



Санкт-Петербургский
государственный
университет
Физический факультет
Кафедра нейтронной и
синхротронной физики

Сыромятников Владислав Генрихович

Лекция 2. Полное внешнее отражение от магнитной среды.
Отражение нейтронов от нанослоя.

1. Полное внешнее отражение нейтронов от магнитной среды.

Сначала рассмотрим процесс отражения и преломления нейтронной волны на границе двух сред, как показано на рис. 1.

На границе раздела этих сред волна также будет испытывать отражение и преломление, определяемое относительным показателем преломления $n_{1,2}$:

$$n_{1,2} = \frac{n_2}{n_1} \cong 1 - \frac{\lambda^2}{2 \cdot \pi} \cdot [\rho^{(2)} \cdot b_c^{(2)} - \rho^{(1)} \cdot b_c^{(1)}] \quad (1)$$

где n_1 и n_2 - показатели преломления сред 1 и 2, соответственно,

$\rho^{(1)}$ и $\rho^{(2)}$ - концентрация ядер 1-ой и 2-ой среды, соответственно,

$b_c^{(1)}$ и $b_c^{(2)}$ - длины когерентного ядерного рассеяния 1-ой и 2-ой среды,

соответственно.

Критический угол полного внешнего отражения в этом случае будет равен

$$\alpha_{сп12} = \lambda \cdot \sqrt{\frac{\rho^{(2)} \cdot b_c^{(2)} - \rho^{(1)} \cdot b_c^{(1)}}{\pi}} \quad (2)$$

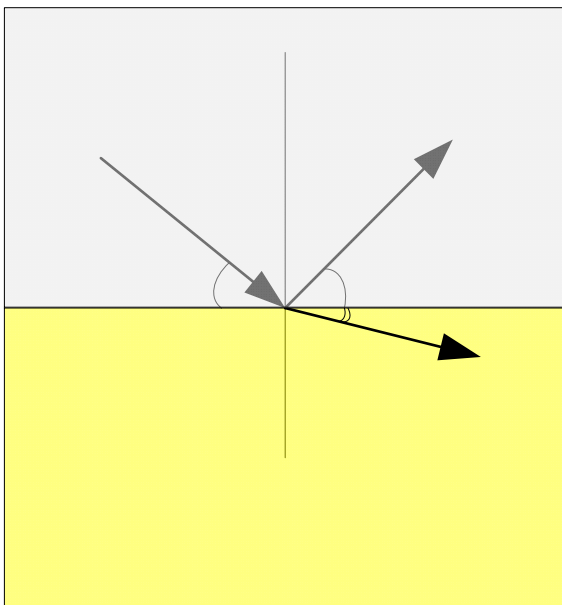


Рис.1.

Вспомогая из прошлой лекции, что

$$n = \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \quad \text{и} \quad n = 1 - \frac{\alpha_c^2}{2}$$

Можно получить выражение для угла преломления β , принимая во внимание малость углов α и β :

$$\beta = \sqrt{\alpha^2 - \alpha_{xp12}^2} \quad (3)$$

Если $[\rho^{(2)} \cdot b_c^{(2)} - \rho^{(1)} \cdot b_c^{(1)}] > 0$, то $\beta < \alpha$ и $n_1 > n_2$ (см. рис.1).

Если $[\rho^{(2)} \cdot b_c^{(2)} - \rho^{(1)} \cdot b_c^{(1)}] < 0$, то $\beta > \alpha$ и $n_1 < n_2$.

В последнем случае критический угол α_{xp12} - комплексная величина.

Если среда магнитная, то необходимо учесть взаимодействие между магнитным моментом нейтрона и магнитной индукцией среды.

