала NiMo/TiZr ($m = 2$).

«Белый» поляризованный пучок формируется в канале 3. Ширина канала 1,2 мм. В этом канале используется суперзеркальная многослойная аperiodическая CoFe/TiZr ($m=2$) структура чередующихся слоев CoFe и TiZr, напылённых на антиотражающий поглощающий подслоя TiZrGd, нанесенный на стеклянную подложку. Интегральная интенсивность пучка для этой моды меньше, чем для моды 2, причём потери связаны с удалением нейтронов со спином вниз и неполным пропусканием нейтронов со спином вверх. Пучок нейтронов, полученный двумя отражениями, становится сильно поляризованным. Нейтроны со спином (-) не отражаются от границы раздела слоёв и проходя через зеркало поглощаются в подслоя и материале подложки, в то время как нейтроны со спином (+) испытывают отражение. Рабочий диапазон длин волн $\lambda = (0,88 - 4,7) \text{ \AA}$. Средняя величина поляризующей интенсивности поляризатора составляет 0,97 – 0,99. На рисунке 4 представлена зависимость коэффициента отражения R^+ для (+) спиновой компоненты нейтронного пучка от переданного импульса Q_z для данного суперзеркала.

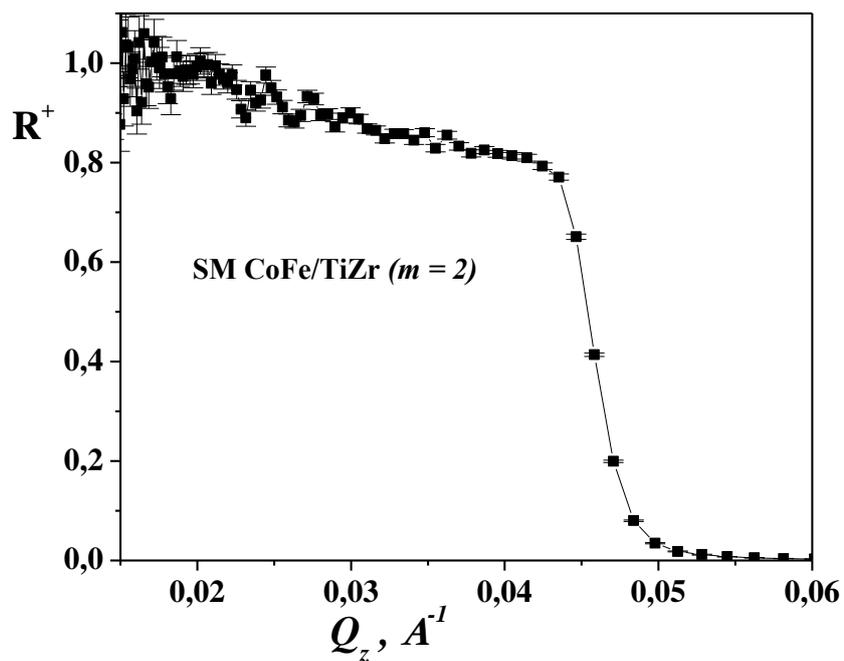


Рисунок 4. Зависимость коэффициента отражения R^+ для (+) спиновой компоненты нейтронного пучка от переданного импульса Q_z для суперзеркала CoFe/TiZr ($m=2$).

3.3 Каналы 1 и 4

Для монохроматизации нейтронного пучка используются специальные зеркальные монохроматоры, то есть тонкопленочная периодическая многослойная структура из чередующихся слоев пары материалов со значительным нейтронно-оптическим контрастом. Благодаря брэгговскому отражению нейтронов очень узкого диапазона длин волн происходит монохроматизация, что делает такие монохроматоры пригодными для применения в рефлектометрических измерениях. Зеркальные монохроматоры обладают рядом преимуществ по сравнению с кристаллическими. Пиковая отражательная способность близка к единице, интенсивность пика Брэгга 2-го порядка менее 1% от интенсивности пика 1-го порядка; кроме того, их можно использовать с холодными нейтронами, в отличие от кристаллических монохроматоров.

Геометрия этих каналов отличается от каналов 2 и 3. Одно зеркало смещено параллельно другому на 58 мм, как можно показано на рисунке (схема каналов). Длину волны монохроматизированного пучка нейтронов можно регулировать, меняя угол скольжения поворотом блока формирователя пучка вокруг вертикальной оси. Такое расположение зеркал увеличивает максимальный возможный угол скольжения, таким образом увеличивается возможный диапазон длины волны.

На рисунке 5 представлен график расчётной зависимости коэффициентов отражения R и R^+ от переданного импульса Q_z для используемых в каналах 1 и 4 периодических наноструктур NiMo/TiZr и CoFe/TiZr, соответственно.

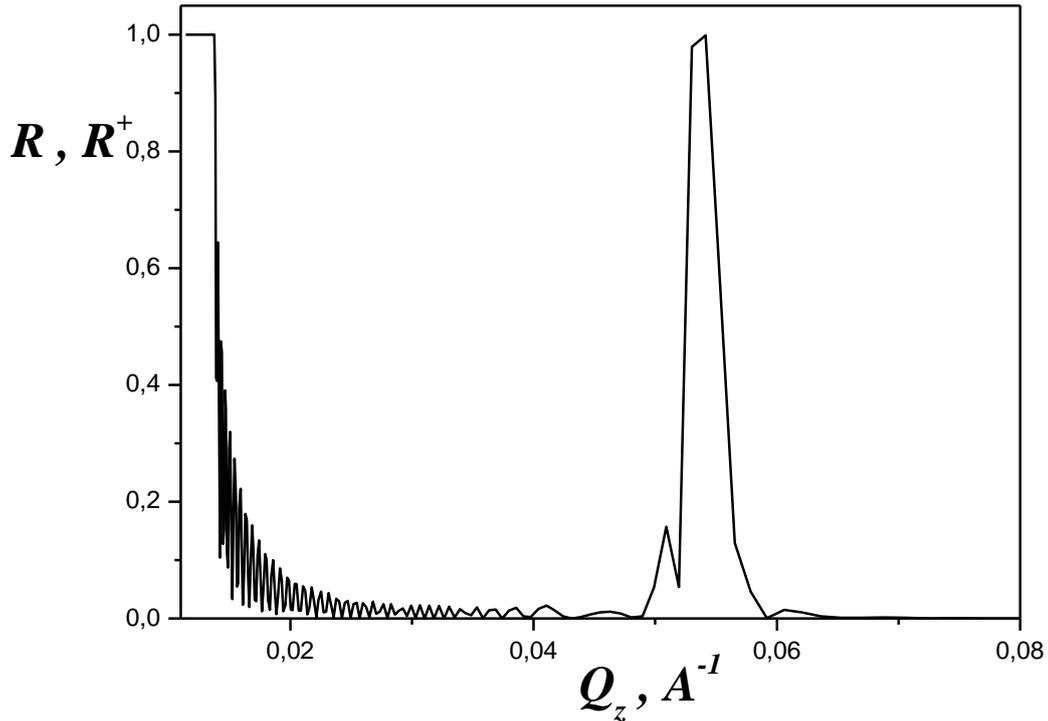


Рис. 5. Расчётная зависимость коэффициентов отражения R и R^+ от переданного импульса Q_z для периодических наноструктур NiMo/TiZr и CoFe/TiZr, соответственно.

Монохроматический неполяризованный пучок формируется в канале 4. Ширина канала 1.6 мм. В этом канале используются зеркала NiMo/TiZr ($m=2$) с 60 парами чередующихся слоёв NiMo и TiZr с одинаковыми толщинами равными 60 Å. Длина волны монохроматического пучка может меняться в диапазоне 1,1 – 1,75 Å путём изменения угла скольжения нейтронного пучка, то есть вращением блока монохроматора вокруг вертикальной оси (изменением угла θ_{BF}).

Монохроматический поляризованный пучок формируется в канале 1. Ширина канала 1.6 мм. В этом канале используются зеркала и CoFe/TiZr с 60 парами чередующихся слоёв CoFe и TiZr с одинаковыми толщинами равными 60

А. Геометрия этого канала такая же, как у канала 4. Процесс монохроматизации пучка в этом канале осуществляется так же, как в канале 4.

3.4 Время-пролётный метод измерения нейтронных спектров.

Время-пролётный метод измерений реализуется на каналах 2 и 3 с «белым» нейтронным пучком. Для этого метода используется прерыватель пучка. На диске прерывателя радиально расположены 4 окна. Когда диск вращается, эти окна поочерёдно встают на траекторию пучка нейтронов. В этот момент часть пучка проходит через окно, отражается от суперзеркал в формирователе пучка, от поверхности образца и достигает детектора. Время, за которое нейтроны достигнут детектора зависит от скорости, а следовательно, и от длины волны. Согласно гипотезе де-Бройля

$$\lambda = \frac{h}{m_n v} \quad (1)$$

где $v = \frac{L}{\tau}$ – скорость нейтронов;

$L = 5888$ мм – время-пролётная база – расстояние между прерывателем пучка и детектором;

τ – время, за которое нейтроны преодолели расстояние L .

Нейтроны регистрируются во временных каналах конечной ширины $\tau_{ch} = 40$ мкс. Поэтому в одном канале регистрируются нейтроны, прошедшие через **окно** прерывателя в одно и то же время со слегка разными скоростями.

$$\tau = N_i \tau_{ch}$$

где N_i – номер канала.

Таким образом,

$$\lambda = \frac{hN_i\tau_{ch}}{m_nL}$$

Соответствующая неопределённость длины волны равна

$$\Delta\lambda = \frac{h\tau_{ch}}{m_nL}$$

$\Delta\lambda$ для ТНР равна 0,06 Å. Относительное разрешение по длине волны равно $\Delta\lambda/\lambda$.