Показатель преломления для однородно намагниченной среды, когда вектор магнитной индукции B параллелен вектору напряженности ведущего магнитного поля H и направлен вдоль границы раздела среды и вакуума, будет выглядеть так:

$$n^2 = 1 - \lambda^2 \cdot \left[\frac{\rho \cdot b_c}{2 \cdot \pi} \pm \frac{m_n}{4 \cdot \pi^2 \cdot \hbar^2} \cdot \mu_n \cdot B \right] = 1 - \frac{\lambda^2 \cdot \rho}{2 \cdot \pi} \cdot [b_c \pm p_m] \quad (4)$$

где μ_n и m_n - магнитный момент и масса нейтрона, соответственно, B - магнитная индукция среды,

p_m - длина магнитного когерентного рассеяния, $p_m = \frac{m_n \cdot \mu_n \cdot B}{2 \cdot \pi \cdot \hbar^2 \cdot \rho}$.

знак «+» соответствует параллельной ориентации спина нейтрона и вектора магнитной индукции среды, а знак «-» - антипараллельной ориентации этих векторов.

Фактически, поле вне образца считается равным нулю или близким к нему (ведущее поле). В более общем случае, в формулу (4) вместо индукции B должна входить разность между её значениями внутри и вне образца.

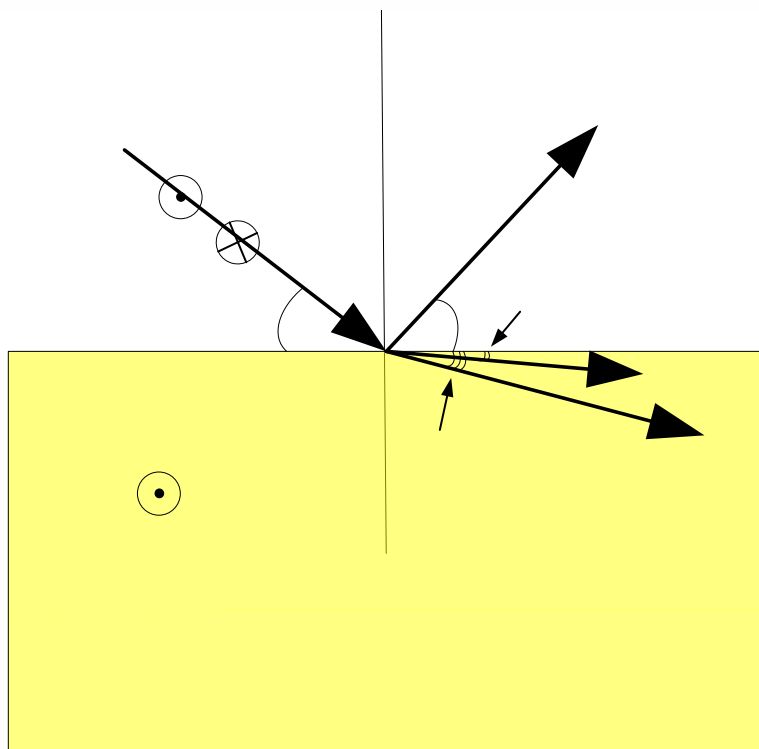


Рис.2.

Выражения для критических углов полного внешнего отражения для обеих ориентаций спина нейтрона и вектора магнитной индукции среды в этом случае будут следующими:

$$\alpha_{\text{сп}}^{\pm} = \lambda \cdot \sqrt{\frac{\rho \cdot b_c \pm \frac{m_n}{2 \cdot \pi^2 \cdot \hbar^2} \cdot \mu_n \cdot B}{\pi}} \quad (5)$$

или

$$\alpha_{\text{сп}}^{+} = \lambda \cdot \sqrt{\frac{\rho \cdot (b_c + p_m)}{\pi}} \quad \alpha_{\text{сп}}^{-} = \lambda \cdot \sqrt{\frac{\rho \cdot (b_c - p_m)}{\pi}} \quad (6)$$

Углы преломления для обеих спиновых компонент нейтрона:

$$\beta^{+} = \sqrt{\alpha^2 - \alpha_{\text{сп}}^{+2}} \quad \beta^{-} = \sqrt{\alpha^2 - \alpha_{\text{сп}}^{-2}} \quad (7)$$

Длины магнитного когерентного рассеяния P_m для намагниченных до насыщения слоев **железа** и **кобальта** равны $0.6 \cdot 10^{-12}$ см и $0.47 \cdot 10^{-12}$ см, соответственно.

Относительный показатель преломления для границы раздела двух сред (см. рис.3), описываемый, в случае, если среда 1 немагнитная, а среда 2 магнитная, можно записать, используя (4):

$$n_{1,2} = \frac{n_2}{n_1} \cong 1 - \frac{\lambda^2}{2 \cdot \pi} \cdot [\rho^{(2)} \cdot b_c^{(2)} - \rho^{(1)} \cdot b_c^{(1)} \pm \frac{m_n}{2 \cdot \pi \cdot \hbar^2} \cdot \mu_n \cdot B] \quad (8)$$

$$\alpha_{\text{сп}}^{\pm} = \lambda \cdot \sqrt{\frac{\rho^{(2)} \cdot b_c^{(2)} - \rho^{(1)} \cdot b_c^{(1)} \pm \frac{m_n}{2 \cdot \pi \cdot \hbar^2} \cdot \mu_n \cdot B}{\pi}} \quad (9)$$

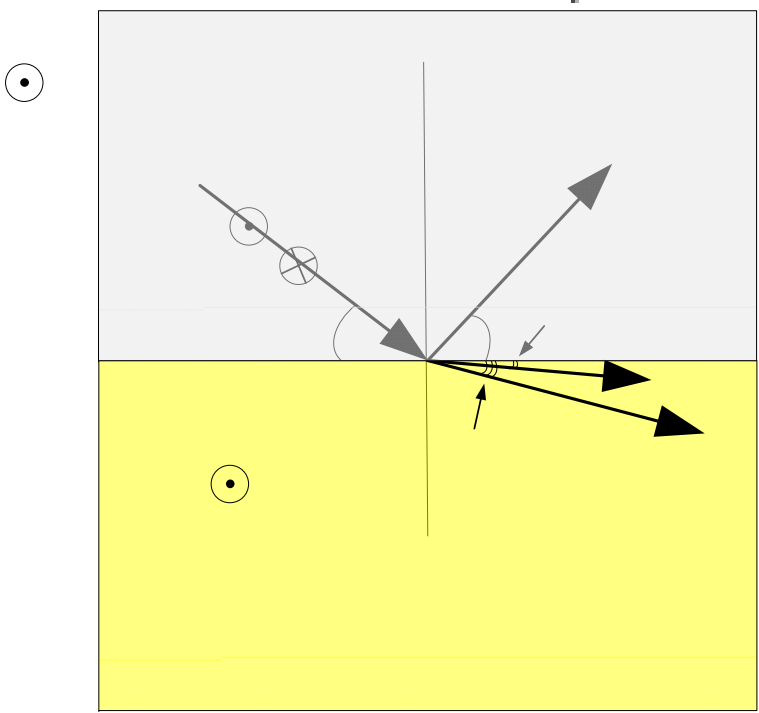


Рис.3.

Случай, когда обе среды магнитные
требуется рассмотреть в виде упражнения.

Как следует из (9) для намагниченной среды имеются два критических угла α_{φ}^{+} и α_{φ}^{-} и два соответствующих коэффициента отражения $R^{+}\left(\frac{\alpha}{\alpha_{\varphi}^{+}}\right)$ и