В результате измерений, выполнив расчёты, можно получить графики зависимости интенсивности отражённого и прямого нейтронных пучков от длины волны.

Глава 4. Эксперимент

4.1 Юстировка формирователя пучка

Цель юстировки формирователя пучка заключается в том, чтобы найти для каждого канала такое положение формирователя, а именно координату X_{BF} и угол θ_{BF} , при котором интенсивность пучка нейтронов, прошедшего через соответствующий канал формирователя, будет максимальной. В первую очередь проводится первичная юстировка с лазером без пучка нейтронов. Далее проводится точная юстировка уже с пучком нейтронов.

Формирователь устанавливается на такой угол θ_{BF} , при котором пучок нейтронов пройдет через канал, не взаимодействуя с его стенками, то есть параллельно им. Затем производится сканирование по координате X_{BF} . Оно позволяет найти значение X_{BF} , при котором пучок не будет взаимодействовать с зеркалами канала. После этого формирователь устанавливается на такой угол θ_{BF} , при котором пучок должен испытать двойное отражение от зеркал канала. Затем вновь производится сканирование по координате X_{BF} , позволяющее найти положение формирователя, при котором двукратно отраженный пучок нейтронов будет иметь максимальную интенсивность.

Далее описан процесс юстировки на примере канала 2.

Формирователь пучка устанавливается на угол $\theta_{BF} = -27$ угловых минут, при котором пучок нейтронов должен пройти через канал, не взаимодействуя с зеркалами. При таком положении производится сканирование по координате X_{BF} . Полученный в результате график зависимости интенсивности пучка от координаты X_{BF} представлен на рисунке 1.

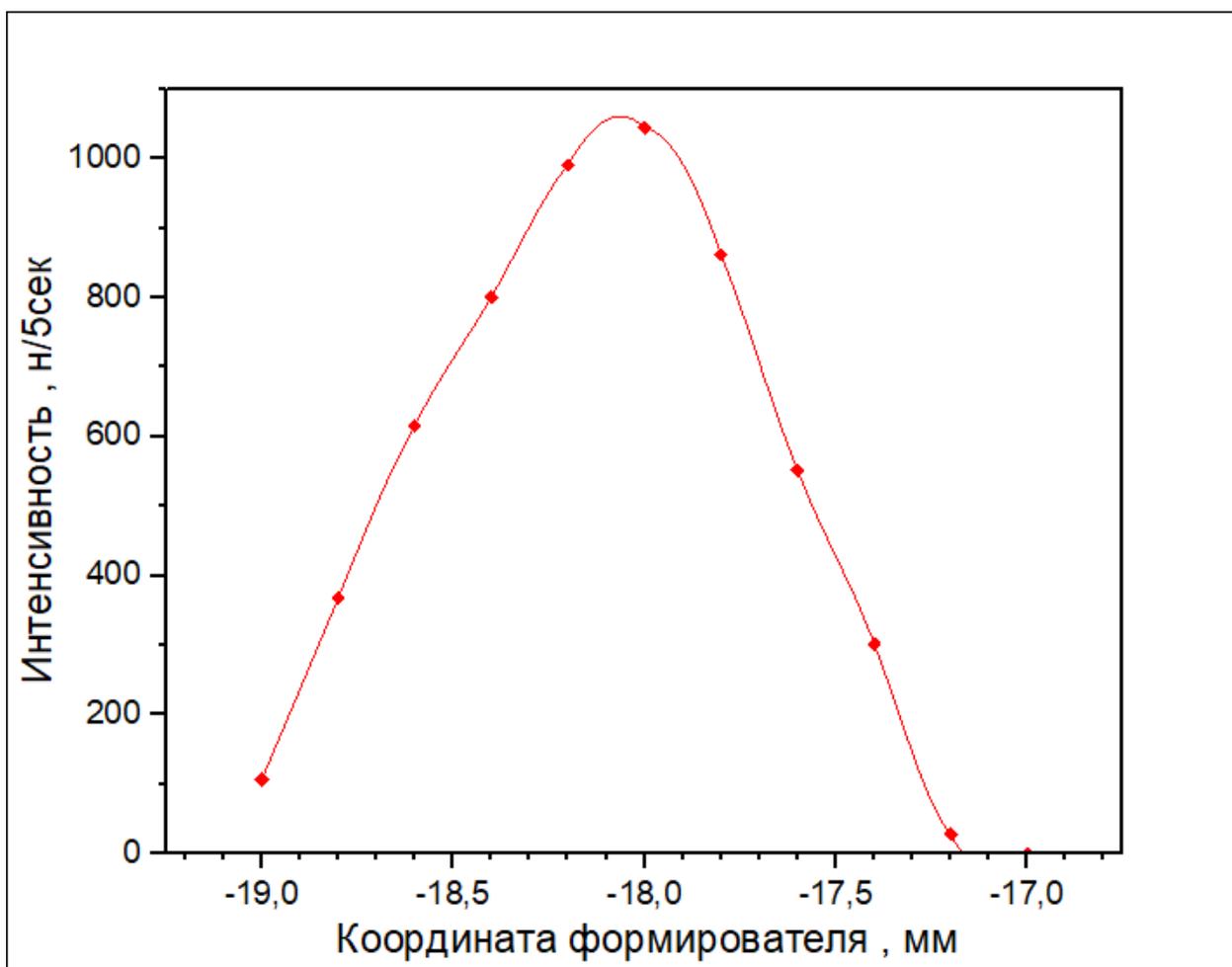


Рисунок 5. График зависимости интенсивности пучка нейтронов от координаты формирователя при $\theta_{BF} = -27$ для канала 2 без двукратного отражения.

Как видно из графика, максимальная интенсивность достигается при координате $X_{BF} = -18$ угловых минут. Далее формирователь устанавливается на угол $\theta_{BF} = -14$ угловых минут, при котором пучок нейтронов должен испытать двойное отражение от зеркал канала. При таком положении производится сканирование по координате X_{BF} . Полученный в результате график зависимости интенсивности пучка от координаты X_{BF} представлен на рисунке 2.

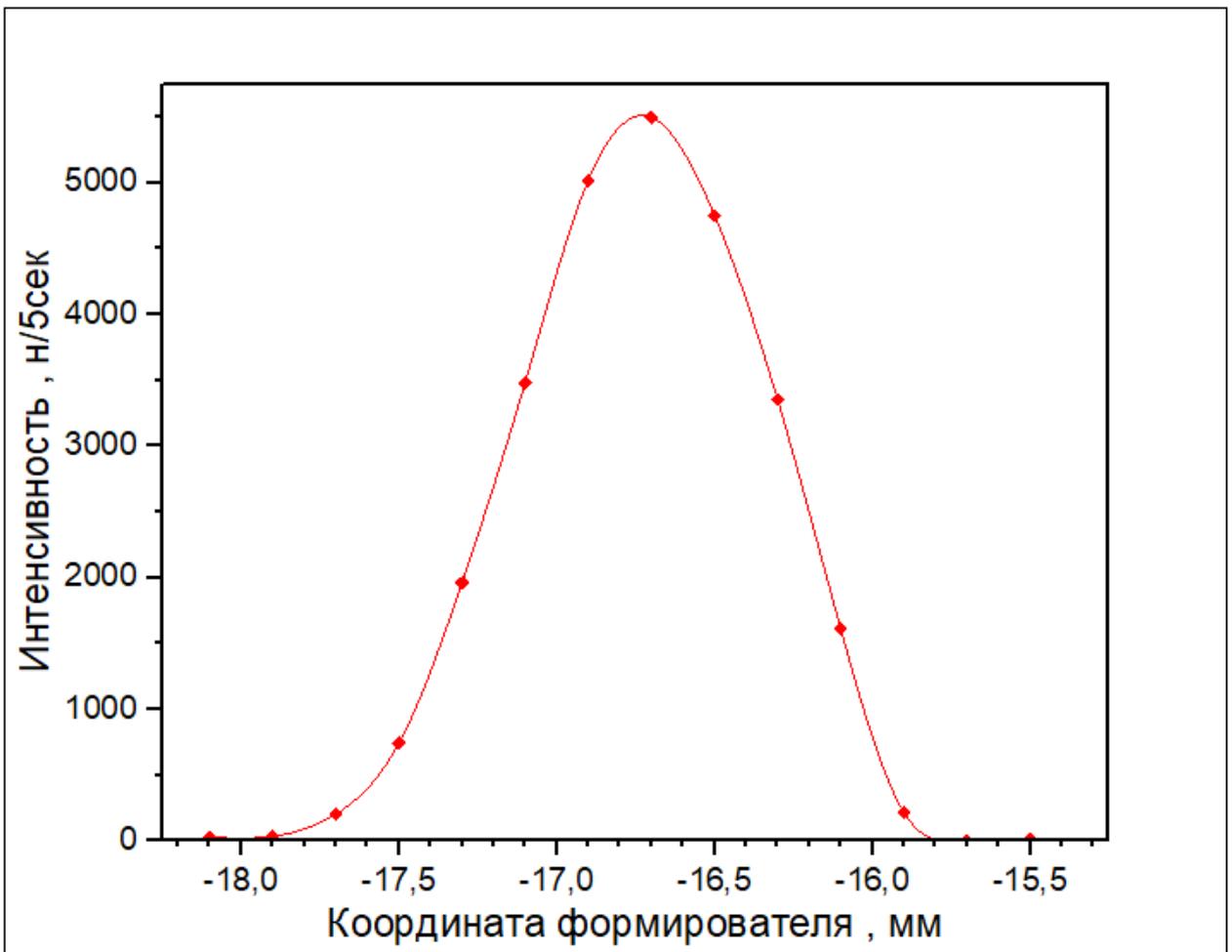


Рисунок 6. График зависимости интенсивности двукратно отражённого пучка нейтронов от координаты формирователя при $\theta_{BF} = -14$ для канала 2.

Как видно из графика, максимальная интенсивность достигается при координате $X_{BF} = -16,7$ угловых минут.

Таким образом, в результате юстировки были получены нужные параметры для канала 2: $X_{BF} = -16,7$ мм; $\theta_{BF} = -14$ угл. мин. Для остальных каналов юстировка процесс юстировки является аналогичным.

Параметры остальных каналов:

канал 3: $X_{BF} = -5,7$ мм; $\theta_{BF} = -14$ угл. мин.;

канал 4: $X_{BF} = 6,1$ мм; $\theta_{BF} = -11$ угл. мин.;

канал 1: $X_{BF} = -30,8$ мм; $\theta_{BF} = -42,5$ угл. мин.

Юстировочный канал используется для настройки детектора на максимум интенсивности прямого пучка. На рисунке 3 представлен график зависимости интенсивности от угла детектора.

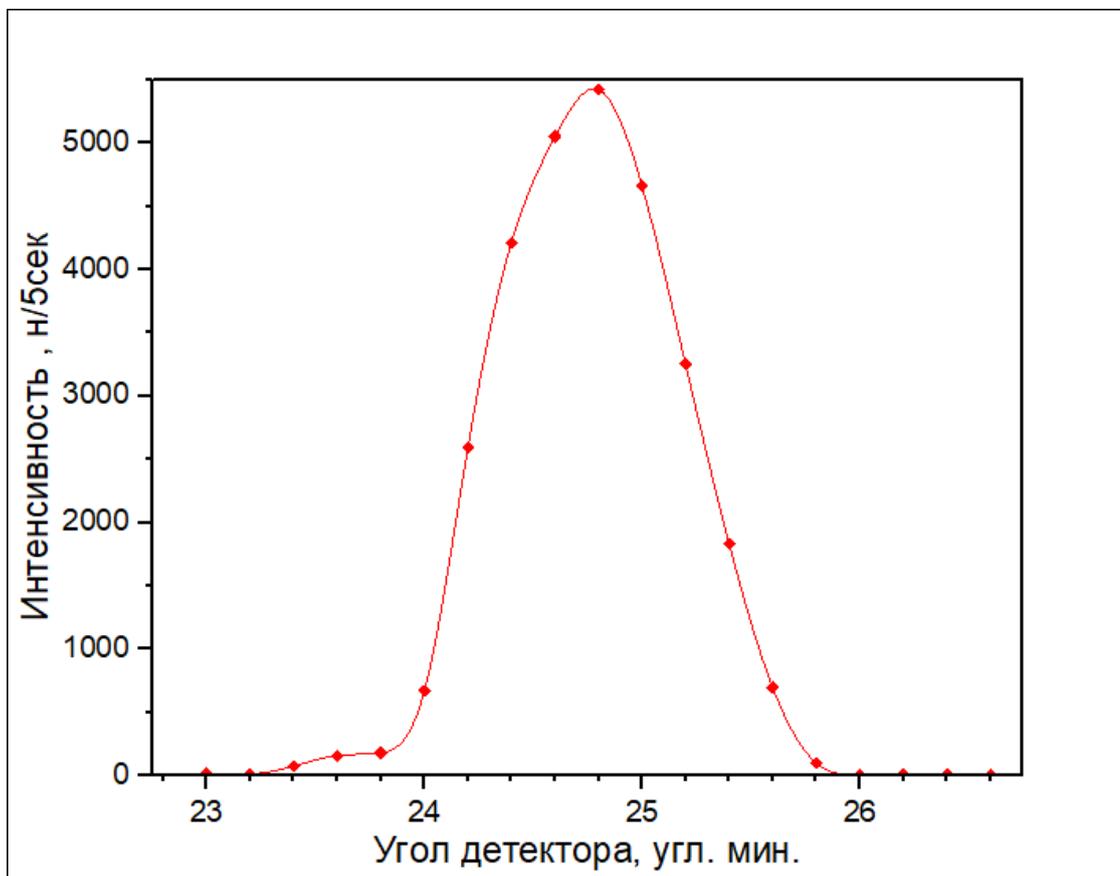


Рисунок 7. График зависимости интенсивности прямого пучка от угла детектора для юстировочного канала.

График показывает, что максимум интенсивности прямого пучка детектор регистрирует в положении $\omega = 24,8$ угл. мин. На рисунке 4 представлен спектр прямого пучка – зависимость интенсивности от длины волны.

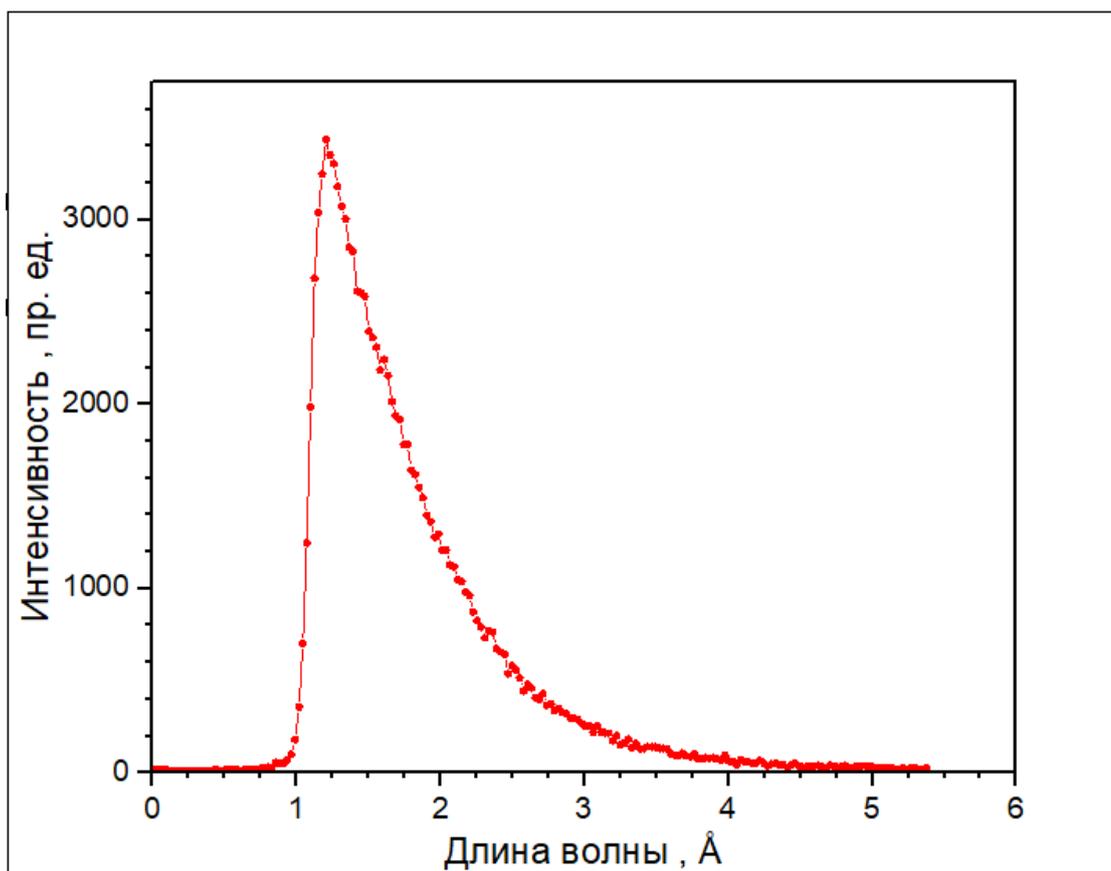


Рисунок 8. График зависимости интенсивности прямого пучка от длины волны для юстировочного канала.

Зная эти параметры, можно направить на образец пучок нейтронов наибольшей интенсивности, в следствие чего будет получена высокая точность измерений.

4.2 Образец

Измерения на ТНР проводились с реальным нейтронно-оптическим образцом – суперзеркалом №1. Данное суперзеркало представляет собой аperiodическую многослойную наноструктуру Ni/Ti ($m = 2.5$), состоящую из 171 пары чередующихся слоев Ni и Ti. Эта наноструктура нанесена на полированную стеклянную подложку размером 10*80*250 мм. Суперзеркало было изготовлено на новой напылительной установке ПИЯФ (11 корпус), предназначенной для изготовления нейтронно-оптических элементов для нейтронной системы реактора ПИК, а также для новых физических установок реактора ПИК. Измеряемое суперзеркало №1 изготовлено для использования его в качестве нейтронно-оптического элемента двухканального нейтронновода Н5-1 реактора ПИК.

4.3 Юстировка образца

Образец устанавливается на специальном держателе в зазор электромагнита. Юстировка образца производится на юстировочном канале. Сначала детектор ставится в положение, соответствующее максимуму интенсивности прямого пучка. Далее, перемещая поперек пучка, вводим образец в пучок до тех пор, пока он не перекроет половину интенсивности. Если при этом интенсивность уменьшается при вращении образца вокруг вертикальной оси как в одном, так и другом направлении, поверхность образца с точностью около 1 угл. мин. можно считать параллельной пучку. Если же интенсивность при вращении образца в каком-либо из направлений увеличивается, то это означает, что его поверхность при таком вращении приближается к параллельной пучку ориентации. В таком случае после достижения максимальной интенсивности образец следует вновь ввести в пучок так, чтобы он перекрыл половину интенсивности прямого пучка. Процедура с вращениями и перемещениями повторяется до тех пор, пока вращение образца в обоих направлениях не будет приводить к уменьшению интенсивности.