$$R^{-}\left(\frac{\alpha}{\alpha_{\varphi}^{-}}\right).$$

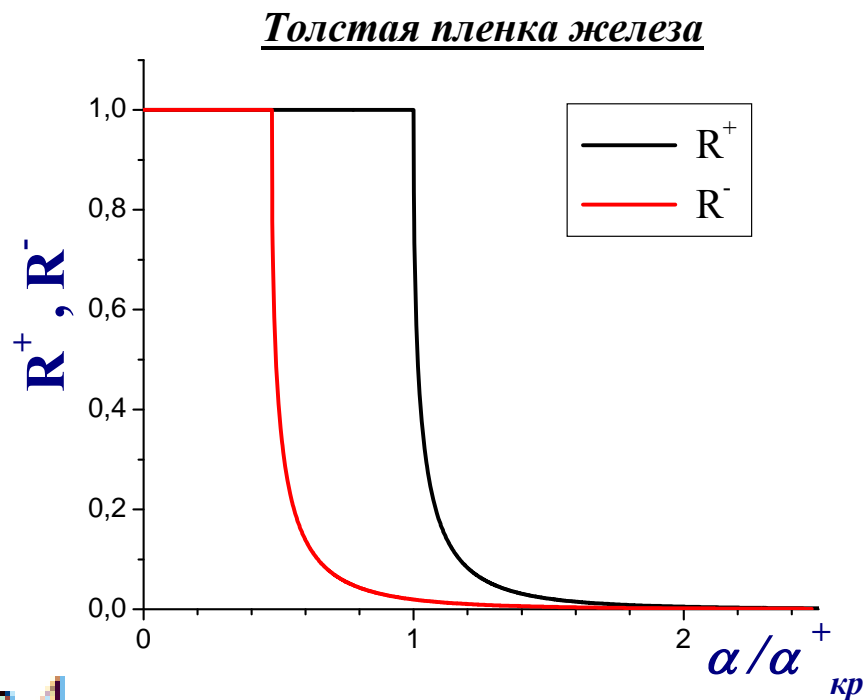


Рис. 4.

На рис.4 представлены эти графики для полубесконечного блока железа с идеально гладкой поверхностью в координатах $\frac{\alpha}{\alpha_{\varphi}^{+}}$. Если пленка железа достаточно толстая, то она может заменить полубесконечный блок. Здесь $\alpha_{\varphi}^{+} = 2.05 \text{ мрад/А}$ и $\alpha_{\varphi}^{-} = 0.97 \text{ мрад/А}$. Как следует из рисунка, обе кривые имеют области полного внешнего отражения, но для (+) спиновой компоненты эта область в 2.1 раза шире.

Если мы отразим монохроматический пучок нейтронов от образца с такой пленкой железа под углом $\alpha = \alpha_{\text{cp}}^+$, то для нейтронов (+) спиновой компоненты коэффициент отражения будет равен $R^+ = 1$, а для нейтронов (-) спиновой компоненты коэффициент отражения будет равен $R^- \approx 0.02$, т.е. нейтронов (-) спиновой компоненты отразится от образца в 50 раз меньше чем нейтронов другой спиновой компоненты. Это позволяет использовать такого типа образцы для поляризации нейтронных пучков. Степень поляризации нейтронного пучка P определяется как:

$$P = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} \quad (10)$$

где I_+ - число нейтронов в пучке с проекциями спинов параллельных выделенному направлению в пространстве,

I_- - число нейтронов в пучке с проекциями спинов антипараллельных этому выделенному направлению.

Пучок считается поляризованным, если P отлично от нуля. Если на намагниченную среду падает неполяризованный нейтронный пучок с интенсивностью I_0 , то легко получить выражение для степени поляризации отраженного пучка:

$$P = \frac{\frac{I_0}{2} \cdot R^+ - \frac{I_0}{2} \cdot R^-}{\frac{I_0}{2} \cdot R^+ + \frac{I_0}{2} \cdot R^-} = \frac{R^+ - R^-}{R^+ + R^-} \quad (11)$$

Возвращаясь к образцу железа и рис.4, можно сделать вывод, что поляризация отраженного пучка будет иметь сильную зависимость от падающего угла скольжения. Это показано на рис.5. Так, для области углов $0 < \alpha \leq \alpha_{cr}^+$ поляризация отраженного пучка равна нулю.