Далее для точной юстировки образец устанавливается (по данным предварительной юстировки) на угол скольжения, на котором отражение достаточно велико. При время-пролетных измерениях обычно задается угол скольжения, на котором будут проводиться измерения. Детектор ставится на угол, равный удвоенному значению предположительного угла скольжения. Следующим шагом производится сканирование интенсивности при перемещении образца поперек пучка. По профилю зависимости интенсивности от положения образца относительно пучка легко найти условие, соответствующее максимальной засветке образца нейтронным пучком.

Переместив образец в положение максимальной засветки его поверхности пучком, производят сканирование отраженной интенсивности при перемещении

детектора с установленной на его окне узкой (0.2 мм) щелью. По профилю зависимости интенсивности от положения детектора можно найти точный угол скольжения.

На рисунке 1 представлен график зависимости интенсивности отражённого от образца пучка нейтронов от координаты образца.

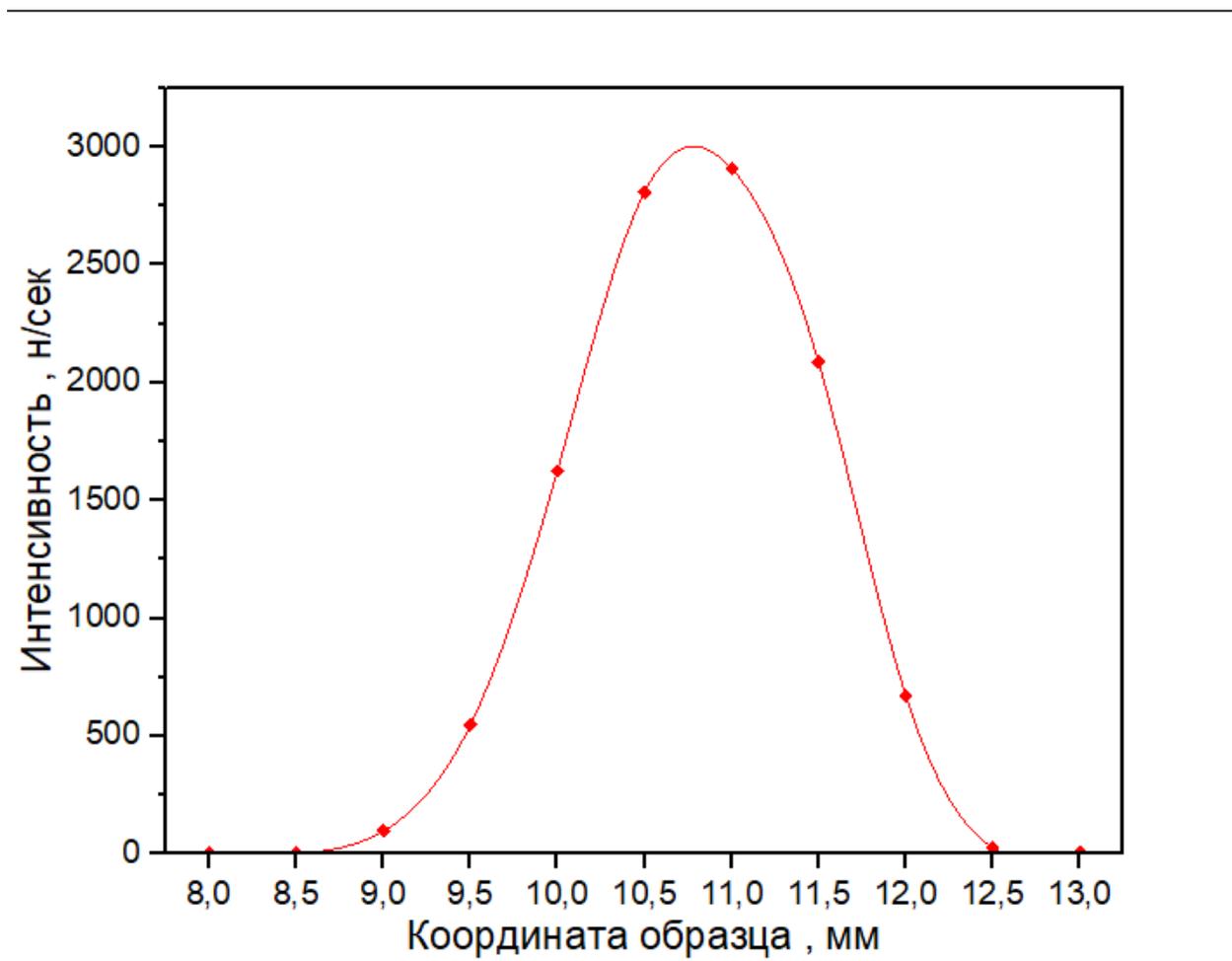


Рисунок 1. График зависимости интенсивности от координаты образца.

График показывает, что максимальная интенсивность достигается при $X_s = 10,7$ мм.

На рисунке 2 представлен график зависимости интенсивности отражённого от образца пучка от угла детектора.

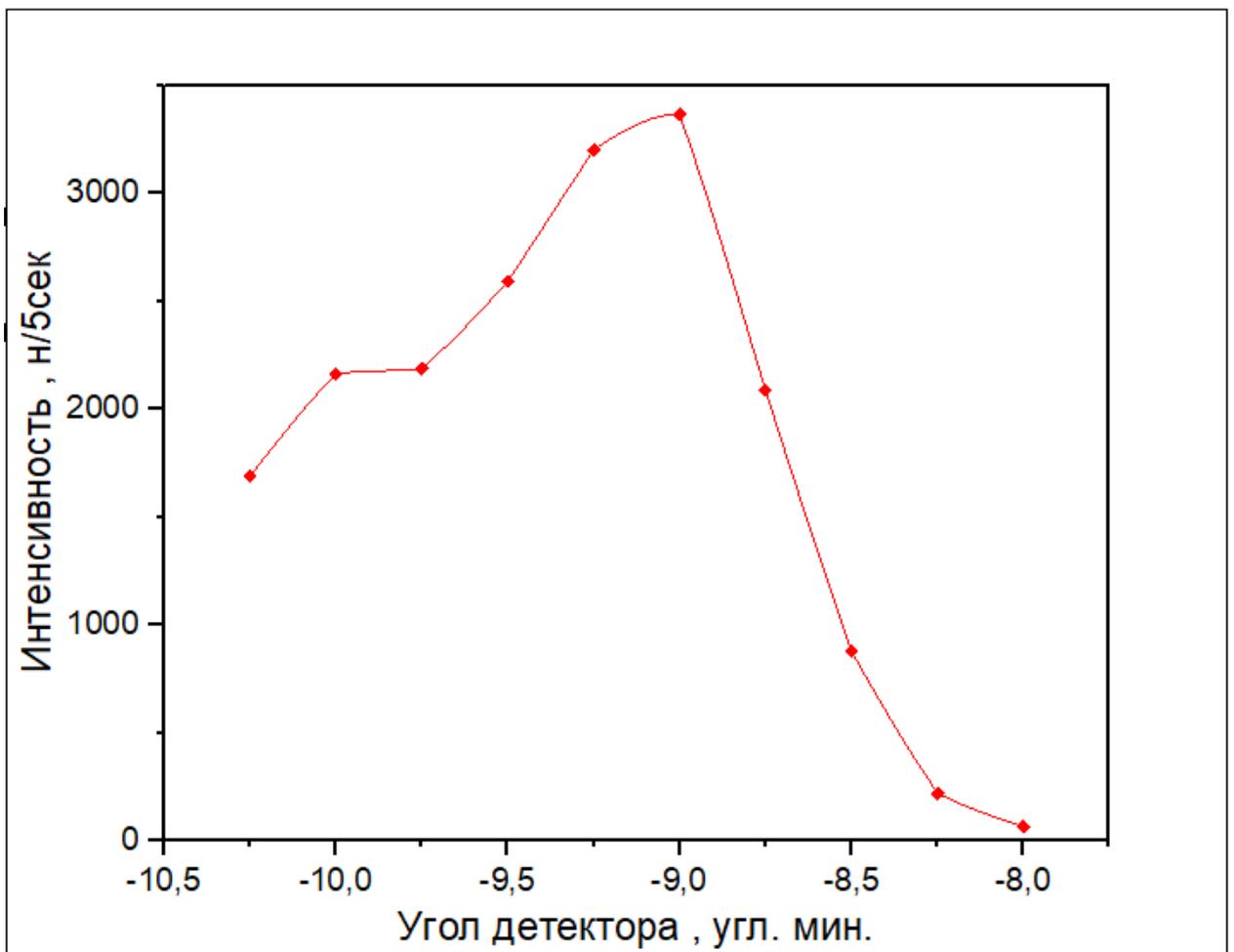


Рисунок 2. График зависимости интенсивности отражённого от образца пучка от угла детектора при угле образца $\theta_s = -20$ угл. мин.

График показывает, что наибольшая интенсивность пучка нейтронов регистрируется детектором в положении $\omega = -9$ угл. мин.

4.4 Измерения

Измерения проводились время-пролётным методом для всех четырёх каналов. На рисунках 1-4 представлены полученные спектры отражённого от данного образца под углом $6,67$ мрад ($20,6$ угл. мин.) нейтронного пучка – зависимости интенсивности от временного канала – для каждого из каналов формирователя.

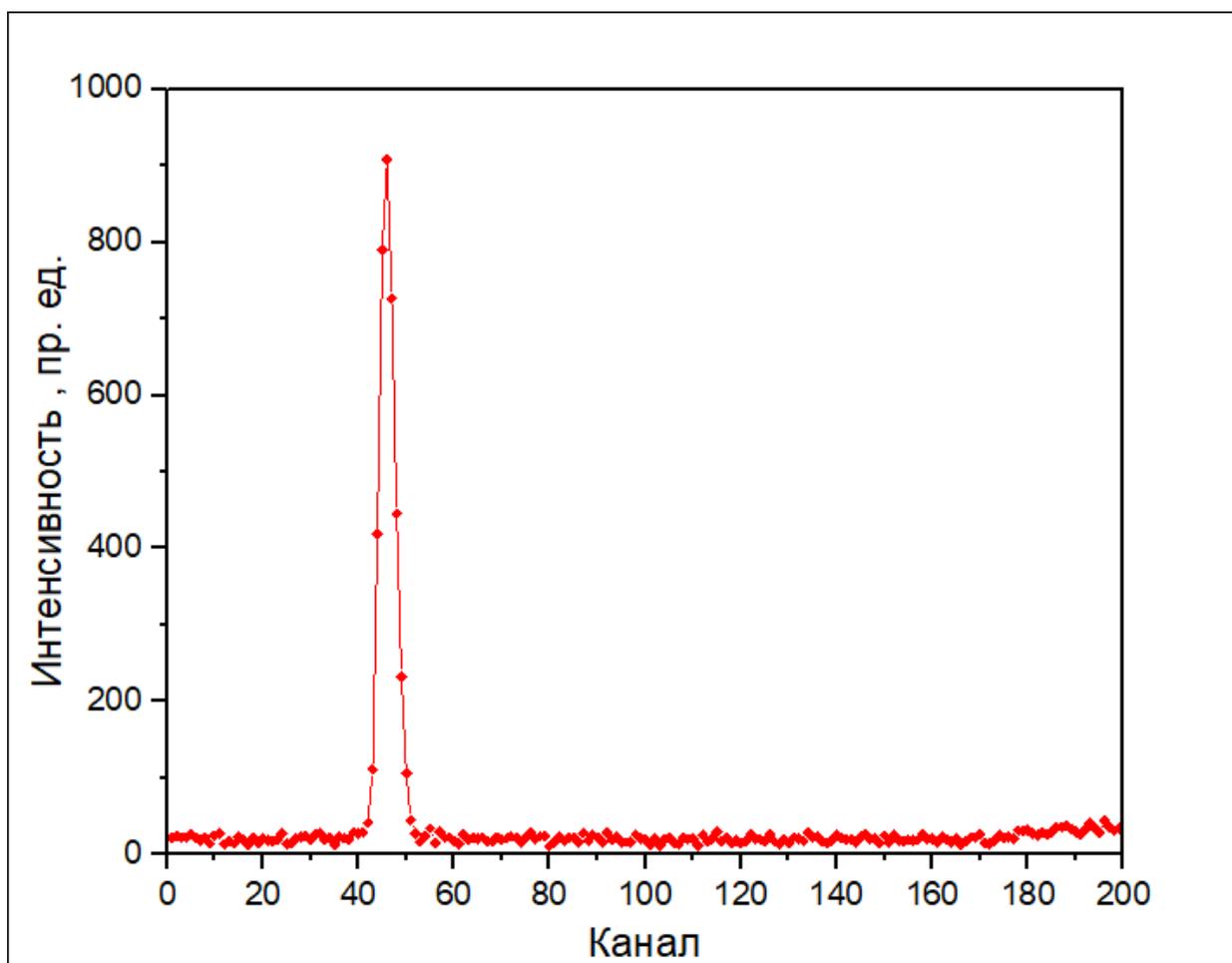


Рисунок 1. График зависимости интенсивности от временного канала для канала формирователя 1.

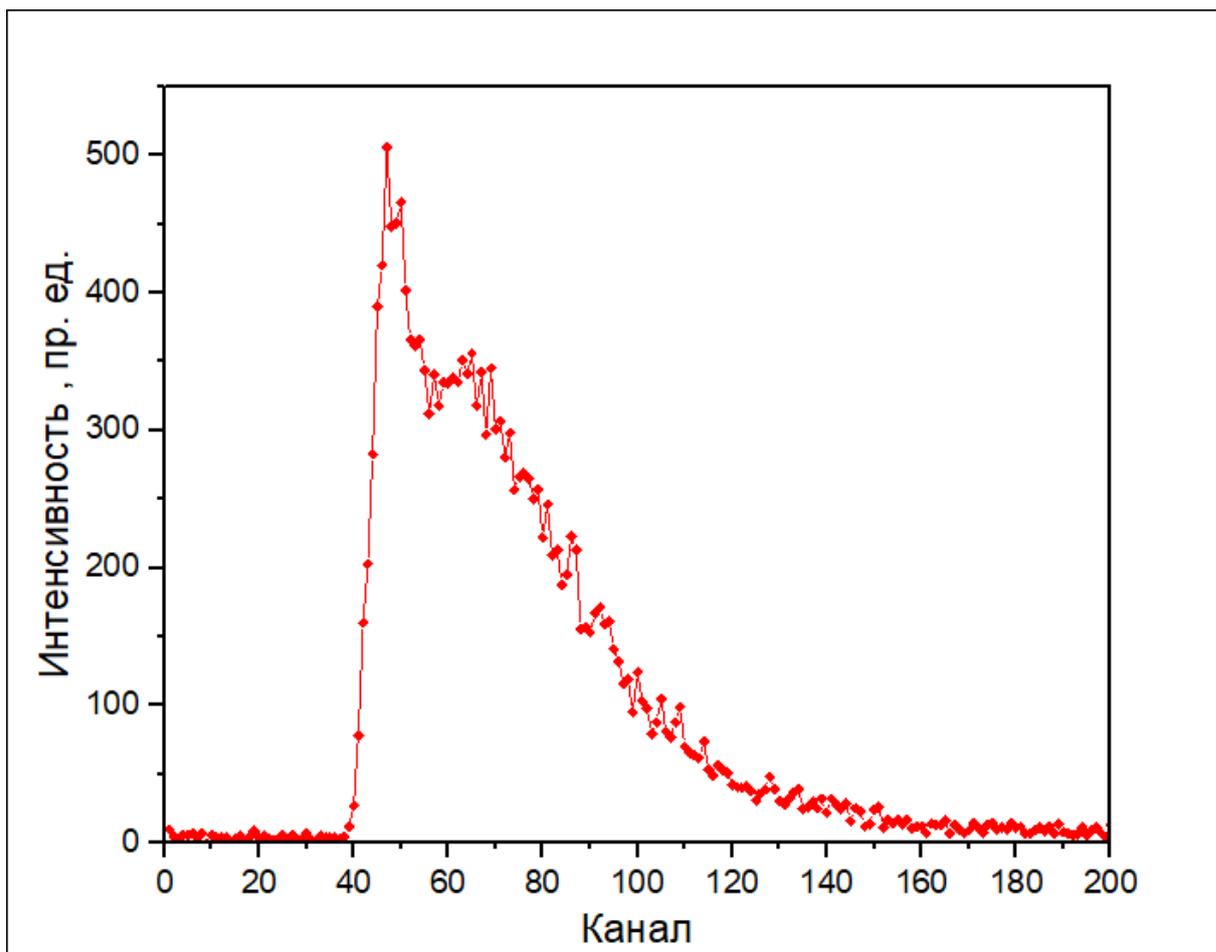


Рисунок 2. График зависимости интенсивности от временного канала для канала формирователя 2.

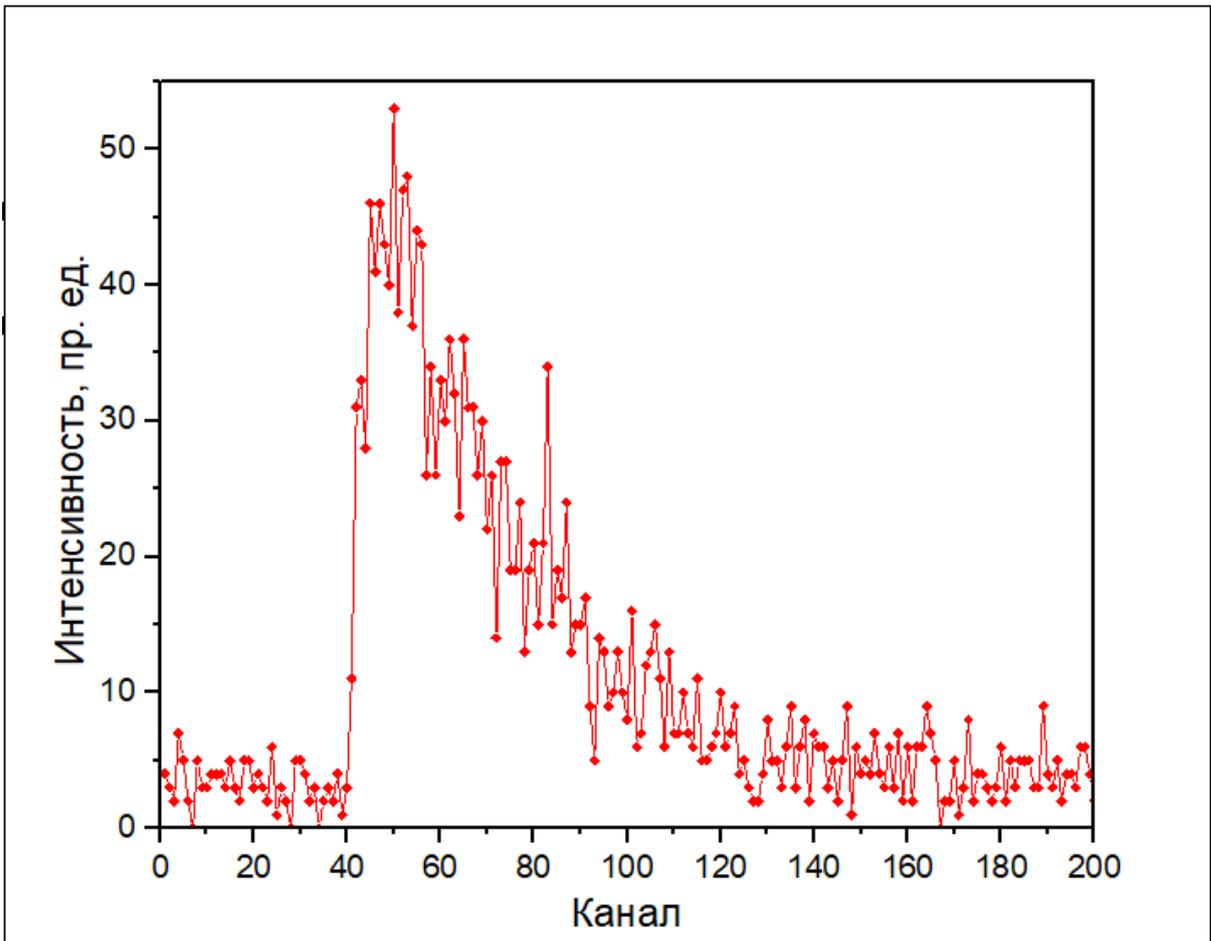


Рисунок 3. График зависимости интенсивности от временного канала для канала формователя 3.