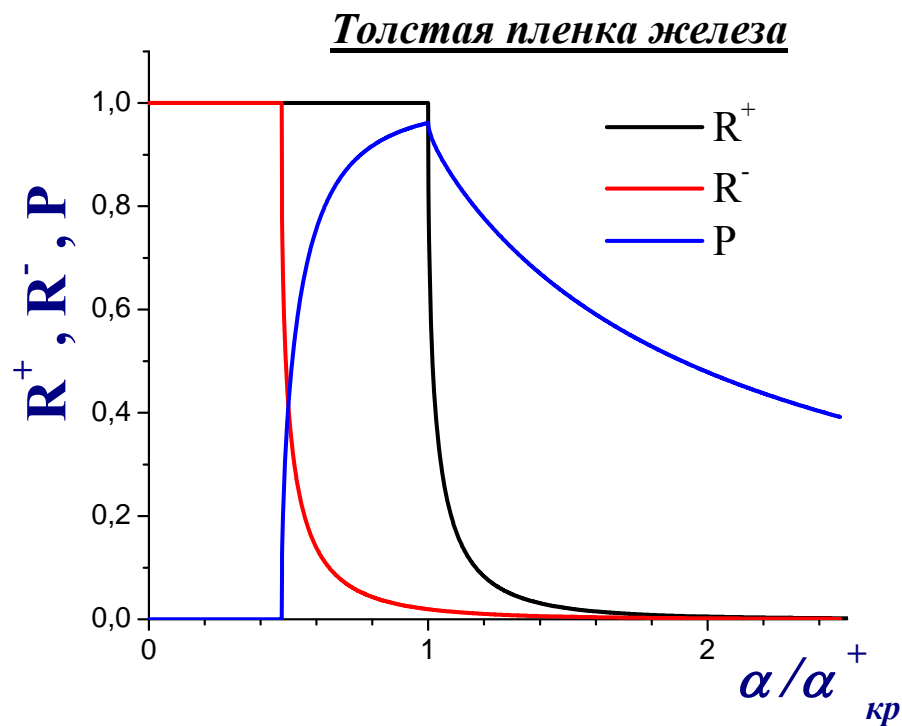


Рис. 5.

Для того чтобы степень поляризации отраженного пучка возросла, следует подобрать состав магнитного нейтронного зеркала таким образом, чтобы ядерная и магнитная части потенциала были бы равны друг другу по абсолютной величине, тогда нейтроны со спином по полю будут отражаться, т.е. при этом $n^+ < 1$ и $R^+ = 0$, а нейтроны с антипараллельным направлением спина, вообще, не будут отражаться, т.к. при этом $n^- = 1$ и, соответственно, $R^- = 0$. В этом случае для созданного таким образом образца, на рисунке аналогичном рис.5 будет отсутствовать область углов, где поляризация равна нулю.

Эта идея была успешно реализована в ПИЯФ в 1975 году на высокоэффективных **нейтронных зеркалах-поляризаторах**, представляющих собой магнитное поляризующее покрытие *CoFe* с антиотражающим подслоем *TiGd*, нанесенные на полированное стекло.

В заключении к этому разделу стоит отметить еще раз, что явление полного внешнего отражения, несмотря на малость критических углов α_{cp} , с успехом используется в нейтронноводах – устройствах для транспортировки потоков нейтронов от исследовательского ядерного реактора к нейтронно-физической установке. В качестве нейтронных зеркал используются тонкие пленки никеля Ni и его изотопа ^{58}Ni , нанесенные на полированные стеклянные подложки. Изотоп никеля - ^{58}Ni , как уже говорилось, имеет максимальный критический угол из всех элементов и их стабильных изотопов, $\alpha_{cp}^{58Ni} = 2.05$ мрад/Å.

В современном нейтронно-физическом эксперименте активно используются суперзеркала - усовершенствованные нейтронные зеркала, имеющие критические углы, в 2 раза и более превышающие критический угол для зеркал с природным никелем, имеющего критический угол $\alpha_{cp}^{58Ni} = 1.73$ мрад/Å. Величины критических углов суперзеркал $\alpha_{cp,2m}$ определяются относительным параметром m , где $m = \frac{\alpha_{cp,2m}}{\alpha_{cp}^{58Ni}}$. Суперзеркала бывают неполяризующие и поляризующие. Так фирма *SwissNeutronics* (Швейцария) производит неполяризующие Ni/Ti нейтронные суперзеркала с $m=7$. Это рекорд. О суперзеркалах мы поговорим в дальнейшем.