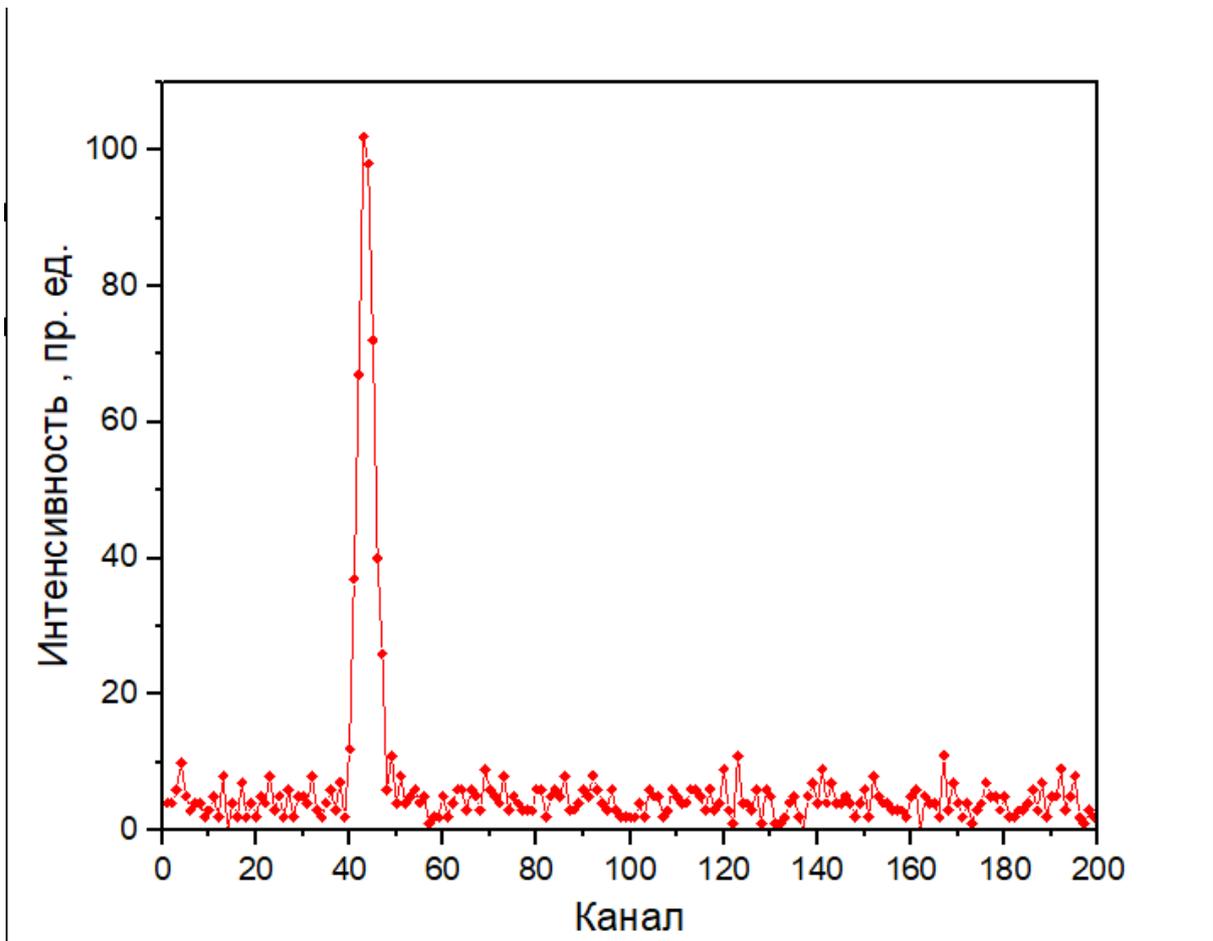


Рисунок 4. График зависимости интенсивности от временного канала для канала формирователя 4.

Используя полученные данные можно также получить графики зависимости интенсивности от длины волны. Эти графики представлены на рисунках 5-8.

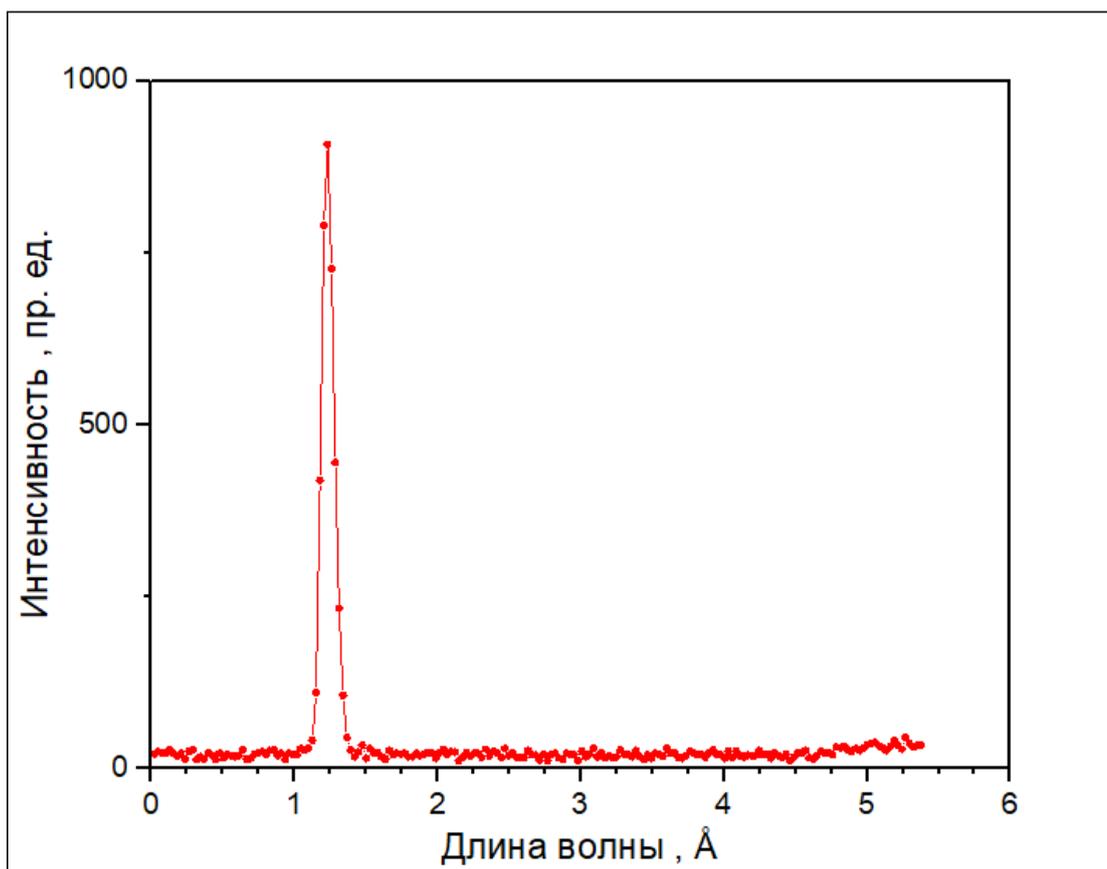


Рисунок 9. График зависимости интенсивности от длины волны для канала 1.

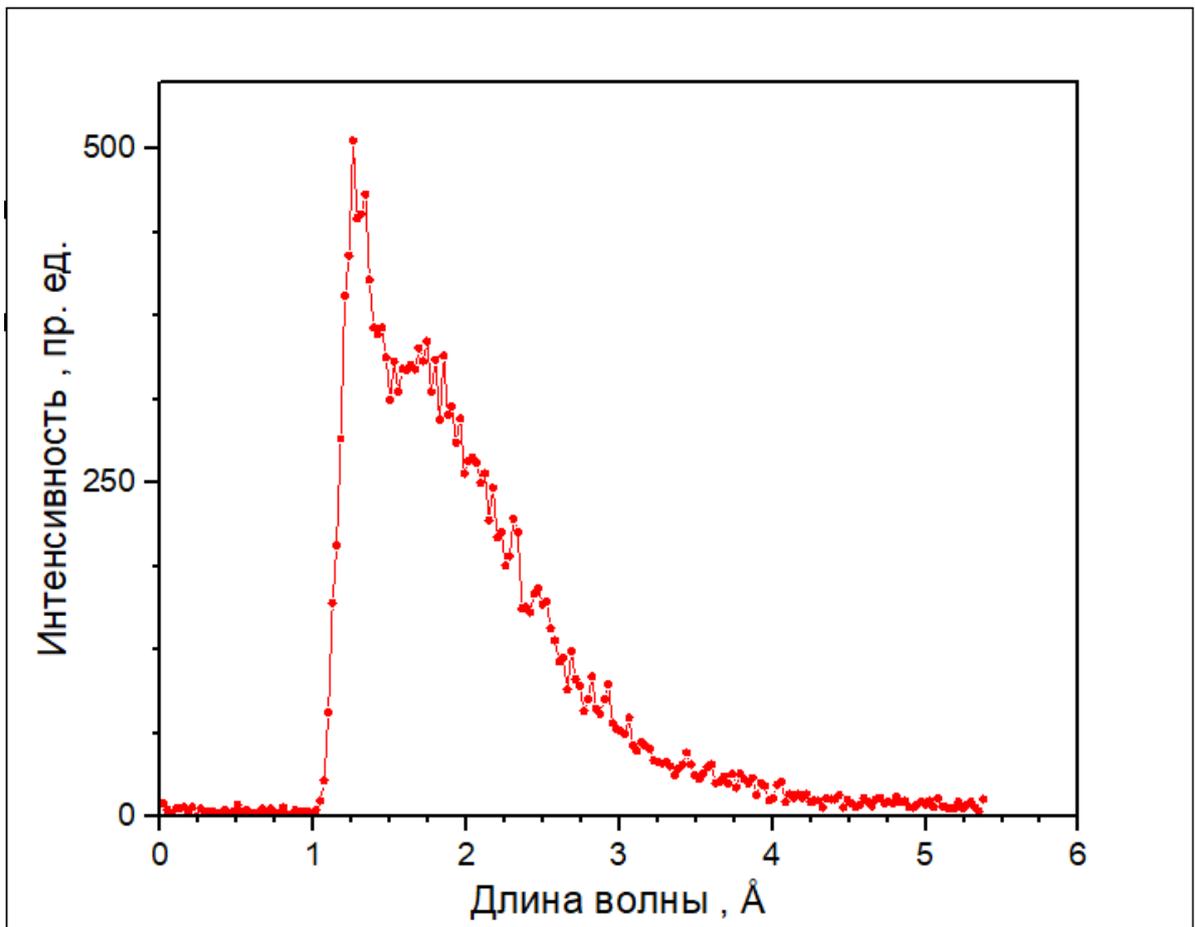


Рисунок 10. График зависимости интенсивности от длины волны для канала 2.

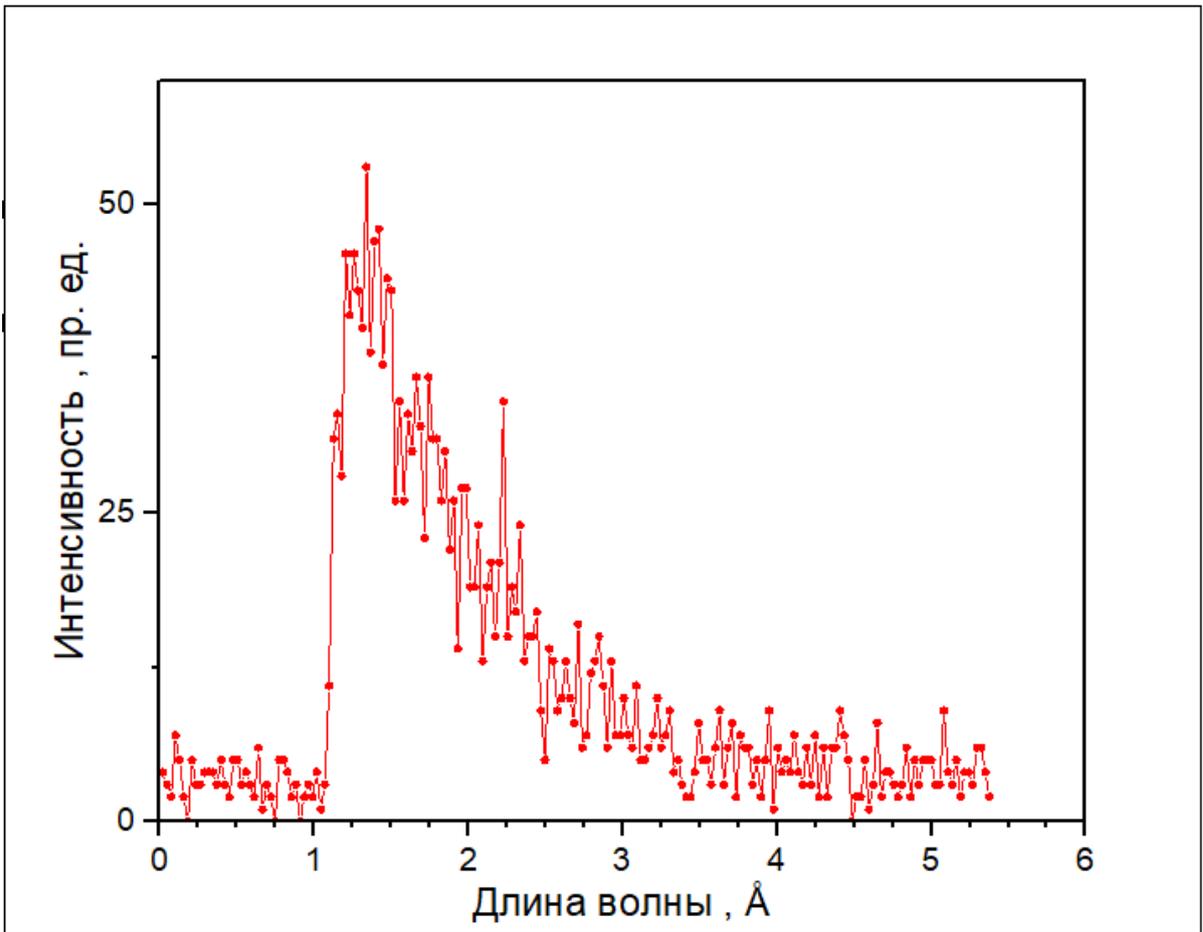


Рисунок 11. График зависимости интенсивности от длины волны для канала 3.

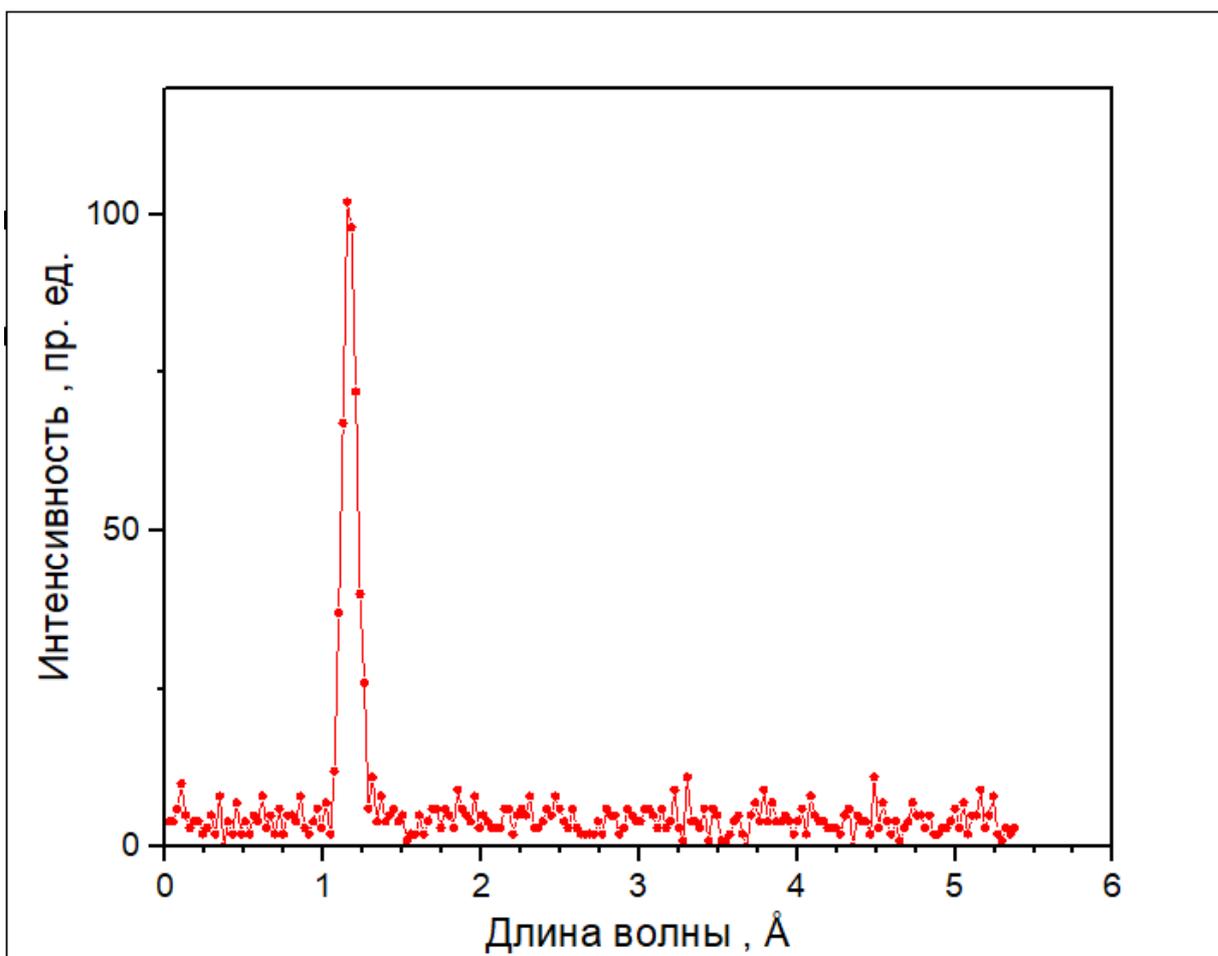


Рисунок 12. График зависимости интенсивности от длины волны для канала 4.