2. Отражение нейтронов от нанослоя.

Решение задачи зеркального отражения неполяризованных нейтронов от слоистых немагнитных структур сводится к одномерному уравнению Шредингера с потенциалом $V(z)$:

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + E_1 \right) \Psi(z) = V(z) \Psi(z), \quad (12)$$

где E_1 – полная энергия нейтрона за вычетом кинетической энергии неизменяющейся компоненты скорости, параллельной слоям.

Рассмотрим простейший случай: отражение нейтронного пучка от однородной тонкой пленки с идеальными границами на идеальной подложке (см. рис.6).

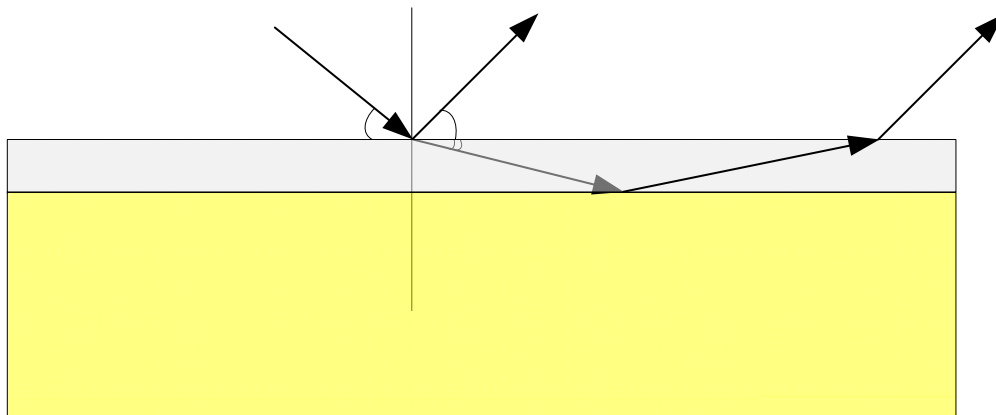


Рис. 6.

Шероховатость подложки и пленки отсутствует. В этом случае зависимость нейтронно-оптического потенциала пленки от координаты z , направленной от поверхности пленки в глубину представлена на Рис.7. Подложка рассматривается здесь как полубесконечная среда.

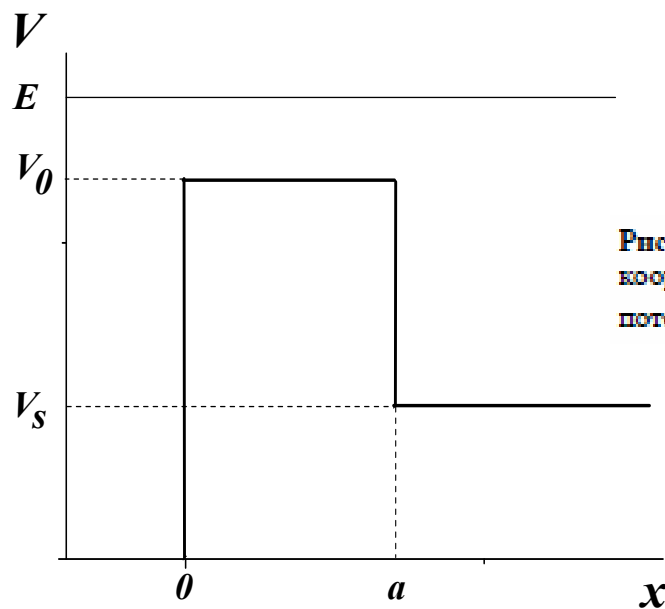


Рис.7. Зависимость нейтронно-оптического потенциала пленки от координаты x , направленной от поверхности пленки в глубину. V_0 и V_s - потенциалы пленки и подложки, соответственно; a - толщина пленки.