В спектрах каналов 1 и 4, как и ожидалось, интенсивность приходится на узкий спектр длин волн, что говорит о том, что монохроматоры, использующиеся в этих каналах, справляются со своей задачей.

После расчётов коэффициентов отражения был получен график зависимости квадрата коэффициента отражения R^2 от длины волны λ пучка нейтронов для канала 4, представленный на рисунке 9.

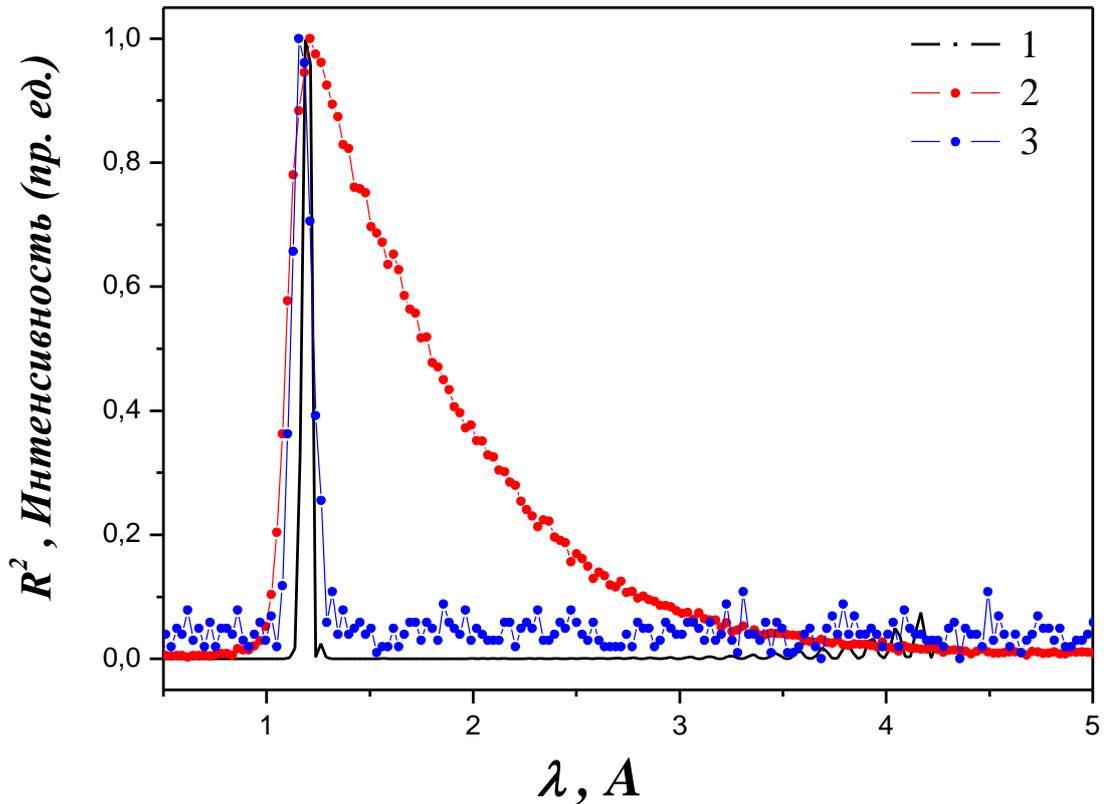


Рисунок 13. График зависимости квадрата коэффициента отражения R^2 от длины волны λ пучка нейтронов. 1 – расчетная зависимость R^2 , полученная из графика $R(Q_z)$ с учетом двойного отражения от стенок канала; 2 – нормированный спектр прямого пучка на входе в канал 4; 3 – нормированный спектр монохроматического неполяризованного пучка на выходе канала №4. Этот спектр можно получить путем свертки зависимостей 1 и 2 с учетом экспериментального разрешения установки.

На Рисунке 10 представлена кривая зависимости коэффициента отражения R от нормальной компоненты переданного импульса Q_z для образца суперзеркала №1 Ni/Ti ($m = 2.5$). Как следует из рисунка, коэффициент отражения в суперзеркальной области достаточно высок $R > 0.7$, на срезе кривой величина $Q_z = 0.056 \text{ \AA}^{-1}$, что соответствует параметру суперзеркала $m = 2.56$ близкому к расчетному значению $m = 2.5$. Таким образом, данное суперзеркало

вполне пригодно для использования его в качестве нейтронно-оптического элемента в нейтроноводе Н5-1.

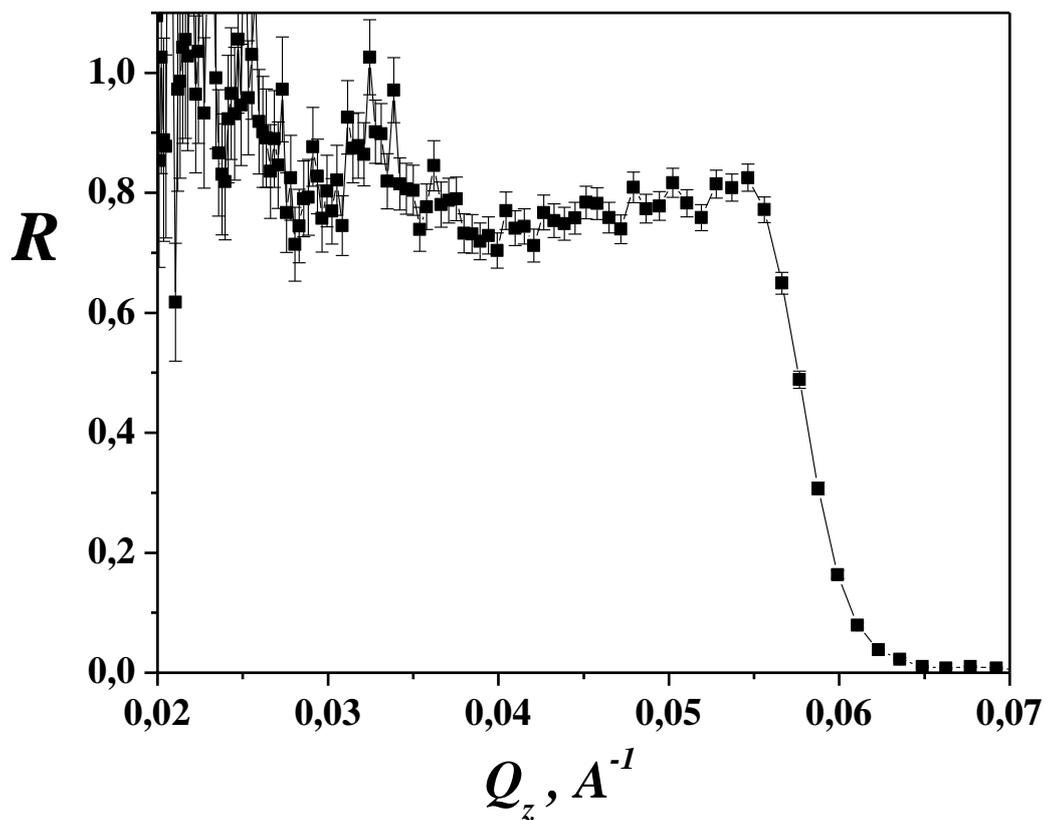


Рисунок 14. График зависимости коэффициента отражения R от нормальной компоненты переданного импульса Q_z для образца суперзеркала №1 Ni/Ti ($m = 2.5$).

Заключение

В результате измерений были получены характеристики, а именно нейтронные время-пролетные спектры на выходе каналов, всех 4-х мод рефлектометра ТНР, а также для юстировочной моды. Таким образом, ТНР располагает возможностью измерения с двумя «белыми» пучками с широким спектральным распределением (поляризованным 2-я мода и неполяризованным 3-я мода) и двумя монохроматическими пучками (неполяризованным 1-я мода и поляризованным 4-я мода). Выбор моды определяется решаемой физической задачей. В монохроматических модах возможно изменение длины волны выходного пучка путем поворота формирователя пучка.

В результате, на нейтронном рефлектометре ТНР были проведены измерения с образцом суперзеркала Ni/Ti ($m = 2.5$), проведены расчёты и получены результаты, соответствующие теоретическим прогнозам, что продемонстрировало его возможности для аттестации и исследования нейтронно-оптических образцов. Таким образом, введение нейтронного рефлектометра в эксплуатацию можно считать успешным, а саму установку – пригодной для проведения исследований в области нейтронной рефлектометрии.

Список используемой литературы

1. Чжо Зо Лин Поляризация нейтронов магнитными зеркалами / Чжо Зо Лин, В. Г. Сыромятников. — Текст: непосредственный // Вестник Санкт-Петербургского Университета. — 2016. — № 61. — С. 23.
2. Гуревич, И. И. Физика нейтронов низких энергий / И. И. Гуревич, Л. В. Тарасов. — 1. — Москва: Наука, 1965. — 608 с. — Текст: непосредственный.
3. Preprint 2619 / В.Г. Сыромятников [и др.] // Петербургский институт ядерной физики. – Гатчина – 2005. – С.50
4. Сыромятников, В. Г. Рефлектометрия поляризованных нейтронов / В. Г. Сыромятников, Ю. В. Никитенко. — 1491. — : ФизМатЛит, 2013. — 224 с. — Текст: непосредственный.