Решая квантовомеханическую задачу о надбарьерном отражении нейтронной волны с энергией E от потенциала V_0 , образованного идеальной тонкой пленкой 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 :

$$R = \frac{(k_1^2 - k_2^2) \cdot (k_3^2 - k_2^2) \cdot (\sin k_2 a)^2 + (k_1 k_2 - k_3 k_2)^2}{(k_1^2 - k_2^2) \cdot (k_3^2 - k_2^2) \cdot (\sin k_2 a)^2 + (k_1 k_2 + k_3 k_2)^2} \quad (13)$$

где $k_1 = \frac{\sqrt{2m_n E}}{\hbar}$, $k_2 = \frac{\sqrt{2m_n (E - V_0)}}{\hbar}$, $k_3 = \frac{\sqrt{2m_n (E - V_s)}}{\hbar}$, $E > V_0, V_s$, $\hbar = \frac{h}{2 \cdot \pi}$,

h - постоянная Планка, a - толщина пленки.

Волновые векторы связаны следующими соотношениями:

$$k_0^2 = k_1^2 - k_2^2 = 2m_n V_0 / \hbar; \quad k_s^2 = k_1^2 - k_3^2 = 2m_n V_s / \hbar \quad (14)$$

Пусть выполняются следующие условия:

$$k_1 \gg k_0, k_s \text{ и } k_0 \gg k_s. \quad (15)$$

Для их выполнения достаточно чтобы

$$k_1 = (0.3 \div 0.5) \times k_0, \quad k_1 = (0.3 \div 0.5) \times k_s, \quad k_0 = (0.3 \div 0.5) \times k_s,$$

$$k_1 = (0.3 \div 0.5) \times k_s.$$

После ряда преобразований при выполнении условий (15) можно получить упрощенную формулу для коэффициента отражения R :

$$R \cong \frac{k_0^4 \cdot (\sin k_2 a)^2}{4k_1^4}. \quad (16)$$

Из (16) можно получить условие для определения минимумов надбарьерного отражения нейтронов:

$$\sin k_2 \cdot a = 0 \quad (17)$$

Из этого условия следует, что

$$\underline{k_2 \cdot a = \pi \cdot n, \text{ где } n = 0, \dots, \pm 1, \pm 2, \dots} \quad (18)$$

Известно, что $k_2 = \frac{\sqrt{2m_n(E - V_0)}}{\hbar}$, $E = \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_n} \cdot k^2$ и $V_0 = \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_n} \cdot \frac{4 \cdot \pi^2}{\lambda_{\varphi}^2}$, где k и λ_{φ} -

нормальная к поверхности образца компонента волнового вектора и

граничная длина волны материала плёнки, соответственно. $k = \frac{2 \cdot \pi \cdot \sin \theta}{\lambda}$, где

λ - длина волны нейтрона, θ - угол скольжения. Для малых углов

скольжения используемых в рефлектометрии $\sin \theta \approx \theta$. Подставляя

выражения для E и V_0 в k_2 , а k_2 в (18) после преобразований получим

выражение для положений минимумов k_n коэффициента отражения:

$$k_n = \pi \cdot \sqrt{\left(\frac{2}{\lambda_{\varphi}}\right)^2 + \left(\frac{n}{a}\right)^2} \quad (19)$$

Определив из графика зависимости $R(k)$ положения минимумов 1-го ($n-1$ и k_1) и 2-го ($n-2$ и k_2) порядков, можно определить из системы двух уравнений с двумя неизвестными на основе (19) величину толщины пленки a и величину потенциала пленки через $\lambda_{эф}$:

$$a = \pi \cdot \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{k_2^2 - k_1^2}} \quad (20)$$

$$\lambda_{эф} = 2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{(n_2 \cdot k_1)^2 - (n_1 \cdot k_2)^2}} \quad (21)$$

